

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TORINO

Facoltà di Scienze Matematiche, Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Fisica

Misura del *rate* di eventi $b\bar{b}b\bar{b}$ e
della probabilità di *gluon splitting*
in $b\bar{b}$ nel decadimento adronico
della Z a LEP 1

Relatore

Prof.ssa Alessandra Romero

Correlatore

Dott.ssa Chiara Mariotti

CERN, ed INFN Torino

Candidato

Nicola Amapane

Indice

Introduzione	1
1 Produzione di quark b nell'annichilazione e^+e^-	3
1.1 Il Modello Standard	3
1.1.1 Il Modello Standard Elettrodebole	5
1.1.2 Interazioni forti	9
1.2 Fisica della Z a LEP 1	10
1.2.1 Misure elettrodeboli di precisione a LEP 1	11
1.2.2 Misure elettrodeboli con quark pesanti	15
1.2.3 Misura di R_b	18
1.3 Produzione secondaria di quark b	20
1.3.1 Misura diretta di g_{bb}	22
1.4 Il rate R_{4b}	24
1.4.1 Estrazione di g_{bb}	25
2 LEP ed il rivelatore DELPHI	27
2.1 Il LEP	27
2.1.1 Caratteristiche	27
2.1.2 Il sistema di iniezione e il funzionamento di LEP	29
2.1.3 I fasci di LEP e la luminosità	32
2.1.4 La misura dell'energia di LEP	34
2.2 Il rivelatore DELPHI	36
2.2.1 Generalità	36
2.2.2 Rivelatori di traccia	38

2.2.2.1	Il rivelatore di vertice (VD)	39
2.2.2.2	L'Inner Detector (ID)	41
2.2.2.3	La Time Projection Chamber (TPC)	42
2.2.2.4	L'Outer Detector (OD)	43
2.2.2.5	Le camere in avanti (FCA e FCB)	43
2.2.2.6	Il campo magnetico e la misura dell'impulso	44
2.2.3	Rivelatori ad effetto Cherenkov	45
2.2.3.1	Il Ring Imaging Cherenkov counter (RICH)	45
2.2.4	I calorimetri elettromagnetici	47
2.2.4.1	L'High density Projection Chamber (HPC)	47
2.2.4.2	Il Forward ElectroMagnetic Calorimeter (FEMC)	48
2.2.4.3	I monitor di luminosità (STIC e VSAT)	49
2.2.4.4	Contatori per l'ermeticità (TOF e Taggers)	50
2.2.5	Il Calorimetro Adronico (HAC)	51
2.2.6	Le camere a muoni	52
2.2.7	Il trigger di DELPHI	53
3	Metodi sperimentali in fisica delle particelle	55
3.1	Fondamenti dell'analisi dei dati in fisica delle alte energie	55
3.1.1	Descrizione degli eventi	55
3.1.2	Estrazione del segnale: efficienza e purezza	56
3.2	Simulazione di eventi	57
3.2.1	QCD perturbativa	59
3.2.2	Modelli di frammentazione	61
3.2.3	Programmi di generazione	64
3.3	Ricostruzione dei <i>jets</i>	66
3.4	Identificazione dei <i>jets</i> b	68
3.4.1	Calibrazione della risoluzione dei parametri di impatto	73
4	Misura di R_{4b}	81
4.1	Campione utilizzato	81
4.1.1	Selezione delle tracce	81

4.1.2	Selezione dei decadimenti adronici della Z	82
4.1.3	Eventi simulati	83
4.2	Il metodo	83
4.2.1	Selezione degli eventi $b\bar{b}b\bar{b}$	86
4.2.2	Stima delle efficienze di selezione	88
4.3	Stima degli errori sistematici	92
4.4	Risultato	96
5	Estrazione di g_{bb}	101
5.1	Relazione tra R_{4b} e g_{bb}	101
5.2	Calcolo di R_{th}	102
5.3	Risultato	103
6	Conclusioni	107

Introduzione

Lo scopo della fisica delle alte energie è lo studio della struttura intima della materia, ovvero dei suoi costituenti fondamentali e delle interazioni fra di essi. Lo strumento d'indagine di questi studi è la collisione fra particelle, che viene realizzata con macchine capaci di accelerarle ad energie elevatissime. L'urto fra particelle permette infatti di sondare, seppure in modo indiretto, l'esistenza di strutture su scale tanto più piccole quanto maggiori sono le energie in gioco. L'impiego di energie elevate permette un alto potere risolutivo e la possibilità di produrre particelle con grande massa.

Nel 1989, presso il CERN di Ginevra, è entrato in attività LEP, per dimensioni il più grande acceleratore di particelle mai costruito. In esso vengono accelerati fasci di elettroni e positroni, le cui collisioni sono registrate da quattro enormi rivelatori per essere successivamente analizzate. Fino al 1995 l'energia di collisione al LEP è stata pari alla massa del bosone Z, che era stato osservato per la prima volta proprio al CERN in esperimenti di collisione protone-antiprotone. Ciò ha permesso la misura di numerose grandezze elettrodeboli mediante le quali è stato possibile verificare con grande accuratezza le previsioni del Modello Standard.

Il lavoro di questa tesi riguarda lo studio di eventi in cui nel decadimento del bosone Z vengono prodotte due coppie di quark b. Viene in particolare misurata, utilizzando i dati raccolti dal rivelatore DELPHI, la frazione di questi eventi sul totale di eventi adronici. Per tale quantità, indicata con R_{4b} , non esiste alcuna precedente determinazione sperimentale. Il valore ottenuto viene utilizzato per la determinazione indiretta di g_{bb} , ovvero della frazione di eventi in

cui si osserva produzione secondaria di quark b . Questa quantità è interessante sia per il confronto con modelli teorici, sia perché l'imprecisione sul suo valore è la principale fonte di errore su $R_b^0 = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}}$, un parametro elettrodebole la cui misura riveste un interesse fondamentale per la verifica delle previsioni del Modello Standard.

Gli aspetti teorici e l'interesse della misura sono approfonditi nel primo capitolo di questa trattazione. Segue la descrizione dell'acceleratore LEP e del rivelatore DELPHI, i cui dati sono stati utilizzati per questa analisi. Nel terzo capitolo vengono discussi sinteticamente i metodi e le problematiche legate alla misura, che viene presentata nel dettaglio nel quarto capitolo. Il quinto capitolo descrive infine la procedura adottata per l'estrazione del valore di g_{bb} da quello di R_{4b} , soffermandosi in particolare sugli aspetti più delicati dal punto di vista teorico.

Il mio personale contributo ha riguardato tutti gli aspetti qui descritti ed in particolare lo studio, l'ottimizzazione e l'implementazione degli algoritmi per la selezione dei candidati $b\bar{b}b\bar{b}$, la definizione di R_{4b} , la classificazione degli eventi di fondo e la stima delle relative efficienze di selezione. La difficoltà sperimentale della misura ha fatto emergere problematiche che hanno richiesto un lungo lavoro di approfondimento, soprattutto per quanto riguarda lo studio degli errori sistematici. Mi sono inoltre occupato del problema della determinazione di g_{bb} e degli aspetti teorici ad essa collegati.

I risultati ottenuti sono stati presentati alla conferenza ICHEP'98 in un documento preliminare della collaborazione DELPHI [1].

Capitolo 1

Produzione di quark b nell'annichilazione e^+e^-

Scopo di questo capitolo è quello di presentare la misura di R_{4b} e di g_{bb} sottolineandone le motivazioni più che gli aspetti tecnici, affrontati dettagliatamente nei capitoli successivi. La discussione è preceduta da una breve introduzione sulla teoria generale, nota come Modello Standard, e sulla fisica del bosone Z, con particolare risalto alle misure che si effettuano presso il collisore LEP. Viene specialmente discussa la misura di R_b , che fornisce lo spunto per introdurre i parametri g_{bb} ed R_{4b} .

1.1 Il Modello Standard

Secondo le nostre attuali conoscenze, tutta la materia è composta da *fermioni*, particelle a spin semiintero che si dividono in due grandi gruppi: i *leptoni*, che comprendono fra gli altri elettroni e neutrini, ed i *quarks*. Questi ultimi hanno carica frazionaria e non esistono in natura allo stato libero, ma sono i costituenti di un'ampia classe di particelle, gli *adroni*. Esempi di adroni sono i neutroni ed i protoni, entrambi composti da tre quark. La classificazione dei fermioni fondamentali è data nella tabella 1.1.

Le interazioni fra particelle avvengono attraverso lo scambio di *bosoni*, par-

Fermioni	1 ^a fam.	2 ^a fam.	3 ^a fam.	Carica elettrica	Interazioni
Quark	u	c	t	$+\frac{2}{3}$	Tutte
	d	s	b	$-\frac{1}{3}$	
Leptoni	e	μ	τ	-1	Deboli, E.M.
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	Deboli

Tabella 1.1: *Classificazione e caratteristiche delle tre famiglie di fermioni fondamentali.*

ticelle di spin intero che svolgono il ruolo di mediatori delle quattro interazioni fondamentali. Fra queste l'*interazione gravitazionale* è quella più vicina all'esperienza comune; tuttavia essa è irrilevante alle scale di massa e distanza tipiche della fisica delle particelle. Il legame fra atomi e fra molecole è dovuto all'*interazione elettromagnetica*; l'*interazione debole* spiega, ad esempio, i processi di decadimento β nei nuclei. L'*interazione forte* infine è responsabile del confinamento dei quark all'interno degli adroni. Le caratteristiche delle interazioni interessanti per la fisica delle particelle sono riassunte nella tabella 1.2.

	Elettromagnetica	Debole	Forte
Quanto scambiato	Fotone (γ)	Bosoni W^\pm e Z	Gluoni
Massa (GeV)	0	80–90	0
Costante di accoppiamento	$\alpha(Q^2 = 0) \approx \frac{1}{137}$	$G_F \approx 1.2 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	$\alpha_s(m_Z) \approx 0.1$
Raggio	∞	10^{-16} cm	10^{-13} cm

Tabella 1.2: *Interazioni fondamentali rilevanti in fisica delle particelle.*

Il Modello Standard descrive le interazioni elettromagnetica, debole e forte tra particelle tramite due teorie di *gauge*:

- la teoria dell'interazione elettrodebole o Modello Standard Elettrodebole, che unifica le interazioni elettromagnetica e debole;
- la teoria dell'interazione forte o Cromodinamica Quantistica (QCD).

1.1.1 Il Modello Standard Elettrodebole

La teoria che descrive l'interazione elettromagnetica è detta elettrodinamica quantistica (QED) ed è basata sulla richiesta dell'invarianza della lagrangiana per trasformazioni di *gauge* locale rispetto al gruppo di simmetria $U(1)$. Da tale richiesta discende l'esistenza di un campo vettoriale non massivo il cui quanto si identifica con il fotone.

L'unificazione della teoria dell'interazione elettromagnetica e di quella dell'interazione debole avviene estendendo il gruppo di simmetria a $SU(2) \otimes U(1)$ [2], gruppo a cui sono associati i numeri quantici di *iper carica debole* Y e di *isospin debole* I legati dalla relazione:

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

dove I_3 è la terza componente dell'isospin debole e Q la carica elettrica.

La richiesta dell'invarianza della teoria per trasformazioni di *gauge* locale rispetto al gruppo $SU(2) \otimes U(1)$ porta all'introduzione di quattro campi di *gauge* vettoriali non massivi, indicati con $W_\mu^{1,2,3}$ e B_μ ed accoppiati ai fermioni tramite due costanti di accoppiamento, g e g' . I campi fisici corrispondenti sono dati da loro combinazioni lineari: i bosoni carichi W^+ e W^- corrispondono ai campi

$$W_\mu^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(W_\mu^1 \pm iW_\mu^2) \quad (1.2)$$

mentre i bosoni neutri γ e Z corrispondono ai campi

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.3)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.4)$$

ottenuti mescolando i campi neutri W_μ^3 e B_μ per mezzo di una rotazione definita dall'*angolo di Weinberg* θ_W . Il campo A_μ viene quindi identificato con

il tensore del campo elettromagnetico; imponendo l'uguaglianza dei termini di accoppiamento si ottiene

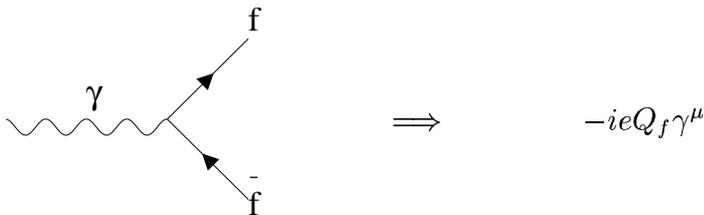
$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.5)$$

che rappresenta l'unificazione elettrodebole.

Fino a questo punto tutte le particelle sono prive di massa. Essa viene introdotta mediante il *meccanismo di Higgs*, che permette di rendere massivi i fermioni ed i bosoni mediatori dell'interazione debole W^+ , W^- e Z , lasciando nulla la massa del fotone. Ciò porta all'introduzione di una nuova particella scalare, il bosone di Higgs, associato ad un doppietto di campi scalari complessi. A questi corrisponde, nella densità di lagrangiana, un termine di interazione con valore medio nel vuoto $v/\sqrt{2}$. L'introduzione delle masse deriva dal fatto che nello stato fondamentale tale potenziale non gode dell'invarianza per le trasformazioni di simmetria di cui gode la lagrangiana; tale meccanismo prende il nome di *rottura spontanea della simmetria*. Le masse dei bosoni W e Z risultano legate dall'angolo di Weinberg:

$$\cos \theta_W = \frac{m_W}{m_Z}. \quad (1.6)$$

Gli accoppiamenti dei bosoni γ , Z e W^\pm ai fermioni sono descritti dai seguenti diagrammi di Feynman, in cui Q_f è la carica elettrica dei fermioni e le γ^μ sono le matrici di Dirac:



Fermioni	Q_f	g_{Af}	g_{Vf}
ν	0	1/2	1/2
ℓ	-1	-1/2	$-1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$
u, c, t	2/3	1/2	$1/2 - 4/3 \sin^2 \theta_W$
d, s, b	-1/3	-1/2	$-1/2 + 2/3 \sin^2 \theta_W$

Tabella 1.3: Valori delle costanti di accoppiamento assiale e vettoriale.

$$\begin{array}{c}
 \begin{array}{c}
 \text{f} \\
 \nearrow \\
 \text{W}^+, \text{W}^- \\
 \leftarrow \\
 \searrow \\
 \bar{\text{f}}
 \end{array}
 \quad \Rightarrow \quad
 -i \frac{g}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \\
 \\
 \begin{array}{c}
 \text{f} \\
 \nearrow \\
 \text{Z}^0 \\
 \leftarrow \\
 \searrow \\
 \bar{\text{f}}
 \end{array}
 \quad \Rightarrow \quad
 -i \frac{g}{\cos \theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (g_{Vf} - g_{Af} \gamma^5)
 \end{array}$$

Qui g_{Af} e g_{Vf} sono le costanti di accoppiamento assiale e vettoriale, che nell'ambito del Modello Standard Elettrodebole sono date da:

$$g_{Vf} = I_f^3 - 2Q_f \sin^2 \theta_W; \quad (1.7)$$

$$g_{Af} = I_f^3. \quad (1.8)$$

I valori di queste costanti sono dati in tabella 1.3 per i diversi fermioni f nello stato finale.

Il Modello Standard Elettrodebole ha una serie di parametri liberi che devono essere determinati sperimentalmente. Tali parametri sono:

- le masse dei fermioni che sono generate dall'interazione con il campo di Higgs. Esse sono sei per i quark e tre per i leptoni, perché i neutrini risultano avere massa nulla;
- gli elementi della matrice di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa per il mescolamento delle componenti dei quark: essi possono essere parametrizzati con un totale di quattro costanti;
- quattro parametri del modello stesso, corrispondenti al valore di aspettazione del campo di Higgs nel vuoto v , alla sua massa m_H ed agli accoppiamenti fermionici g e g' .

Il numero totale di parametri è quindi 17. Fra questi, la massa m_H è sconosciuta; gli altri possono essere determinati direttamente o dalla misura di quantità a loro collegate. In particolare v , g e g' vengono parametrizzati attraverso tre quantità sperimentalmente accessibili come ad esempio [3]:

- la costante di Fermi G_F ottenuta sperimentalmente a partire dallo studio della disintegrazione del muone:

$$G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2} = (1.16639 \pm 0.00001) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}; \quad (1.9)$$

- la costante di struttura fine α determinata dallo studio della diffusione Thompson:

$$\alpha = \frac{1}{4\pi} \frac{gg'^2}{g^2 + g'^2} = 1/(137.0359895 \pm 0.0000061); \quad (1.10)$$

- la massa del bosone Z :

$$m_Z = \frac{1}{2}v \sqrt{g^2 + g'^2} = (91.187 \pm 0.007) \text{ GeV}/c^2. \quad (1.11)$$

La misura di queste quantità permette il confronto delle previsioni del Modello Standard Elettrodebole con un gran numero di osservabili sperimentali. Tale confronto mostra un accordo eccellente: il Modello Standard ha ricevuto conferme di grande precisione, in particolare grazie alle misure effettuate a LEP (cfr. § 1.2.1).

1.1.2 Interazioni forti

La teoria dell'interazione forte prende il nome di Cromodinamica Quantistica (QCD) ed è basata sulla richiesta dell'invarianza di *gauge* della lagrangiana rispetto alla simmetria SU(3) "di colore" [2]. Gli otto generatori del gruppo SU(3) corrispondono ad otto campi vettoriali che vengono identificati con i bosoni mediatori dell'interazione forte, i *gluoni*. Essi sono particelle di spin 1, prive di massa e di carica elettrica ma dotate di carica di *colore*, che è la sorgente del campo forte allo stesso modo in cui la carica elettrica è sorgente del campo elettromagnetico. Mentre però la carica elettrica può essere solo positiva o negativa, quella di colore ammette tre valori, chiamati convenzionalmente rosso, verde e blu.

I gluoni vengono scambiati tra particelle dotate di colore, cioè i quark. Inoltre, essendo essi stessi dotati di colore, i gluoni possono interagire fra di loro. Questa è una differenza importante rispetto ai mediatori del campo elettromagnetico, i fotoni, che non sono portatori di carica. Si hanno perciò effetti di polarizzazione del vuoto a causa dei quali la costante di accoppiamento forte, che determina l'intensità dell'interazione, aumenta a grandi distanze, ovvero a bassi momenti trasferiti Q . All'ordine dominante si ha:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \cdot \log(Q^2/\Lambda^2)}. \quad (1.12)$$

Qui N_f rappresenta il numero di quark coinvolti, che dipende dal valore di Q^2 ed all'energia della massa del bosone Z è pari a cinque (i sapori u, d, s, c e b). Il fattore di scala Λ deve essere determinato sperimentalmente.

La (1.12) spiega due aspetti caratteristici del comportamento dei quark. A distanze molto piccole (cioè grandi valori di Q^2) l'accoppiamento fra quark diminuisce e, nel limite $Q^2 \rightarrow \infty$, i quark appaiono non essere soggetti ad interazione (*libertà asintotica*). A grandi distanze invece l'accoppiamento aumenta; perciò i quark non esistono come particelle libere ma risultano *confinati* all'interno degli adroni. Questi ultimi sono particelle prive di colore, che rappresenta quindi un numero quantico "nascosto" dei quark e non può essere osservato sperimentalmente.

La cromodinamica quantistica permette generalmente previsioni meno precise di quelle della teoria elettrodebole e presenta alcuni aspetti irrisolti, come ad esempio la descrizione del processo di frammentazione dei quark (cfr. 3.2.2). Inoltre l'andamento (1.12) di α_s rende impossibile l'utilizzo di sviluppi perturbativi per i calcoli di QCD a bassi valori di Q^2 .

1.2 Fisica della Z a LEP 1

LEP, che è descritto nel capitolo seguente, è un acceleratore di particelle in cui elettroni e positroni vengono fatti collidere e si annichilano producendo particelle che possono essere differenti da quelle iniziali. Ad energie del centro di massa molto inferiori alla massa del bosone Z tale annichilazione avviene mediante un fotone virtuale che produce una coppia fermione-antifermione nello stato finale. Quando invece l'energia iniziale è prossima alla massa del bosone Z l'interazione avviene principalmente mediante lo scambio di tale particella ed il valore della sezione d'urto cambia. Formalmente ciò si esprime dicendo che all'energia critica m_Z la matrice di scattering presenta un polo che causa la comparsa di una risonanza nella sezione d'urto totale. Tale risonanza è descritta dalla formula di Breit-Wigner relativistica:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow f\bar{f}) = \frac{12\pi}{m_Z^2} \frac{s\Gamma_e\Gamma_f}{(s - m_Z^2)^2 + s^2\Gamma_Z^2/m_Z^2} \quad (1.13)$$

in cui Γ_Z rappresenta la larghezza totale della risonanza e Γ_f la larghezza relativa al canale di decadimento della Z in una coppia fermione-antifermione di tipo f .

Gli stati finali possono essere sia leptonici che adronici e rientrano in tre categorie:

- $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow$ adroni. In questo caso il decadimento del bosone Z produce una coppia quark-antiquark che successivamente danno origine ad adroni osservabili sperimentalmente.
- $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \ell^+\ell^-$, in cui ℓ rappresenta un generico leptone carico;

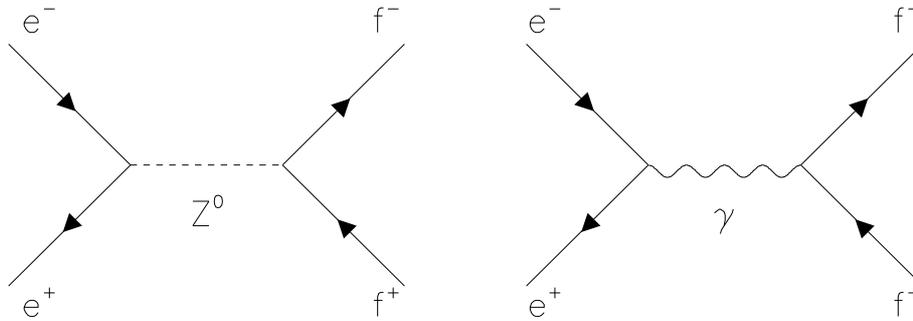


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per il processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ all'ordine inferiore.

- $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \bar{\nu}_\ell\nu_\ell$. La larghezza corrispondente è detta *larghezza invisibile* perché i neutrini attraversano il rivelatore senza lasciarvi traccia.

I diagrammi di Feynman per i processi $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ all'ordine inferiore sono rappresentati in fig. 1.1.

Uno dei principali obiettivi di LEP è proprio quello di misurare con accuratezza l'accoppiamento del bosone Z con quark e leptoni. Durante la prima fase operativa, che si è conclusa nel 1995, l'energia di collisione è stata quindi calibrata a valori prossimi a quelli della massa del bosone Z. Il grande numero di eventi raccolti ha permesso lo studio approfondito del decadimento di tale particella, fornendo precise verifiche delle previsioni del Modello Standard. Descriviamo nei paragrafi successivi le quantità più significative che sono state misurate a LEP 1, dedicando particolare attenzione al settore dei quark pesanti.

1.2.1 Misure elettrodeboli di precisione a LEP 1

Fra le misure di precisione più importanti per lo studio del bosone Z vi sono l'asimmetria avanti-indietro dei leptoni e la *line shape*, ovvero l'andamento della sezione d'urto in funzione dell'energia del centro di massa. L'informazione con-

tenuta nelle sezioni d'urto adroniche e leptoniche e nelle asimmetrie leptoniche può essere descritta con nove parametri [4]:

- la massa della Z e la sua larghezza totale Γ_Z , definita dal denominatore della formula di Breit-Wigner (1.13);
- la sezione d'urto adronica al polo $s = m_Z^2$

$$\sigma_h^0 = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_h}{m_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (1.14)$$

espressa in funzione delle larghezze parziali di decadimento in elettroni ed adroni;

- i rapporti

$$R_e = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_e}, \quad R_\mu = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_\mu}, \quad R_\tau = \frac{\Gamma_h}{\Gamma_\tau} \quad (1.15)$$

in cui Γ_μ e Γ_τ sono le larghezze parziali per i decadimenti $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ e $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$;

- le asimmetrie avanti-indietro per i leptoni carichi al polo

$$A_{FB}^{e,0}, \quad A_{FB}^{\mu,0}, \quad A_{FB}^{\tau,0}. \quad (1.16)$$

Questi parametri hanno il pregio di essere collegabili alle grandezze sperimentalmente misurate e inoltre sono poco correlati tra di loro. Se si assume che l'accoppiamento con il campo debole sia lo stesso per tutte le famiglie di leptoni (*universalità leptonica*) e si definisce la larghezza parziale di decadimento della Z in leptoni a massa trascurabile Γ_ℓ , le osservabili possono essere ridotte a cinque:

$$m_Z, \Gamma_Z, \sigma_h^0, R_\ell, A_{FB}^{0,l} \quad (1.17)$$

con $R_\ell = \Gamma_h/\Gamma_\ell$. Discutiamo brevemente l'interesse di questi parametri, i cui valori, ottenuti combinando le misure preliminari dei quattro esperimenti di LEP [4], sono riportati nella tabella 1.4.

Parametro	Valore medio	Modello Standard
$m_Z(\text{GeV})$	91.1867 ± 0.0021	91.1865
$\Gamma_Z(\text{GeV})$	2.4939 ± 0.0024	2.4958
$\sigma_h^0(\text{nb})$	41.491 ± 0.058	41.473
R_ℓ	20.765 ± 0.026	20.748
$A_{FB}^{0,\ell}$	0.01683 ± 0.00096	0.01613

Tabella 1.4: Misure elettrodeboli di line shape ed asimmetria leptonica del bosone Z ottenuti assumendo l'universalità degli accoppiamenti leptonici. I valori riportati derivano dalla combinazione delle misure preliminari dei quattro esperimenti di LEP [4].

Massa e larghezza della risonanza. L'andamento della sezione d'urto e^+e^- è stato determinato con misure a sette valori differenti delle energie dei fasci nella parte centrale della curva di risonanza (1.13). Ciò ha permesso di misurare la larghezza Γ_Z e la posizione del picco m_Z con un'ottima accuratezza. I valori ottenuti, riportati nella tabella 1.4, sono pienamente compatibili con quelli previsti dal Modello Standard.

Larghezze parziali. L'identificazione degli stati finali leptonici ed adronici è molto semplice dal punto di vista sperimentale; è quindi possibile misurare le ampiezze parziali leptoniche ed adroniche che risultano:

$$\Gamma_\ell = (83.90 \pm 0.10) \text{ MeV}; \quad \Gamma_h = (1742.3 \pm 2.3) \text{ MeV}. \quad (1.18)$$

dove Γ_ℓ indica la larghezza di decadimento in ogni singola famiglia di leptoni carichi (e, μ, τ) e Γ_h è la larghezza di decadimento in coppie $q\bar{q}$.

Le larghezze di decadimento sono osservabili sensibili ai processi che si manifestano tramite correzioni radiative. In questo senso la determinazione di Γ_ℓ riveste particolare interesse perché permette di porre dei limiti sulla massa del quark t e, a differenza di Γ_Z , non contiene correzioni radiative di QCD.

La parte restante della larghezza, cioè

$$\Gamma_{inv} = \Gamma_Z - \Gamma_h - 3\Gamma_\ell = (500.1 \pm 1.9) \text{ MeV} . \quad (1.19)$$

è detta *larghezza invisibile* e, nell'ambito del Modello Standard, è attribuita al decadimento in coppie di neutrini $\nu\bar{\nu}$.

Numero di neutrini leggeri. La larghezza Γ_{inv} può essere scritta in funzione del numero N_ν di famiglie di neutrini in cui il bosone Z può decadere e della larghezza di decadimento in ogni singola famiglia Γ_ν :

$$\Gamma_{inv} = N_\nu \Gamma_\nu . \quad (1.20)$$

La conoscenza di Γ_{inv} permette quindi di ricavare il numero di famiglie di neutrini, che nella formulazione del Modello Standard è pari a tre. Per fare ciò si riscrive la (1.20) come

$$N_\nu \cdot \frac{\Gamma_\nu}{\Gamma_\ell} = \frac{\Gamma_{inv}}{\Gamma_\ell} . \quad (1.21)$$

Infatti le larghezze parziali di decadimento dipendono dalla massa del quark t attraverso correzioni radiative; tale dipendenza si cancella nei rapporti tra larghezze parziali in seguito all'universalità degli accoppiamenti leptonici. Dedurre il numero di famiglie leptoniche in base al rapporto Γ_{inv}/Γ_ℓ è dunque vantaggioso perché in questo modo non si introducono imprecisioni dovute all'incertezza su m_t .

Utilizzando il valore previsto dalla teoria per Γ_ν/Γ_ℓ si ricava quindi che il numero di neutrini leggeri è pari a

$$N_\nu = 2.994 \pm 0.011 . \quad (1.22)$$

Asimmetria avanti-indietro. Il fatto che gli accoppiamenti delle correnti neutre siano diversi per fermioni destrigiri e levogiri fa sì che il decadimento del bosone Z violi la parità. Questo permette di misurare sperimentalmente l'accoppiamento vettoriale ed assiale g_{Af} e g_{Vf} dei fermioni con la corrente neutra tramite l'*asimmetria avanti-indietro*, definita come

$$A_{FB}^f = \frac{\sigma_F - \sigma_B}{\sigma_F + \sigma_B} \quad (1.23)$$

dove σ_F (σ_B) è la sezione d'urto nella regione in avanti (indietro) ed f indica la famiglia di fermioni considerata. L'asimmetria è ottenuta sperimentalmente misurando la distribuzione dell'angolo θ tra l'elettrone incidente ed il fermione f prodotto nel decadimento, data in approssimazione di Born dalla formula

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta}(s) = 1 + \cos^2\theta + \frac{8}{3}A_{FB}^f(s)\cos\theta \quad (1.24)$$

Al polo l'asimmetria può essere espressa come:

$$A_{FB}^{0,f} = \frac{3}{4}A_e A_f, \quad A_f \equiv \frac{2g_{Vf}g_{Af}}{g_{Vf}^2 + g_{Af}^2}. \quad (1.25)$$

Gli accoppiamenti g_{Af} e g_{Vf} dipendono dall'angolo di Weinberg $\sin^2\theta_W$, che può quindi essere ricavato dalla misura di $A_{FB}^{0,f}$.

1.2.2 Misure elettrodeboli con quark pesanti

Lo studio dei decadimenti adronici del bosone Z è reso complesso dalla difficoltà di distinguere il sapore dei quark primari. Lo studio dei quark pesanti è tuttavia particolarmente interessante in quanto, a causa della loro massa, essi sono prodotti con estrema rarità nel processo di adronizzazione e la loro presenza deriva praticamente solo dal decadimento della Z. Inoltre la vita media relativamente lunga e le grandi masse degli adroni contenenti quark pesanti permettono di separare gli eventi che li contengono da quelli contenenti solamente quark di sapore leggero (u, d, s).

A LEP, l'accoppiamento del bosone Z con i quark pesanti può essere studiato misurando le ampiezze parziali $\Gamma_{b\bar{b}}$ e $\Gamma_{c\bar{c}}$ di decadimento della Z in coppie $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$, e le asimmetrie avanti-indietro $A_{FB}^{0,b}$ ed $A_{FB}^{0,c}$. Queste quantità sono predette dal Modello Standard; tali predizioni sono tuttavia funzione della massa m_t del quark t, la cui osservazione sperimentale è molto recente [5], e di quella m_H del bosone di Higgs di cui non esiste attualmente evidenza diretta. Generalmente le grandezze elettrodeboli dipendono da questi parametri attraverso correzioni radiative che coinvolgono un quark t o un bosone di Higgs virtuali, come quelle indicate in figura 1.2.

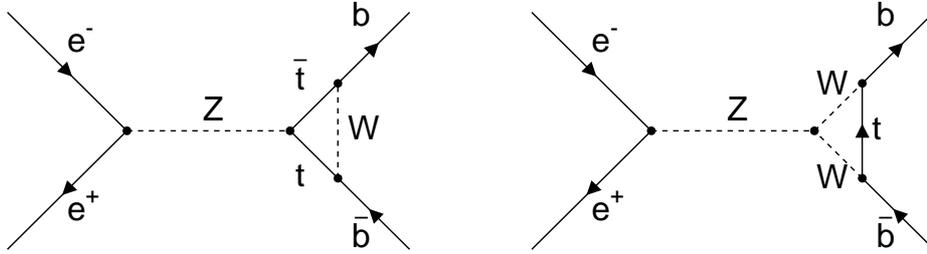


Figura 1.2: Diagrammi di Feynman che contribuiscono alla correzione al vertice $Z \rightarrow b\bar{b}$. Diagrammi di questo tipo non influiscono sugli stati finali $d\bar{d}$ ed $s\bar{s}$ perché i quark d ed s si trovano in doppietti di isospin debole diversi da quello del quark t .

Sotto questo aspetto il vertice $Z \rightarrow b\bar{b}$ è particolarmente interessante: le correzioni radiative lo influenzano in modo differente da quelle analoghe per altri sapori poiché il quark b si trova nello stesso doppietto di isospin debole del quark t . Per questo motivo i diagrammi con *loop* che coinvolgono il quark t contribuiscono a questo vertice modo differente rispetto agli altri. In questo caso infatti le correzioni si cancellano in gran parte con quelle dovute a *loop* con quark t nel propagatore della Z , che sono le stesse per i cinque sapori. Perciò $\Gamma_{b\bar{b}}$ risulta quasi indipendente dalla massa del quark t . Poiché però l'ampiezza adronica totale Γ_h dipende da m_t , si ha che il rapporto

$$R_b^0 = \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} = \frac{\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\Gamma(Z \rightarrow \text{adroni})} \quad (1.26)$$

è molto più sensibile alla massa del quark t che non i corrispondenti rapporti per gli altri fermioni, come illustrato in fig.1.3. Per questo motivo R_b^0 rappresenta una delle quantità elettrodeboli più interessanti all'energia della Z . La quantità sperimentalmente misurata è

$$R_b = \frac{\sigma(Z \rightarrow b\bar{b})}{\sigma(Z \rightarrow \text{adroni})} \quad (1.27)$$

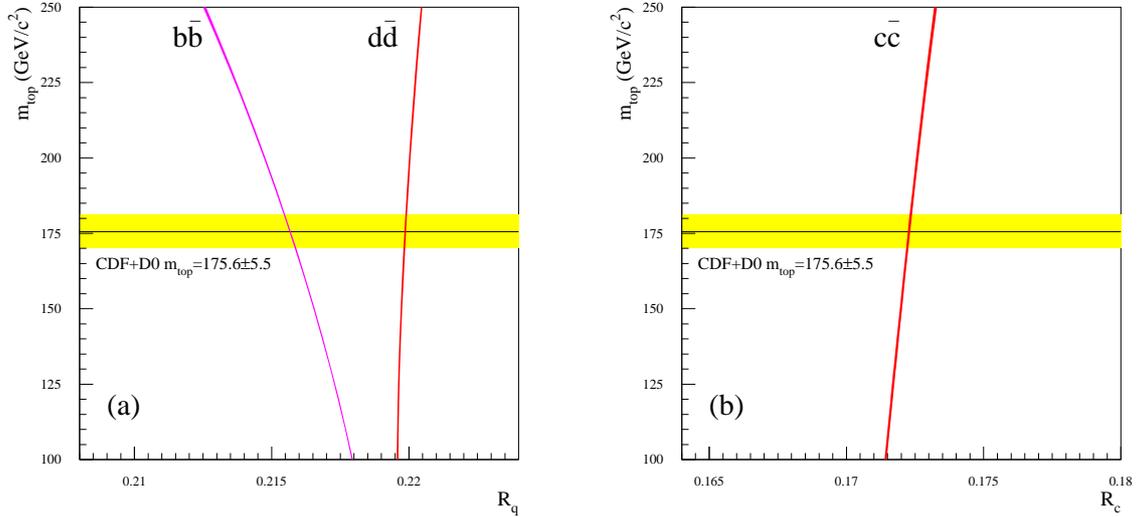


Figura 1.3: *Predizioni del modello Standard, ricavate dal programma ZFITTER [6], per l'andamento di (a) R_b^0 ed R_d^0 e (b) R_c^0 in funzione di m_t . La banda orizzontale indica il valore sperimentale di m_t . La larghezza delle curve indica la variazione ottenuta variando la massa del bosone di Higgs da 60 a 1000 GeV.*

che differisce da R_b^0 perché include contributi addizionali dovuti a diagrammi con scambio di fotoni.

Per quanto riguarda R_c^0 , che è l'analogo di R_b^0 per decadimenti in quark c , tale rapporto risulta poco dipendente dalla massa del quark t oltre che da quella del bosone di Higgs; il suo valore è quindi predetto con buona precisione e la sua misura rappresenta un'interessante verifica del Modello Standard.

La misura di R_b è stata recentemente al centro dell'attenzione poiché risultati preliminari (1995) mostravano una discrepanza superiore a due deviazioni standard dal valore previsto dalla teoria. Per chiarire se tale discrepanza è reale sono in corso analisi più approfondite che utilizzano una maggiore quantità di dati e metodi più raffinati [7, 8]. L'interesse intorno ad R_b ha prodotto una forte spinta per il miglioramento degli algoritmi di identificazione dei quark b e per la migliore comprensione delle sorgenti di errore sistematico. In questo

Parametro	Valore medio	Modello Standard
R_b^0	0.21656 ± 0.00074	0.21590
R_c^0	0.1735 ± 0.0044	0.1722
$A_{FB}^{0,b}$	0.0990 ± 0.0021	0.1028
$A^{0,c} C_{FB}$	0.0709 ± 0.0044	0.0734

Tabella 1.5: Misure elettrodeboli con quark pesanti. I valori riportati derivano dalla combinazione delle misure preliminari dei quattro esperimenti di LEP e di quelle di SLD [4].

contesto si inserisce la misura presentata in questo lavoro.

I più recenti risultati preliminari per i parametri elettrodeboli riguardanti i quark pesanti sono riassunti nella tabella 1.5. Lo stato delle misure di R_b^0 ed R_c^0 a LEP e SLD è rappresentato nella figura 1.4, dalla quale appare come tali risultati siano in accordo con il valore predetto dal Modello Standard.

1.2.3 Misura di R_b

Ci soffermiamo ora sulla misura di R_b , le cui motivazioni sono state presentate nel paragrafo precedente. Gli strumenti fondamentali sono speciali algoritmi che permettono di identificare la presenza di mesoni B attraverso le caratteristiche delle tracce delle particelle in cui questi decadono. Tali procedure prendono il nome di *b-tagging* e sono descritte approfonditamente nella sezione 3.4.

Il metodo più semplice per misurare R_b consiste nel selezionare i decadimenti $Z \rightarrow b\bar{b}$ utilizzando la procedura di *b-tagging*. Il calcolo richiede la conoscenza dell'efficienza e della contaminazione della selezione, che vengono stimate per mezzo di un campione di eventi simulati. L'imperfetta descrizione di tali eventi è però sorgente di un notevole errore sistematico.

Un metodo alternativo è quello detto di *doppio tag*, che descriviamo nel dettaglio poiché è utile nel seguito. Tale metodo si basa sull'applicazione della

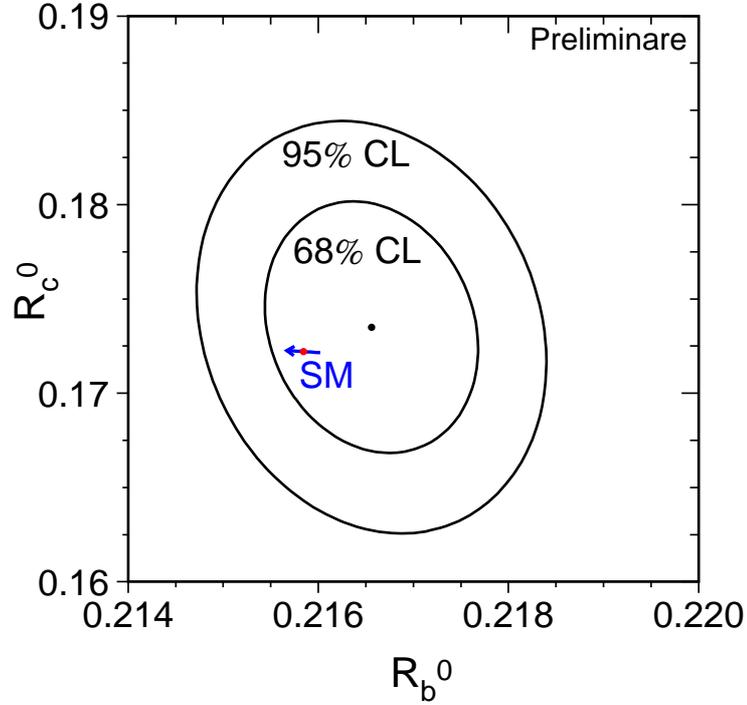


Figura 1.4: Valore di R_b^0 ed R_c^0 misurato a LEP [4]. Le linee rappresentano i limiti al 68% e 95% di livello di confidenza. È indicato il valore previsto dal Modello Standard per $m_t = 173.8 \pm 5.0 \text{ GeV}$. La freccia indica la direzione che corrisponde all'aumento di m_t .

procedura di *b-tagging* ai *jets* presenti negli emisferi¹ di ogni evento. Indicando con R_H la frazione di emisferi che contengono un *jet* identificato dalla selezione di *b-tagging* e con R_E quella di eventi in cui entrambi gli emisferi contengono *jets* identificati, si ha:

$$\begin{aligned}
 R_H &= R_b \epsilon_b + R_c \epsilon_c + (1 - R_b - R_c) \epsilon_{uds} \\
 R_E &= R_b \epsilon_b^2 (1 + \rho) + R_c \epsilon_c^2 + (1 - R_b - R_c) \epsilon_{uds}^2
 \end{aligned}
 \tag{1.28}$$

¹Per la definizione di *jet* e di emisfero, cfr. § 3.3.

in cui ϵ_b , ϵ_c ed ϵ_{uds} rappresentano rispettivamente l'efficienza di selezione di *jets* b , c ed uds ² primari e ρ tiene conto della correlazione fra emisferi nell'efficienza di selezione di *jets* b . Ricavando ρ , ϵ_c ed ϵ_{uds} nel campione simulato ed utilizzando le (1.28) è possibile ottenere simultaneamente il valore di R_b ed ϵ_b dai dati. In questo modo l'efficienza di selezione ϵ_b viene ricavata direttamente dai dati; ciò limita notevolmente l'errore sistematico sulla misura. Il confronto di ϵ_b con l'efficienza misurata su campioni simulati permette inoltre di correggere le efficienze stimate in base a tali campioni, cosa che risulta utile per la misura di R_{4b} presentata nel capitolo 4.

1.3 Produzione secondaria di quark b

Un'osservazione fondamentale riguardo alla misura di R_b è che la quantità a numeratore della (1.27) si riferisce solamente alla produzione primaria di quark b , ovvero al caso in cui tali quark provengano direttamente dal decadimento del bosone Z .

La produzione di quark b nell'annichilazione e^+e^- riceve però contributi da un altro processo, che prende il nome di *gluon splitting* e consiste nell'emissione di un gluone da parte di un quark primario, con successiva produzione di una coppia $b\bar{b}$:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}g, g \rightarrow b\bar{b} \quad (1.29)$$

Si parla in questo caso di *produzione secondaria* di quark b . Il processo è illustrato all'ordine più basso nel diagramma di Feynman di fig. 1.5.

Tale processo è conosciuto relativamente poco sia dal punto di vista teorico che da quello sperimentale. Questa ignoranza rappresenta attualmente una delle maggiori fonti di errore sulla misura di R_b [7, 8]. Infatti gli eventi contenenti produzione secondaria di quark b sono una sorgente di fondo per tale misura

²Intendiamo con "*jet* q " un *jet* le cui tracce sono prodotte dalla frammentazione di un quark di sapore q .

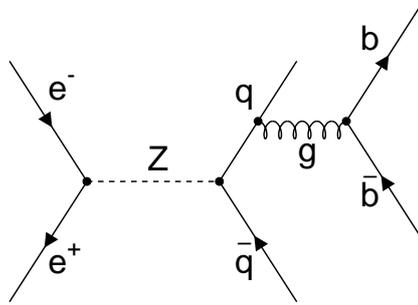


Figura 1.5: Contributo all'ordine inferiore alla produzione secondaria di quark b .

poiché contengono due quark b nello stato finale, proprio come gli eventi di segnale $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Si definisce la probabilità di *gluon splitting* in quark b come la frazione dei decadimenti adronici del bosone Z con produzione secondaria di una coppia $b\bar{b}$:

$$g_{bb} = \frac{\text{BR}(Z \rightarrow q\bar{q}g, g \rightarrow b\bar{b})}{\text{BR}(Z \rightarrow \text{adroni})} \quad (1.30)$$

in cui il numeratore è sommato su tutti i sapori ($q=u,d,s,c,b$).

È importante osservare che la separazione fra produzione primaria e produzione secondaria non è rigorosa poiché si basa sull'assunzione che il termine di interferenza fra le due sia nullo. Ciò è vero in buona approssimazione nel caso di produzione primaria di quark leggeri [9]. Il caso di quattro quark b è discusso a parte nel prossimo paragrafo.

La probabilità di gluon splitting g_{bb} è una quantità il cui calcolo non è soggetto a divergenze infrarosse poiché la massa dei quark b introduce un *cutoff* naturale alle basse energie. Il calcolo di g_{bb} può quindi essere svolto con uno sviluppo perturbativo in α_s partendo dall'ordine $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$. Agli ordini superiori compaiono però termini logaritmici del tipo $\alpha_s^n \log^{2n-1}(s/m_Q^2)$, che ad alte energie ($s \gg m_Q^2$) possono compromettere la convergenza della serie perturbativa. Recenti calcoli teorici [9], svolti sommando i termini logaritmici *leading* e *next-to-leading* a tutti gli ordini in α_s ed utilizzando l'espressione completa all'ordine

α_s^2 , forniscono il valore

$$g_{bb}^{th} = 1.75 \times 10^{-3}. \quad (1.31)$$

Il generatore di Monte Carlo JETSET PS [10], che fornisce una descrizione secondo il modello del *Parton Shower* accurata al termine logaritmico dominante, predice

$$g_{bb}^{PS} = 1.60 \times 10^{-3}. \quad (1.32)$$

Il programma WPHACT [11], che sviluppa il calcolo completo all'ordine α_s^2 ed include l'effetto delle masse dei quark b , permette di calcolare la sezione d'urto per eventi $Z \rightarrow q\bar{q}g, g \rightarrow b\bar{b}$. Utilizzando il valore di σ_h^0 riportato nella tabella 1.4 si ottiene

$$g_{bb}^{WPHACT} = 1.70 \times 10^{-3}. \quad (1.33)$$

Osserviamo che, nonostante tale quantità sia piccola, il rapporto g_{bb}/R_b è dell'ordine dell'1%; gli eventi con *gluon splitting* rappresentano quindi una rilevante sorgente di contaminazione e di errore sistematico per la misura di R_b .

1.3.1 Misura diretta di g_{bb}

Esistono attualmente due misure sperimentali di g_{bb} , presentate dalle collaborazioni ALEPH e DELPHI [12]. Il metodo utilizzato è simile per entrambe e si basa sul conteggio diretto degli eventi contenenti *gluon splitting* in quark b . Le tracce di ogni evento vengono raccolte in *jets*, ognuno dei quali contiene in genere quelle provenienti dalla frammentazione di un singolo quark. Vengono quindi selezionati gli eventi che presentano quattro *jets* ed in ognuno si scelgono i due che più verosimilmente provengono dal processo di *gluon splitting*. A questi viene applicata la selezione di *b-tagging* che permette di verificare la loro effettiva provenienza dalla frammentazione di un quark b .

Il punto critico di questo approccio sta nella necessità di distinguere fra i quark che provengono direttamente dall'annichilazione del bosone Z (*produzione primaria*) da quelli che provengono dal processo di *gluon splitting*. Considera-

mo infatti eventi di fondo del tipo $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}g$, $g \rightarrow q\bar{q}$ con $q \neq b$: in questo caso i due *jets* primari sono *jets* b , che superano quindi la selezione di *b-tagging*. Per eliminare questo fondo occorrono tagli aggiuntivi che si basano sulle differenze fra quark primari e secondari. Questi ultimi tendono ad esempio ad essere più vicini in angolo, a formare una minore massa invariante ed ad essere meno energetici dei primi. D'altra parte i quark primari tendono ad essere molto separati e vicini alla direzione del *thrust*, che indica la direzione della loro produzione. Infine il gluone virtuale emesso nel processo $Z \rightarrow q\bar{q}g$ è polarizzato nel piano dei tre partoni e ciò favorisce il successivo *splitting* $g \rightarrow q\bar{q}$ fuori da tale piano.

L'uso di tagli aggiuntivi basati su queste proprietà è indispensabile per una accettabile soppressione del fondo. D'altra parte la conoscenza del processo di *gluon splitting* è incompleta sia dal punto di vista fenomenologico sia da quello teorico; ci si aspetta quindi che i generatori di eventi simulati, sui quali si basa la stima dell'efficienza di selezione, descrivano in modo imperfetto le distribuzioni angolari ed energetiche appena discusse. Ciò porta ad una forte dipendenza del risultato dal modello utilizzato per la simulazione e dunque ad errori sistematici di notevole entità e di difficile valutazione.

Un ulteriore svantaggio del metodo diretto è che per risolvere i due *jets* che provengono dal *gluon splitting* occorre che essi siano sufficientemente separati; ma come si è detto tali *jets* tendono ad essere molto vicini per cui l'utilizzo di eventi a quattro *jets* limita la misura ad una regione piccola dello spazio delle fasi.

I valori sperimentali di g_{bb} fino ad oggi pubblicati sono riportati in tabella 1.6.

Misura	Valore ($\times 10^{-3}$)
DELPHI	$(2.1 \pm 1.0 \pm 0.9)$
ALEPH	$(2.77 \pm 0.42 \pm 0.57)$

Tabella 1.6: Misure della probabilità di *gluon splitting* in quark b .

Combinando tali misure si ottiene [13]

$$g_{bb} = (2.69 \pm 0.67) \times 10^{-3}. \quad (1.34)$$

Questo valore è ottenuto tenendo conto della correlazione fra le due misure e della dipendenza comune dal parametro g_{cc} , ovvero dalla probabilità di *gluon splitting* in quark c .

1.4 Il rate R_{4b}

Lo scopo del lavoro presentato nei prossimi capitoli è quello di studiare il processo di *gluon splitting* con un approccio che sia il meno possibile basato sul modello di simulazione degli eventi e che in particolare non richieda la distinzione fra la produzione primaria di quark e quella secondaria. Si è quindi scelto di considerare gli eventi nei quali si hanno due coppie di quark b , una primaria ed una prodotta da *gluon splitting*:

$$e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow b\bar{b}g, g \rightarrow b\bar{b}. \quad (1.35)$$

Il diagramma di Feynman per tale processo all'ordine inferiore è riportato in fig. 1.6. La frazione di eventi di questo tipo è stata indicata con R_{4b} :

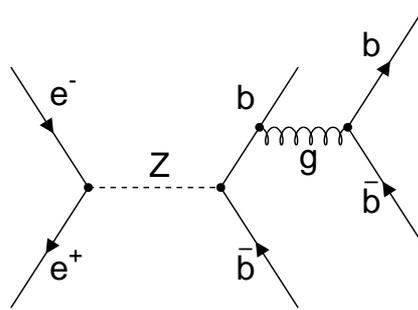


Figura 1.6: Diagramma di Feynman all'ordine inferiore per il processo $b\bar{b}b\bar{b}$.

$$R_{4b} = \frac{\text{BR}(Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b})}{\text{BR}(Z \rightarrow \text{adroni})}. \quad (1.36)$$

Di tale quantità non esistono determinazioni sperimentali.

I vantaggi che si hanno utilizzando questa classe di eventi per lo studio del processo di *gluon splitting* sono notevoli. Essi infatti contengono quattro quark b e possono essere selezionati semplicemente identificando 3 *jets* b . Non c'è quindi bisogno di selezioni aggiuntive, e neppure è necessario distinguere i *jets* che provengono dal processo di *gluon splitting*. Per questo motivo possono essere utilizzati anche eventi in cui solo tre *jets* sono ricostruiti; in questa categoria rientra la maggior parte degli eventi con *gluon splitting* poiché, come si è visto, i quark secondari tendono ad essere collineari.

A fronte di questi vantaggi si ha lo svantaggio di una minore statistica disponibile. Il rate R_{4b} è infatti una quantità molto piccola e gli eventi di questo tipo sono relativamente poco numerosi. Una stima del valore di R_{4b} può essere fatta nell'approssimazione in cui produzione primaria e secondaria di quark b siano indipendenti: in tal caso si ha $R_{4b} = R_b \cdot g_{bb}$, ovvero una quantità dell'ordine di 5×10^{-4} . Il numero di decadimenti adronici del bosone Z raccolti dal rivelatore DELPHI nel 1994 e 1995³ è di circa 2×10^6 ; quindi a DELPHI sono disponibili un migliaio di eventi $b\bar{b}b\bar{b}$.

Non è stata finora pubblicata alcuna previsione teorica su R_{4b} . Il valore previsto dal generatore JETSET PS [10] è

$$R_{4b}^{PS} = 3.35 \times 10^{-4}. \quad (1.37)$$

Utilizzando la previsione di WPHACT [11] per la sezione d'urto $Z \rightarrow b\bar{b}g, g \rightarrow b\bar{b}$ ed il valore di σ_h^0 riportato nella tabella 1.4 si ottiene

$$R_{4b}^{WPHACT} = 3.110 \times 10^{-4}. \quad (1.38)$$

1.4.1 Estrazione di g_{bb}

Dalla misura di R_{4b} è possibile ricavare indirettamente il valore della probabilità di gluon splitting in quark b g_{bb} . Nell'approssimazione in cui produzione

³Non consideriamo gli eventi raccolti prima dell'installazione del nuovo rivelatore di vertice (cfr. 2.2.2.1), che ha permesso di ottenere una notevole efficienza di selezione dei *jets* b .

primaria e secondaria sono indipendenti si ha

$$g_{bb} \approx R_{4b}/R_b. \quad (1.39)$$

Tale approssimazione deve però essere migliorata in quanto:

- Nel caso in cui i quattro quark sono dello stesso sapore compaiono termini di interferenza fra produzione primaria e produzione secondaria; tali termini sono invece trascurabili in eventi $q\bar{q}b\bar{b}$ ($q=u,d,s,c$) [9];
- La presenza di quattro quark b , la cui massa è molto maggiore a quella dei quark leggeri, modifica la dinamica dell'evento e riduce lo spazio delle fasi disponibile.

Per tenere conto di questi effetti la (1.39) è stata modificata come

$$g_{bb} = R_{4b} \cdot R_{th} \quad (1.40)$$

in cui parametro R_{th} deve essere determinato mediante calcoli teorici. La sua definizione è discussa approfonditamente nel capitolo 5; ci basta per ora sottolineare che, per costruzione, esso presenta una bassa dipendenza dai valori della massa del quark b m_b e dalla costante di accoppiamento forte α_S utilizzati nel calcolo. Nel nostro caso, R_{th} è stato calcolato facendo uso di WPHACT.

Capitolo 2

LEP ed il rivelatore DELPHI

In questo capitolo viene descritto il funzionamento del *Large Electron Positron collider* (LEP) al CERN e di DELPHI, uno dei quattro rivelatori posti sul suo anello. Nel corso dell'esposizione viene data una visione di insieme delle tecniche usate per la rivelazione di particelle e la misura della loro energia.

2.1 Il LEP

2.1.1 Caratteristiche

Il LEP è il più grande acceleratore circolare di elettroni e positroni mai costruito. Esso è situato presso il laboratorio europeo per lo studio della fisica delle particelle elementari (CERN) con sede nei pressi di Ginevra. La figura 2.1 ne mostra la collocazione geografica. Il *tunnel* che ospita l'acceleratore LEP ha una circonferenza di circa 26.7 km ed una sezione interna di 3.8 m, ed è posto ad una profondità media di 100 m sotto la superficie terrestre, per attenuare il contributo di fondo dei raggi cosmici durante la presa dati degli esperimenti. Il circuito di LEP è composto da otto sezioni curve lunghe 2800 m e altrettante sezioni rettilinee di 500 m.

La macchina acceleratrice vera e propria consiste in un sistema di cavità a radiofrequenza e di magneti per l'accelerazione ed il mantenimento in orbita dei fasci, ed in una camera cilindrica di circa 16 cm di diametro (*beam pipe*), dove

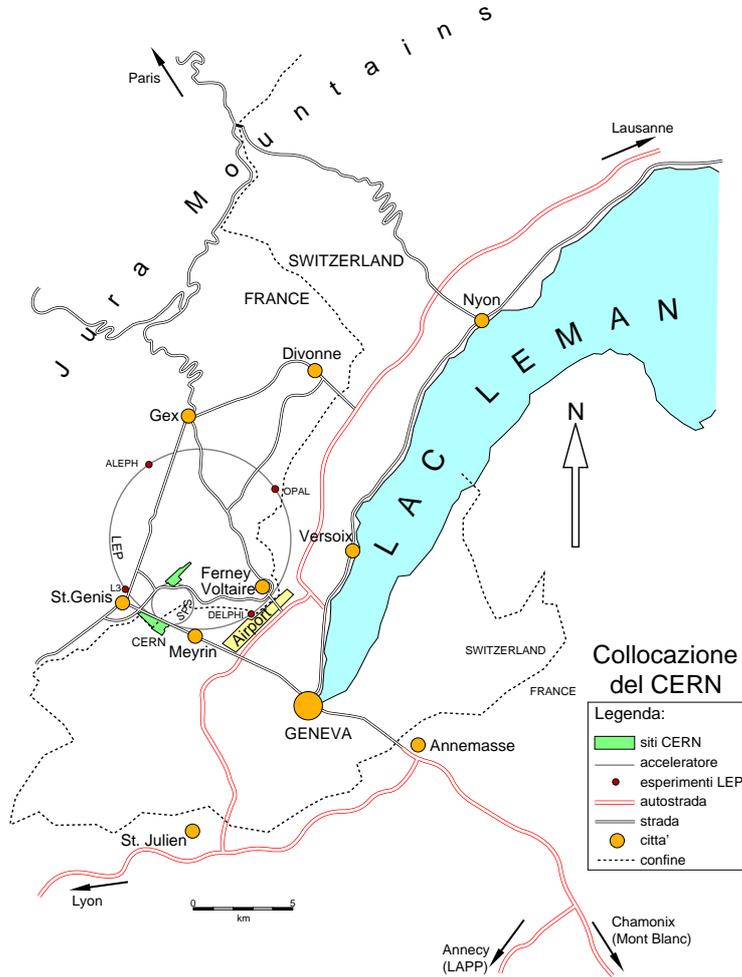


Figura 2.1: Collocazione geografica del CERN e di LEP.

vengono fatti circolare i fasci. Essa è tenuta sotto vuoto da un sistema di pompe per limitare le perdite di particelle a causa dell'interazione con il gas residuo. Il LEP ha un sistema di mantenimento della pressione a 10^{-11} torr in assenza di fascio, che diventano 10^{-9} con il fascio circolante. La differenza è dovuta al fatto che la luce di sincrotrone causa l'emissione di particelle da parte degli atomi della superficie della camera a vuoto. L'enorme potenza dissipata dalla luce di sincrotrone causa inoltre un aumento di temperatura della camera e rende necessario un capillare sistema di refrigerazione. Per garantire un efficace

raffreddamento le pareti sono costituite da alluminio, materiale dotato di ottima conducibilità termica.

Per il mantenimento dei fasci nelle orbite previste sono attivi, lungo tutto il perimetro dell'acceleratore, 1672 magneti dipolari di circa 12 metri, controllati utilizzando un sistema a retroazione comandato da 504 sistemi di misura della traiettoria del fascio.

Il grande raggio di curvatura ($\rho = 3.13$ km) dell'acceleratore, che dal punto di vista ingegneristico ha comportato difficoltà e spese di costruzione notevoli, è giustificato da due notevoli vantaggi. Innanzi tutto esso consente di utilizzare per la curvatura campi dipolari di intensità relativamente bassa (circa 0.1 T). In secondo luogo esso limita la perdita di energia per radiazione di sincrotrone. Infatti la perdita di energia per giro dovuta all'emissione di sincrotrone dipende dall'inverso del raggio di curvatura; per fasci di elettroni vale la relazione:

$$\Delta E = 0.0885 \frac{E_b^4(\text{GeV})}{\rho(\text{m})} \approx 120 \text{ MeV per } E_b = 45 \text{ GeV} \quad (2.1)$$

dove E_b è l'energia del fascio. L'energia persa è compensata da cavità a radiofrequenza operanti a 352 MHz. Insieme ai magneti già citati ne vengono utilizzati altri per vari scopi: 816 quadrupoli sono utilizzati per la focalizzazione dei fasci, 504 sestupoli e 500 dipoli sono necessari per le correzioni di orbita e otto quadrupoli superconduttori focalizzano i fasci nei punti dove avviene l'interazione. La figura 2.2 schematizza la composizione di LEP ed il sistema di pre-accelerazione.

2.1.2 Il sistema di iniezione e il funzionamento di LEP

La catena di produzione e di pre-accelerazione di elettroni e positroni per LEP, illustrata in figura 2.3, è stata concepita in modo da sfruttare appieno le macchine già esistenti al CERN. Gli elettroni vengono prodotti per effetto termoionico e vengono accelerati da un acceleratore lineare (LIL) fino all'energia di 200 MeV. Essi sono inviati su un bersaglio che agisce da convertitore di positroni a partire dagli sciami elettromagnetici degli elettroni incidenti. Nello sciame un campo

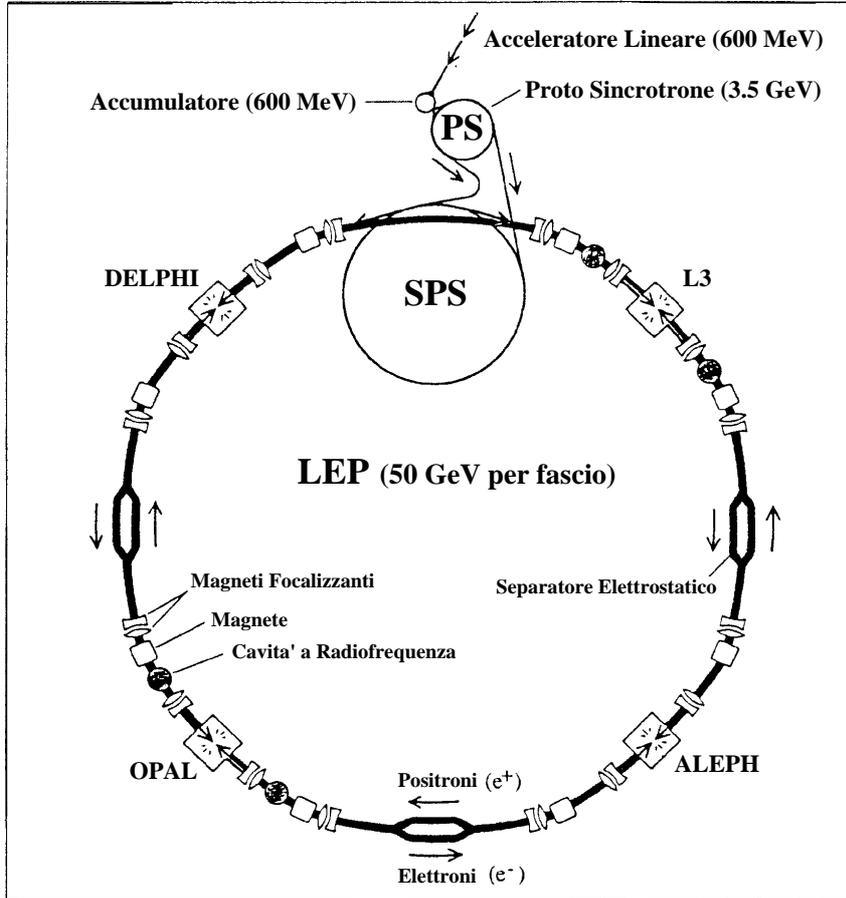


Figura 2.2: *Schema dell'acceleratore LEP.*

magnetico separa elettroni da positroni, che vengono ulteriormente accelerati fino a 600 MeV per essere poi raccolti in un anello di accumulazione (EPA).

Le particelle vengono organizzate in pacchetti di elettroni e di positroni. Ogni secondo essi vengono estratti dall'EPA ed iniettati nel protosincrotrone (PS) dove vengono accelerati fino all'energia di 3.5 GeV. Di qui passano al superprotosincrotrone (SPS), che li porta alla soglia di 20 GeV, e successivamente vengono iniettati in LEP. La fase di riempimento di LEP viene chiamata *filling*; al suo termine nell'anello di LEP circolano, in direzioni opposte e mantenuti separati da campi elettrostatici trasversi alla direzione di moto, quattro pacchetti di elettroni ed altrettanti di positroni, ognuno composto approssimativamente

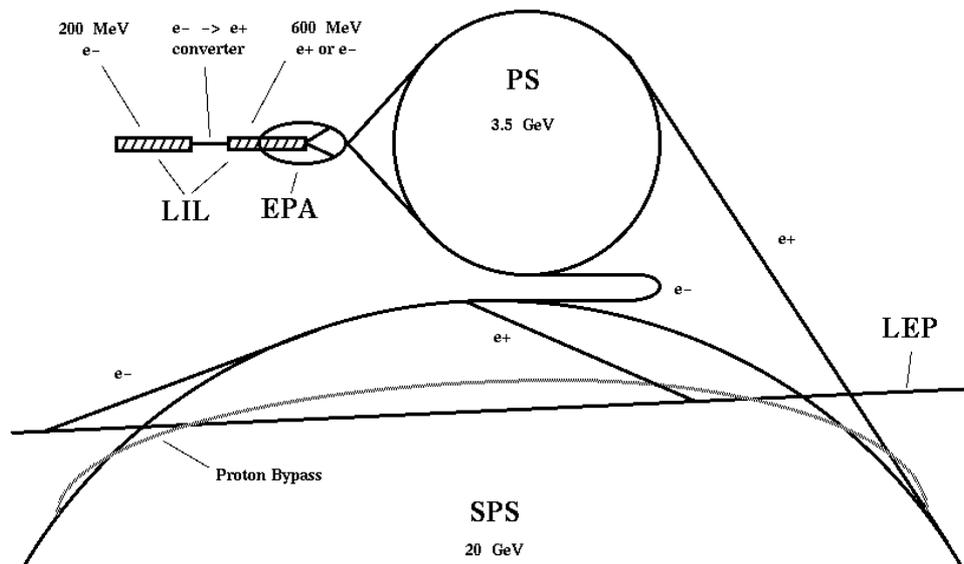


Figura 2.3: Catena di iniezione di LEP.

da $4 \cdot 10^{11}$ particelle. Alla fine di questa fase LEP diventa sostanzialmente indipendente dal PS e dall'SPS: questi ultimi possono quindi essere riutilizzati nella loro attività principale di acceleratori di protoni ed antiprotoni ad uso di altri esperimenti dedicati ad urti di adroni su bersagli fissi.

I fasci in LEP vengono poi accelerati (*ramping*) dalle cavità a radiofrequenza fino all'energia nominale ed infine collimati e focalizzati (*squeezing*) prima di essere fatti collidere (*physics*) in corrispondenza dei quattro punti dell'anello dove si trovano gli apparati sperimentali. Il tempo richiesto per completare l'intera procedura è approssimativamente di un'ora, dove la maggior parte del tempo è impegnata dal *filling*. La vita del fascio al LEP è di circa una decina di ore, periodo nel quale è possibile effettuare le presa dati. La corrente nominale circolante in LEP per un energia di circa 50 GeV per fascio è di 3 mA. A causa delle collisioni dei fasci tra loro, con le particelle residue presenti nella camera a

vuoto e con la radiazione di corpo nero caratteristica del fascio, l'intensità della corrente si riduce fino a valori per i quali la luminosità diviene insoddisfacente. A questo punto i fasci vengono fatti fuoriuscire dall'anello (*dumping*) e ricomincia il *filling*. Il ciclo completo delle operazioni si chiama *fill*.

2.1.3 I fasci di LEP e la luminosità

I fasci di LEP sono deformati in direzione radiale ed hanno una sezione ellittica con diametri quadratici medi $\sigma_x = 200 \mu\text{m}$ e $\sigma_y = 10 \mu\text{m}$, dove x e y indicano gli assi cartesiani di un sistema in cui i fasci si muovono lungo z . La concentrazione dei leptoni varia all'interno dei rispettivi fasci, essendo maggiore al centro, ed è bene approssimabile da una gaussiana sia per la direzione x che per la direzione y . I pacchetti (*bunches*) hanno invece lunghezza di circa 2 cm e il loro moto è progettato in modo tale che, contemporaneamente nei quattro rivelatori al LEP, si incroci un pacchetto di e^+ ed uno di e^- . Nel caso di quattro *bunches* per fascio il tempo stimato che intercorre tra due incontri successivi dei pacchetti (*Beam Cross Over*) è di circa 22 μs . Questo numero non identifica la frequenza delle interazioni di annichilazione e^+e^- : essa è pari a una ogni due secondi in ognuno dei quattro esperimenti di LEP.

La frequenza di rivoluzione dei pacchetti è di 11.2 KHz. Per valutare il numero di eventi interessanti che possono essere prodotti in un acceleratore, conoscendo le caratteristiche dei fasci, viene usata una grandezza che si chiama *luminosità*. Questa quantità prescinde dalla bontà dello stadio di rivelazione che segue, e dipende esclusivamente dalle direzioni dei fasci e dalle loro proprietà geometriche. La si può sinteticamente definire mediante la seguente relazione:

$$L = \int l(t)dt = \int \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} dt = \int \frac{dN}{\sigma} \quad (2.2)$$

dove σ rappresenta la sezione d'urto totale per il processo che si vuole studiare all'energia di collisione nominale, dN/dt è il numero di eventi generati effettivamente per unità di tempo ed $l(t)$ si chiama luminosità istantanea o specifica. L viene detta luminosità integrata (nel tempo). Solitamente con il termine luminosità si fa riferimento alla seconda di queste due grandezze. È chiaro che,

a parità di sezioni d'urto, una maggiore luminosità di un acceleratore implica una maggiore efficienza nella produzione di eventi: questo comporta che l'acceleratore è tanto migliore quanto più alto è il valore di $l(t)$ (o di L).

Supponendo che un evento sia generato solo se due particelle incidenti si vengono a trovare, nel loro percorso, ad una distanza minore di un valore ρ , si ha che il numero di eventi che si verificano per unità di tempo e di volume dalla collisione di due fasci di velocità \vec{v}_1 e \vec{v}_2 è:

$$\frac{dN}{dt dV} = \pi \rho^2 |\vec{v}_1 - \vec{v}_2| \frac{dN_1}{dV} \frac{dN_2}{dV} \quad (2.3)$$

dove dN_1/dV e dN_2/dV sono le densità di particelle nei due fasci (supposte costanti all'interno del volumetto cilindrico con raggio di base ρ). Una volta fissato questo raggio e i moduli delle velocità (il che vuol dire fissare le caratteristiche dell'interazione che si vuole studiare e l'energia dei fasci), dN/dt può essere incrementato solo facendo scontrare frontalmente i due fasci (caso in cui si ha la massima energia del centro di massa) oppure aumentando le densità di particelle per ogni fascio. Al LEP, dunque, se supponiamo l'urto perfettamente centrale, una maggiore luminosità può essere ottenuta aumentando il numero di particelle per pacchetto oppure diminuendo la sezione dei fasci. È per questo motivo che vengono usati campi elettrici e magnetici di focalizzazione che riducono la sezione dei fasci in prossimità delle zone di interazione.

Negli esperimenti la misura della luminosità non avviene direttamente dalla relazione 2.3: ne deriverebbe infatti un errore sistematico troppo grande. Essa viene misurata mediante la 2.2, che si può riscrivere come:

$$L = \frac{N}{a\sigma}. \quad (2.4)$$

Il fattore a è l'accettanza relativa al processo fisico che si studia, cioè la frazione di eventi che viene effettivamente registrata. Essa tiene conto sia dell'accettanza geometrica, dovuta alle caratteristiche dei rivelatori, sia dell'accettanza intrinseca, che dipende dall'efficienza di rivelazione delle apparecchiature colpite. Il processo che viene solitamente usato per la misura della luminosità è lo scattering Bhabha a piccolo angolo (scattering elastico e^+e^-), in quanto la sua

sezione d'urto è grande e conosciuta in modo molto preciso. Questo processo ha fondi trascurabili e ciò permette una rivelazione esclusiva nei dispositivi posti a piccoli angoli. A DELPHI, per esempio, lo STIC (*Small angle Tile Calorimeter*) riesce a determinare la luminosità di LEP con un errore relativo di circa una parte su mille.

Indicativamente a LEP 1 si è raggiunta una luminosità istantanea di:

$$l = 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 10^{-5} \text{ pb}^{-1} \text{ s}^{-1}.$$

2.1.4 La misura dell'energia di LEP

Dopo la luminosità l'energia dei fasci di LEP è il parametro della macchina più importante per effettuare misure fisiche di precisione, ed in particolare per la determinazione della *line shape* del bosone Z .

Dal 1991 LEP utilizza una tecnica di calibrazione in energia nota come "depolarizzazione risonante" [14]. Il principio su cui si basa è l'effetto per cui, in un anello di accumulazione e^+e^- , si ottiene una polarizzazione trasversa parziale delle particelle dovuta all'emissione di fotoni per radiazione di sincrotrone. Il numero di precessioni dello spin in una rivoluzione all'interno dell'anello è legato all'energia media del pacchetto dalla relazione:

$$\nu = \frac{E_{beam}(\text{MeV})}{440.65}. \quad (2.5)$$

Se, in serie ai dipoli, viene posto un debole campo magnetico trasversale oscillante, nel momento in cui la sua frequenza coincide con quella di precessione le particelle vengono depolarizzate. Il grado di polarizzazione viene stimato illuminando il fascio con luce laser polarizzata (alcuni eV) e misurando la distribuzione dei fotoni diffusi all'indietro per effetto Compton (22 GeV) con dei calorimetri elettromagnetici posti a 250 m dall'interazione. Invertendo la polarizzazione dei fotoni incidenti si ha uno spostamento nella distribuzione che dipende dalla polarizzazione del fascio (circa $50 \mu\text{m}$ per una polarizzazione del fascio del 10%): la misura della frequenza di depolarizzazione fornisce il valore di E_{beam} .

La precisione intrinseca del metodo a LEP 1 è pari a 0.2 MeV. L'energia non viene misurata continuamente, ma si effettua una misura alla fine del *fill* in base alla quale viene interpolato valore di E_{beam} ad intervalli di tempo regolari. I valori ottenuti vengono poi corretti per altri effetti, non prevedibili in fase di progettazione, che sono stati osservati durante il funzionamento di LEP [15]:

- le maree, causate dalla forza gravitazionale che sole e luna esercitano sulla crosta terrestre, deformano anche la parte solida del pianeta. Questo provoca, in particolare, un'alterazione del raggio del *tunnel* di LEP di circa 300 μm e ciò si riflette in una minima variazione della circonferenza dell'anello stesso. Ciò provoca una variazione dell'energia nel centro di massa di ~ 15 MeV, variabile nell'arco delle giornate;
- la pressione del lago di Ginevra agisce sulla deformazione delle rocce circostanti su cui LEP è costruito. La variazione naturale del livello del lago, dovuto all'effetto combinato di piogge, evaporazione e maree, genera altre distorsioni del sito di LEP causando variazioni dell'orbita dei pacchetti e quindi della loro energia di centro di massa. La variazione massima è di ~ 5 MeV;
- correnti spurie nel suolo che causano uno spostamento della curva di isteresi dei magneti impiegati per il trasporto del fascio. L'effetto maggiore è dato dai passaggi del treno elettrico TGV in funzione sulla linea Parigi-Ginevra. L'effetto sulla variazione di energia è di qualche MeV, ma concentrato in pochi minuti;
- le variazioni di temperatura dei magneti cambiano il campo magnetico dipolare in modo non banale. Dato che il corpo dei dipoli di LEP è costituito da lamelle di ferro disposte in una matrice di cemento (rendendoli così molto meno costosi di un magnete tradizionale in cui tutto il traferro e di metallo) svariati effetti meccanici legati all'espansione dei materiali tendono a rendere non lineare la dipendenza del campo magnetico dalla temperatura. L'effetto maggiore è legato alla variazione della permeabilità magnetica delle lamelle di ferro con la pressione: con la temperatura

cambia la pressione della matrice di cemento sulle lamelle di ferro, variando il campo magnetico. Questo effetto, che causa variazioni dell'ordine di 10^{-4} per grado, è superiore ad effetti più "classici" legati all'espansione termica del traferro o alla deformazione termica dell'apertura del magnete. Il tutto è complicato dal fatto che gli effetti termici interferiscono con gli effetti di isteresi magnetica causati dalle correnti parassite citate sopra. Per fissare l'ordine di grandezza queste correzioni cambiano l'energia dei fasci a livello del MeV.

2.2 Il rivelatore DELPHI

2.2.1 Generalità

DELPHI (acronimo per *Detector for Electron, Lepton, Photon and Hadron Identification*) è uno dei quattro rivelatori del LEP [16]. Esso ha una struttura cilindrica di 5.2 m di raggio, con asse parallelo alla direzione dei fasci, ed è composto a sua volta da una serie di sottorivelatori a simmetria cilindrica, ognuno dedicato a compiti diversi della fase di rivelazione. La figura 2.4 mostra uno spaccato di DELPHI, che è diviso in una parte centrale (detta *barrel*) chiusa alla base da due tappi (detti *end caps*) che ne garantiscono l'ermeticità e permettono lo studio delle particelle prodotte "in avanti".

Il sistema di coordinate utilizzato in DELPHI può essere sia sferico, con centro il punto di interazione, oppure cartesiano con l'asse z sulla linea di fasci con verso la direzione di moto degli elettroni e l'asse x rivolto verso il centro di LEP. Il sistema di riferimento è rappresentato in figura 2.5.

Nella descrizione dell'apparato partiamo dal vertice primario dell'interazione, di coordinate sferiche $(0, 0, 0)$, descrivendo dapprima i rivelatori di traccia che sono quelli più vicini a tale punto. Allontanandoci lungo la coordinata radiale descriviamo in seguito gli altri sottorivelatori che, a seconda delle funzioni che svolgono, si possono raggruppare in:

- rivelatori di traccia;

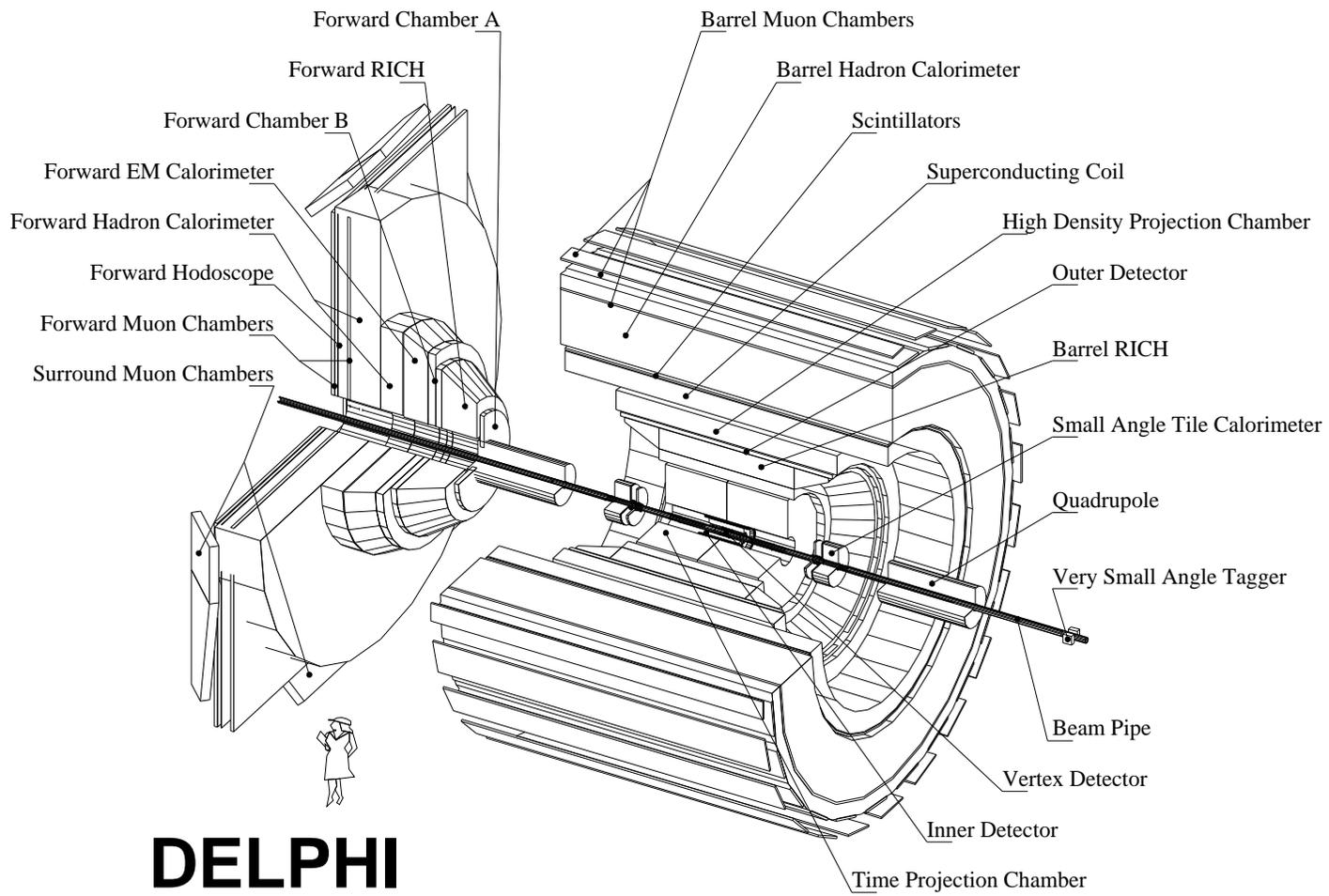


Figura 2.4: Spaccato del rivelatore DELPHI.

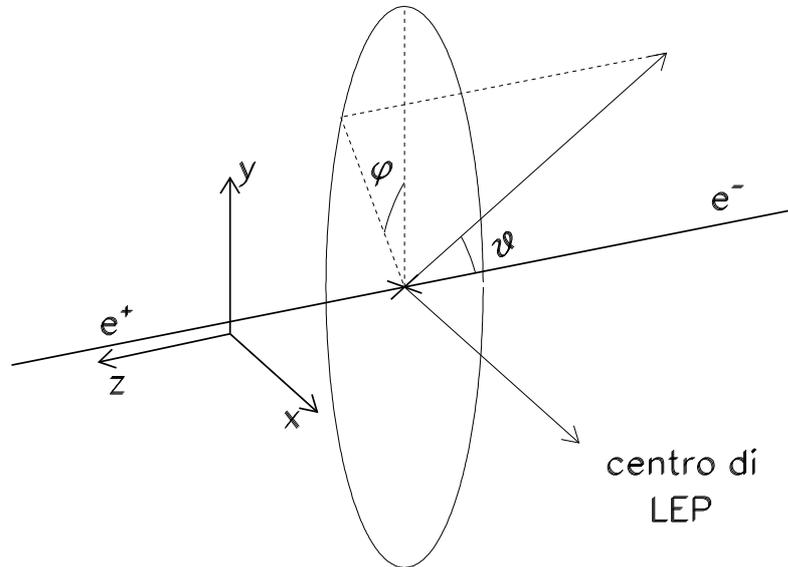


Figura 2.5: *Sistemi di coordinate utilizzati*

- contatori Cherenkov;
- calorimetri elettromagnetici;
- calorimetro adronico;
- rivelatori per l'identificazione dei muoni.

2.2.2 Rivelatori di traccia

Sono i rivelatori più vicini alla zona di interazione e il loro compito è di ricostruire la traiettoria ed il momento delle particelle cariche. Sono il rivelatore di vertice (*Vertex Detector*), la camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*), i rivelatori a camere a deriva (*Inner Detector* e *Outer Detector*) e le camere a tracciamento in avanti poste negli *end caps* (*Forward Chamber A* e *B*).

2.2.2.1 Il rivelatore di vertice (VD)

Questo rivelatore è fondamentale per tutte le analisi che richiedono la ricostruzione del vertice primario di interazione e dei vertici secondari dei decadimenti dei quark pesanti.

Il VD è il rivelatore più vicino alla zona di interazione e consiste di tre strati cilindrici concentrici di rivelatori a *microstrip* al silicio con raggi medi di 6.3, 9 e 11 cm. Gli strati più esterni vengono indicati con i nomi *inner* e *outer*, già attivi nel 1990 e lunghi circa 24 cm, mentre lo strato più interno, chiamato *closer*, è lungo circa 22 cm [17] e fu aggiunto solo un anno dopo allo scopo di migliorare la precisione di ricostruzione utilizzando tre punti per traccia. Gli strati sono suddivisi in 24 moduli sovrapposti per circa il 10% della loro larghezza in direzione azimutale; ognuno dei moduli è a sua volta suddiviso in 4 placchette parallele alla direzione del fascio. Nell'intervallo $44^\circ \leq \theta \leq 136^\circ$ una particella attraversa tutti e tre gli strati del rivelatore. Il passo di lettura nel piano $R\phi$ perpendicolare alla direzione del fascio è $50 \mu\text{m}$.

All'inizio del 1994 [18] gli strati più interno e più esterno sono stati sostituiti con rivelatori a doppia faccia, con le microstrisce di un lato ortogonali a quelle del lato opposto, consentendo la ricostruzione della coordinata longitudinale. Il primo strato è stato inoltre allungato in modo da coprire l'intervallo angolare $25^\circ \leq \theta \leq 155^\circ$. Le *strip* del primo strato per la misura di z hanno un passo variabile tra $49.5 \mu\text{m}$ e $150 \mu\text{m}$ in funzione di θ (tra $42 \mu\text{m}$ e $84 \mu\text{m}$ per il terzo strato) allo scopo di ottimizzare il numero di canali dell'elettronica di lettura.

Per adattare il rivelatore di vertice alle necessità di LEP2, dove è essenziale la maggiore copertura di angolo solido possibile, il rivelatore è stato ulteriormente modificato nel 1996 [19]. In particolare gli strati *outer* ed *inner* stati allungati fino a coprire l'angolo $23^\circ \leq \theta \leq 157^\circ$. Inoltre è stato installato il *Very Forward Tracker*, che copre le regioni polari $10^\circ \leq \theta \leq 25^\circ$, $155^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$ ed è composto da due strati di *ministrip* al silicio e due strati di rivelatori a *pixel*. La figura 2.6 mostra come è strutturato nel 1997 il nuovo complesso di rivelatori al silicio di DELPHI, che è attualmente il più grande fra quelli operanti in tutto il mondo.

L'importanza di questi rivelatori risiede nel fatto che essi danno informazioni

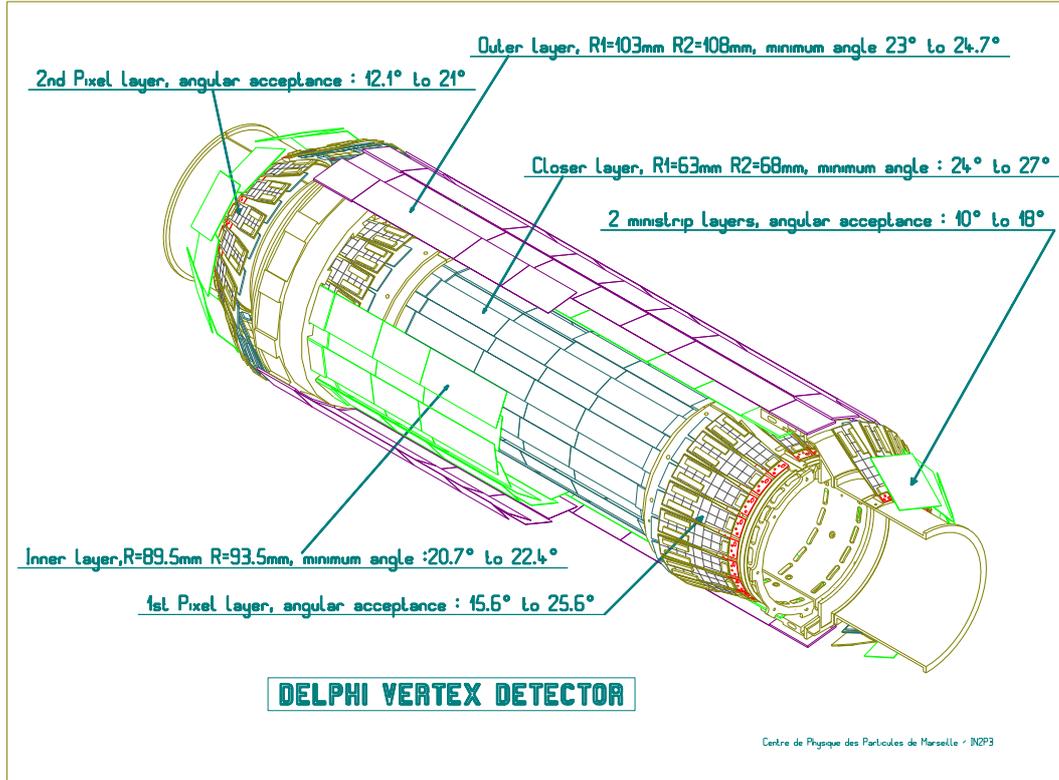


Figura 2.6: *Struttura del rivelatore di vertice in DELPHI.*

precise in vicinanza del vertice primario di interazione e quindi permettono di ricostruire vertici di decadimento secondari e misurare il parametro di impatto delle particelle cariche. (Il parametro di impatto è definito come la distanza di massimo avvicinamento di una traccia al vertice primario, cfr. § 3.4). L'errore statistico ad esso associato da una misura con i rivelatori di vertici, σ_{IP} , si può esprimere come:

$$\sigma_{IP} = \sqrt{\sigma_{asympt}^2 + \left(\frac{\sigma_{ms}}{p_t}\right)^2} \quad (2.6)$$

dove σ_{asympt} è un contributo sistematico dovuto all'allineamento dei rivelatori tra loro e nei confronti della direzione del fascio, mentre σ_{ms} è il contributo medio all'errore dato dallo *scattering* multiplo con particelle residue nel mezzo

(effetto particolarmente rilevante per tracce con piccolo impulso). p_t è l'impulso trasversale della traccia misurato in GeV. Valori tipici degli errori sono $\sigma_{ms} = 69 \mu\text{m}$ e $\sigma_{asympt} = 24 \mu\text{m}$, ottenuti ottimizzando l'allineamento con muoni di alto impulso (per i quali $\sigma_{ms} \sim 0$) provenienti dal canale $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \mu^+\mu^-$.

La precisione di uno strato nella ricostruzione di una singola traccia è circa $8 \mu\text{m}$ in $R\phi$ ed è compresa tra 9 e $30 \mu\text{m}$ in z .

2.2.2.2 L'Inner Detector (ID)

Questo sottorivelatore ha il compito di migliorare la ricostruzione delle tracce e dei vertici secondari. Esso è posto ad una distanza radiale tra 11.8 e 28 cm ed è composto da due strati cilindrici concentrici che forniscono una copertura in angolo polare tra 30° e 150° . La parte più interna dell'*Inner Detector* consiste di una camera a deriva (riempita da una miscela di CO_2 al 95%) con la geometria tipica di una *jet chamber*, ossia divisa in azimuth in 24 settori, ciascuno con una griglia di fili anodici centrali. Essa fornisce, al più, 24 punti per ogni traccia con una risoluzione in $R\phi$ pari a circa $90 \mu\text{m}$. La camera è circondata esternamente da cinque strati concentrici di camere proporzionali a multifilo (MWPC), che permettono la misura della coordinata z con una precisione del millimetro e risolvono l'ambiguità destra-sinistra della camera interna.

Il campo di deriva è stato progettato per causare una velocità di migrazione delle cariche prodotte per ionizzazione proporzionale ad R , in modo che gli impulsi anodici siano indipendenti dal punto effettivo in cui la particella carica ionizza il mezzo. Questo permette una produzione rapida del segnale (~ 100 ns) e per questo l'ID costituisce parte del *trigger* veloce di DELPHI sostituendo, da questo punto di vista, la TPC nella quale il tempo di deriva è troppo elevato. All'inizio del 1995 è stato installato un nuovo ID con la stessa geometria del precedente, in cui la parte interna è più lunga e copre la regione angolare $17^\circ \leq \theta \leq 163^\circ$. Le MWPC sono state sostituite da *straw tubes* (192 per strato) in grado di misurare $R\phi$ migliorandone la precisione complessiva.

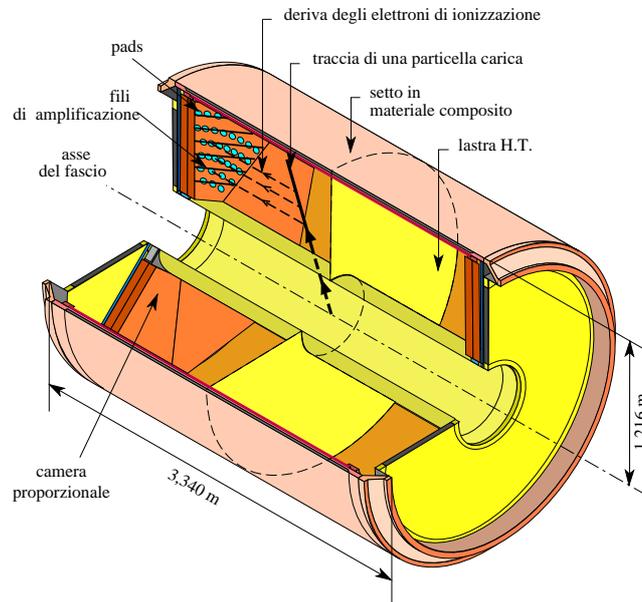


Figura 2.7: La Camera a Proiezione Temporale del rivelatore DELPHI.

2.2.2.3 La *Time Projection Chamber* (TPC)

Questo rivelatore è il principale rivelatore tracciante di DELPHI; consta di due metà da 1.5 m di lunghezza. La posizione radiale della parete interna è 35 cm e quella della parete esterna 111 cm. L'angolo polare coperto va da 20° a 160° e la ricostruzione della traccia viene effettuata in 3 dimensioni. La TPC ha una geometria cilindrica, con asse coincidente alla direzione dei fasci, ed è riempita da una miscela di Ar (80%) e di CH_4 (20%) alla pressione di 1 atm, in cui elettrodi ad alta tensione generano un campo elettrico parallelo all'asse e di verso opposto nelle due metà. In questo modo, quando una particella carica ionizza il gas si ottiene una proiezione delle traiettorie delle tracce sui piani di lettura sistemati sulle basi del cilindro e costituite da camere a multifili segmentate sia radialmente che concentricamente in *pads*. La figura 2.7 mostra la struttura della TPC.

La coordinata z dei punti delle tracce viene ricostruita mediante il calcolo del tempo di volo degli elettroni ionizzati. La risoluzione complessiva sul punto

ricostruito è di $250 \mu\text{m}$ nel piano $R\phi$, mentre vale $880 \mu\text{m}$ in z .

L'utilità principale della TPC, oltre che nella ricostruzione delle tracce, sta nella possibilità di effettuare una misura dell'impulso delle particelle dalla determinazione del raggio di curvatura e dell'energia persa per ionizzazione dalla particella, proporzionale alla carica raccolta dagli anodi delle camere a multifili. La conoscenza di quest'ultima è molto utile per l'identificazione delle varie particelle, soprattutto per valori bassi dell'impulso.

2.2.2.4 L'Outer Detector (OD)

L'Outer Detector è situato immediatamente dopo il RICH (cfr. 2.2.3.1), ad una distanza di oltre 2 metri dal vertice primario. Esso fornisce una misura utile alla determinazione della traiettoria di particelle ad alto impulso, che hanno curvature troppo grandi per essere stimate dalla TPC. L'OD copre gli angoli polari compresi fra 42° a 138° ed è costituito da cinque strati di tubi a deriva, tre dei quali sono equipaggiati in modo da misurare la coordinata z in base ai tempi di arrivo del segnale alle estremità degli anodi. La risoluzione spaziale fornita da questo rivelatore è di $110 \mu\text{m}$ in $R\phi$ e di 3.5 cm in z . La ricostruzione dei punti avviene in un tempo di circa $1 \mu\text{s}$, il che rende possibile l'utilizzo dell'OD nel sistema di *trigger* di DELPHI.

2.2.2.5 Le camere in avanti (FCA e FCB)

Le *Forward Chambers* A e B (FCA e FCB) sono camere a deriva situate negli *end caps* di DELPHI.

Le FCA sono poste all'estremità della TPC ad una distanza $z = \pm 160 \text{ cm}$ dal centro del rivelatore. Sono formate da tre moduli a simmetria cilindrica, ognuno dei quali è costituito da due piani sovrapposti di tubi a deriva. La direzione dei tubi è ruotata di 120° tra i due piani e ciò permette una risoluzione, su un singolo punto della traccia, di $\sigma_{x,y} = 250 \mu\text{m}$. La copertura di angolo polare ottenuta comprende le regioni $11^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$ e $148^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$.

Le FCB sono il corrispettivo dell'OD nella regione in avanti: esse si trovano a $z = \pm 275 \text{ cm}$ dal centro del rivelatore e consistono in 12 piani di camere a filo

orientati come nelle FCA. La risoluzione sul singolo punto è di $\sigma_{x,y} = 150 \mu\text{m}$ e la copertura di angolo polare è $11^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ e $144^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Le FCB contribuiscono inoltre al *trigger* di DELPHI.

2.2.2.6 Il campo magnetico e la misura dell'impulso

Posto fra il calorimetro elettromagnetico e quello adronico si trova il più grande solenoide superconduttore esistente al mondo, lungo 7.4 m e con un diametro interno di 5.2 m. Esso genera un campo magnetico con linee di forza parallele all'asse del rivelatore e intensità di 1.2 T e, per favorire la più alta omogeneità di campo possibile, è fornito di un secondo strato superconduttore alle estremità.

Lo strato conduttore è costituito da 300 filamenti sottili più di $25 \mu\text{m}$ di diametro in lega di *Nb* e *Ti* racchiusi in un involucro di rame; le spire sono contenute in una cavità cilindrica di alluminio in cui viene forzato l'afflusso di elio liquido a 4.5° K, che garantisce il superamento della temperatura critica per la superconduttività. Il campo magnetico serve a curvare la traiettoria delle particelle cariche nel piano $R\phi$, secondo la relazione:

$$p_{\perp} = \frac{q\rho B}{c} \quad (2.7)$$

dove p_{\perp} rappresenta l'impulso della particella nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci iniziali, q la sua carica, B l'intensità del campo magnetico, che si assume costante all'interno del solenoide e ρ è il raggio di curvatura della traiettoria. Supponendo q e B noti, la misura della curvatura della traccia rivelata porta alla conoscenza dell'impulso trasverso della particella carica che la ha prodotta: questa misura è tanto più accurata quanto più precisa è la ricostruzione della traccia stessa, ossia quanto più numerosi sono i punti di rivelazione e la loro risoluzione. Tenendo conto della risoluzione intrinseca dei rivelatori traccianti descritti, la risoluzione in momento che si ottiene è:

$$\left. \frac{\sigma_p}{p^2} \right|_{\text{barrel}} = 0.15\%; \quad \left. \frac{\sigma_p}{p^2} \right|_{\text{end-caps}} = 0.37\% \quad (2.8)$$

dove σ_p rappresenta l'errore statistico sull'impulso e dove p è misurato in GeV. I due valori forniti dalla 2.8 differiscono in quanto le tracce rivelate nella zona

centrale del rivelatore subiscono, a parità di impulso, una maggiore deflessione, poiché la componente del loro impulso perpendicolare alle linee di forza del campo magnetico è maggiore.

2.2.3 Rivelatori ad effetto Cherenkov

L'effetto Cherenkov è tipico di una particella carica che attraversa un mezzo con una velocità v superiore a quella della luce in tale mezzo, ossia con $v > c/n$, dove n è l'indice di rifrazione del mezzo. Ciò causa la comparsa di un'onda d'urto dovuta alla diseccitazione degli atomi polarizzati del materiale dopo il passaggio della particella. Il fronte di questa onda elettromagnetica ha una direzione che forma un angolo ben preciso rispetto alla traiettoria della particella e dipende dalla velocità propria di quest'ultima:

$$\theta = \arccos \frac{1}{n\beta} \quad (2.9)$$

con $\beta = v/c$. Rispetto alla direzione di viaggio di una particella carica in un mezzo con velocità tale che $vn/c > 1$ si viene dunque a formare un cono di luce con apertura fissa, funzione solo di v . I fotoni emessi dalla particella hanno energia tipicamente nel visibile o nell'ultravioletto.

La relazione 2.9 può anche essere riscritta come:

$$\cos \theta = \frac{E}{pn} = \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{pn}. \quad (2.10)$$

In questo modo si mette in relazione la massa della particella con l'angolo di emissione Cherenkov. È quindi chiaro che la misura con dell'angolo di emissione di fotoni di luce Cherenkov permette la determinazione della massa della particella, una volta misurata l'impulso con i dispositivi traccianti.

2.2.3.1 Il *Ring Imaging Cherenkov counter* (RICH)

DELPHI è l'unico dei quattro esperimenti di LEP ad avere questo tipo di rivelatore. Il *Barrel RICH* ha una struttura cilindrica di raggio interno di 246 cm e raggio esterno di 394 cm e copre l'angolo polare $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$; esso è

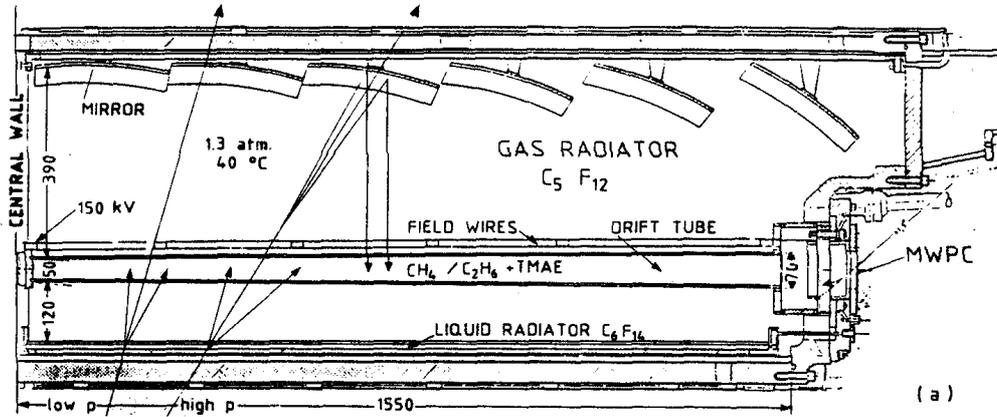


Figura 2.8: Schema del Barrel RICH.

diviso a sua volta in due parti contenenti la prima un mezzo radiante liquido (freon liquido; C_6F_{14} ; $n=1.278$) e la seconda uno gassoso (freon gassoso; C_5F_{12} ; $n=1.00174$). Vengono usati due mezzi diversi in quanto il diverso indice di rifrazione e quindi l'angolo di emissione di luce Cherenkov permette l'identificazione delle particelle in diversi intervalli di momento.

I fotoni emessi dalle particelle nel RICH vengono direttamente raccolti (caso del liquido) da tubi a deriva o vi arrivano dopo essere stati riflessi da specchi parabolici che trasformano i coni di luce in anelli (caso del gas). I tubi a deriva sono riempiti di gas fotosensibili che emettono elettroni: gli elettroni così ottenuti vengono trasportati in un piano di camere a fili in maniera che il tempo di deriva permetta la ricostruzione del punto di impatto del fotone iniziale. In figura 2.8 si trova la descrizione del RICH posto nella regione centrale.

La risoluzione sull'angolo di emissione Cherenkov varia con il numero di fotoelettroni rivelati ed è quindi proporzionale a $1/\sqrt{n}$: per $n=10$ è misurata essere di circa 1.5 mrad.

Per coprire angoli polari più piccoli, nella regione degli *end caps* è stato aggiunto un altro rivelatore RICH chiamato *Forward RICH*. Il suo funzionamento e la sua struttura sono identici al *barrel*, variando solo le caratteristiche geometriche. Esso è infatti un cilindro coassiale ai fasci in cui la zona con un mezzo

liquido è separata dalla parte gassosa non in senso radiale, ma longitudinale, dai tubi a drift che portano direttamente alle camere a fili: anche in questo caso la rivelazione della luce Cherenkov avviene direttamente per i fotoni emessi dalla particella nel mezzo liquido, mentre in fondo al rivelatore, dopo la zona riempita di gas, si trovano una serie di specchi atti a riflettere in forma di anelli la luce prodotta in tale zona. I fotoni vengono così indirizzati sui tubi a deriva dove causano l'emissione di fotoelettroni.

2.2.4 I calorimetri elettromagnetici

I calorimetri elettromagnetici hanno lo scopo di misurare la distribuzione di carica indotta dalla formazione di sciami elettromagnetici al fine di misurarne l'energia complessiva. Il sistema di calorimetri elettromagnetici di DELPHI è composto dall'*High density Projection Chamber* posto nella regione *barrel*, dal *Forward ElectroMagnetic Calorimeter* situato negli *end caps* e dai luminometri chiamati *Small angle Tile Calorimeter* e *Very Small Angle Tagger* posti nella regione molto in avanti del rivelatore.

Vengono inclusi in questa categoria anche i rivelatori di ermeticità.

2.2.4.1 L'*High density Projection Chamber* (HPC)

Il calorimetro elettromagnetico principale in DELPHI è l'HPC, che è posto ad una distanza radiale tra 208 cm e 260 cm dal punto di interazione, ha simmetria cilindrica e copre un angolo polare tra 43° e 147° . Esso consta di 144 moduli sistemati in 6 strutture a corona cilindrica coassiale con l'asse dei fasci, con 24 moduli ciascuna. Ogni modulo contiene 41 strati di piombo sovrapposti, immersi in gas (lo stesso della TPC) e spessi circa 8 mm. Il piombo è il materiale in cui vengono formati gli sciami e dove le particelle vengono rallentate: esso si presenta in forma di sottili fili accostati a formare nastri che coprono l'intera superficie cilindrica. In essi la direzione dei fili è tangente alla superficie stessa: ciò permette, portando fili adiacenti a potenziali diversi, la creazione di un campo elettrico (di circa 100 V/cm) parallelo all'asse del rivelatore che causa la deriva degli elettroni di ionizzazione. Lo spessore complessivo di conversione

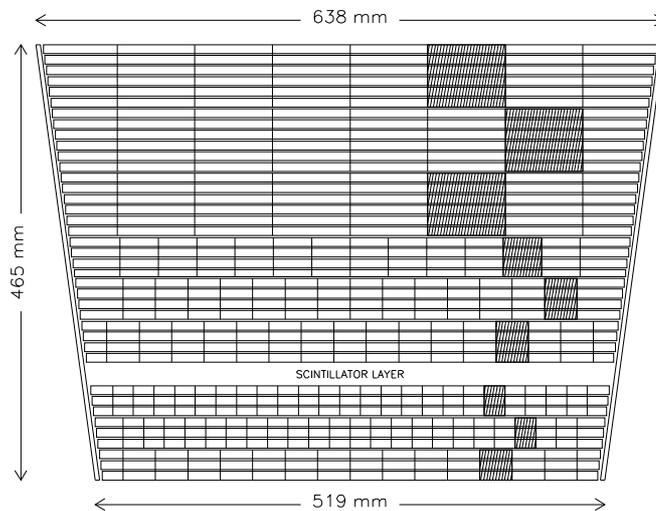


Figura 2.9: Una camera di lettura del calorimetro elettromagnetico di DELPHI (regione barrel).

dell'HPC è di $18 X_0 / \sin \theta$.

La lettura avviene mediante camere proporzionali a multifili che permettono il campionamento laterale dello sciame. La coordinata z viene ricostruita dal tempo di volo degli elettroni: la granularità di questo calorimetro permette una buona risoluzione spaziale degli sciame ($\sigma_z \sim 3$ mm, $\sigma_\phi \sim 3$ mrad), mentre la precisione relativa sull'energia misurata può essere parametrizzata nel modo seguente:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{.10}{E} + .002} \quad (2.11)$$

dove σ_E/E indica lo scarto quadratico medio relativo espresso in GeV. La figura 2.9 mostra una delle camere di lettura dell'HPC.

2.2.4.2 Il *Forward ElectroMagnetic Calorimeter* (FEMC)

Il FEMC è il calorimetro elettromagnetico degli *end caps*. Costituito da 9064 blocchi a piramide troncata di vetro al piombo organizzati secondo una geometria proiettiva diretta verso il punto di interazione, il FEMC copre una regione

angolare compresa tra 8° e 35° in una estremità e tra 145° e 172° nell'altra. La struttura è situata a $z = \pm 284$ cm dal centro del rivelatore. La risoluzione in energia viene parametrizzata come:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{.0121}{E^2} + \frac{.0144}{E} + .0009} \quad (2.12)$$

dove l'energia è in GeV.

2.2.4.3 I monitor di luminosità (STIC e VSAT)

Le regioni in avanti ed indietro a piccoli angoli presentano apparecchiature aggiuntive, utili per la rivelazione degli elettroni e dei positroni che vengono diffusi in modo elastico (interazioni Bhabha) e fotoni di radiazione di stato iniziale collineari alla direzione dei fasci. Poiché lo *scattering* Bhabha è un processo di QED calcolato con una estrema precisione, la misura della sezione d'urto Bhabha fornisce un'indicazione precisa della luminosità raccolta durante la presa dati, con un errore relativo generalmente migliore di una parte su mille. Data l'importanza della misura della luminosità, si dà a questi rivelatori il nome di *monitor* di luminosità.

Il *Very Small Angle Tagger* (VSAT) consiste di quattro moduli identici di dimensioni $5 \times 3 \times 10$ cm³ montati vicini al tubo a vuoto di LEP e collocati poco al di fuori di DELPHI a ± 7.7 m dal punto di interazione. Ogni modulo è un calorimetro elettromagnetico a campionamento Si-W composto da 24 assorbitori di tungsteno spessi 0.38 cm ($\sim 1X_0$) ed accoppiati due a due, alternati a 11 piani di rivelatori al silicio FAD (*Full Area Detectors*) spessi 300 μm . Oltre a questi, il VSAT possiede anche 3 piani di rivelatori a strisce di silicio con passo di 1 mm posti a 5, 7 e 9 X_0 che consentono di determinare la posizione del massimo dello sciame; due di essi sono segmentati verticalmente e quindi danno una misura della coordinata x , il terzo lo è orizzontalmente e valuta y . La posizione dei moduli è nota entro 200 μm mediante misure di precisione effettuate con metodi ottici.

Lo *Small angle Tile Calorimeter* (STIC) consta di due moduli cilindrici attaccati ai supporti dei quadrupoli focalizzatori a ± 2.2 m dal punto di intera-

zione, con raggio interno di 6.5 cm e raggio esterno di 41.5 cm. Ogni modulo è diviso in due metà per consentire un più facile montaggio in DELPHI ed è costituito da un calorimetro, i contatori di veto e rivelatori al silicio. Il calorimetro di ogni singolo modulo dello STIC è un calorimetro elettromagnetico a campionamento ed è suddiviso in torri con geometria proiettiva verso il punto di interazione. Esso è composto da strati di piombo seguiti da strati di materiale scintillatore: la luce prodotta dallo scintillatore a causa della componente carica dello sciame è raccolta per mezzo di fibre ottiche a spostamento di lunghezza d'onda che attraversano longitudinalmente il calorimetro.

I contatori di veto sono in totale 64 scintillatori trapezoidali con la stessa granularità azimutale del calorimetro ed assemblati in due piani sovrapposti collocati davanti al calorimetro, ossia a ± 2 m dal punto di interazione. Essi sono ancora letti da fibre ottiche trasparenti e forniscono un segnale se attraversati da una particella carica: in questo modo consentono di distinguere gli sciami elettromagnetici prodotti da elettroni da quelli prodotti da fotoni. Inoltre forniscono un segnale veloce che può essere usato come *trigger* per il calorimetro.

I rivelatori al silicio sono costituiti da due piani di *strip* di silicio posti rispettivamente a 4.7 e $7 X_0$ e hanno lo scopo di fornire un campionamento dello sviluppo longitudinale dello sciame al fine sia di potere identificare gli sciami prodotti da fotoni di luce di sincrotrone, indotti dai quadrupoli focalizzatori, sia per distinguere sciami indotti da pioni da quelli provenienti da elettroni.

La struttura dello STIC e la sua collocazione sul tubo del fascio è mostrata nella figura 2.10.

2.2.4.4 Contatori per l'ermeticità (TOF e *Taggers*)

Per garantire l'ermeticità, ovvero la copertura di tutto lo spazio intorno alla zona di interazione, sono stati installati rivelatori supplementari di fotoni nelle regioni a 40° e 90° non coperte né da HPC né da FEMC e nelle aperture in ϕ dell'HPC.

Il TOF, posto ad una distanza di circa 3.1 m dall'asse dei fasci, consiste di un unico strato di 172 rivelatori a scintillazione montati immediatamente

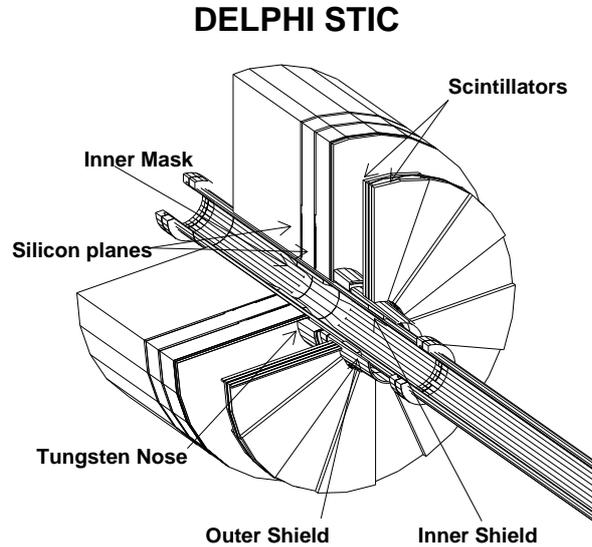


Figura 2.10: *Struttura dello STIC di DELPHI e sua collocazione rispetto al tubo del fascio.*

dopo il solenoide. Essi coprono tutta la regione polare da $\theta = 41^\circ$ a $\theta = 139^\circ$ e vengono usati per recuperare informazioni di quelle particelle (soprattutto fotoni) che sfuggono alla rivelazione nelle regioni morte di DELPHI. L'efficienza di rivelazione è superiore al 99%. Il TOF non copre tuttavia quelle regioni azimutali ostruite dai supporti del magnete. Queste regioni sono coperte dai cosiddetti ϕ taggers, montati negli interstizi dei moduli dell'HPC. Rivelatori analoghi a questi coprono la regione tra le due metà dell'HPC a $\theta = 90^\circ$ (90° taggers) e tra l'HPC e il FEMC (40° taggers). Essi sono contatori formati da piombo e scintillatori e forniscono un'efficienza di rivelazione vicina al 100%.

2.2.5 Il Calorimetro Adronico (HAC)

Il calorimetro adronico è un calorimetro a campionamento a gas, installato all'interno del giogo di ritorno del solenoide e funzionante secondo principi analoghi a quello elettromagnetico. Esso è situato sia nel *barrel* (angolo polare da 42.6° a

137.4°) che negli *end caps* (angolo polare da 11.2° a 48.5° e da 131.5° a 168.8°). La parte centrale è divisa in 24 settori di 20 strati l'uno mentre le parti in avanti in 12 settori analoghi, per un totale di più di 19000 elementi rivelatori a forma di tronchi di piramide con geometria proiettiva verso il vertice di rivelazione. Complessivamente l'HAC si estende per sei lunghezze di interazione nucleare.

I rivelatori della carica emessa per ionizzazione sono camere a fili i cui *pad* di raccolta circondano ogni diverso elemento. La figura 2.11 mostra la disposizione geometrica del calorimetro. La risoluzione energetica del calorimetro adronico

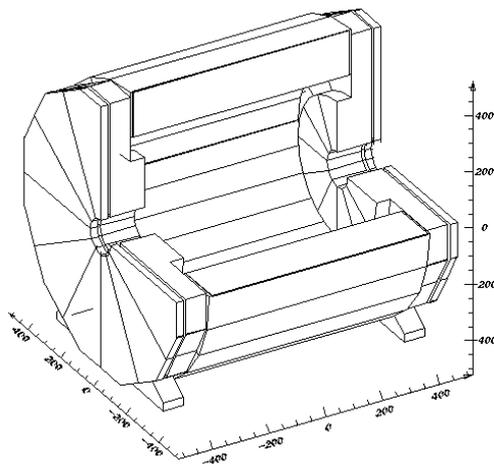


Figura 2.11: *Struttura del calorimetro adronico di DELPHI.*

nel *barrel* è:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\frac{1.25}{E} + .044} \quad (2.13)$$

dove l'energia è misurata in GeV.

2.2.6 Le camere a muoni

Sono i rivelatori più esterni di DELPHI, ed hanno lo scopo di rivelare il passaggio dei muoni in zone lontane dal vertice di interazione. I muoni hanno infatti bassa probabilità di interazione nei calorimetri elettromagnetici ed adronici.

Le camere a muoni sono poste sia nella regione cilindrica sia nella regione degli *end caps*. Nella regione *barrel* i rivelatori di questo tipo sono tre, di cui uno è posto all'interno del calorimetro adronico, mentre i due rimanenti sono situati al suo esterno ad una distanza radiale di circa 20 cm. Includendo le camere poste nelle regioni in avanti, la copertura polare complessiva di questi rivelatori risulta compresa tra 15° e 165° .

Questi rivelatori sono camere proporzionali in cui il gas che viene ionizzato è una miscela di Ar , CO_2 e CH_4 : poiché i fili anodici sono disposti su due piani sovrapposti ed hanno direzioni perpendicolari tra loro, si riesce a misurare con buona precisione il punto di passaggio della particella sul piano $R\phi$ ($\sigma_{R\phi} \approx 1.5$ mm); la coordinata z , invece, viene determinata tramite la misura del tempo di *drift* delle cariche con una risoluzione di circa 10 mm.

2.2.7 Il trigger di DELPHI

In esperimenti come quelli di LEP lo scopo primario di un sistema di *trigger* è quello di selezionare con la massima efficienza gli eventi dovuti a interazioni e^+e^- eliminando, per quanto è possibile, i fondi macchina o le interazioni da raggi cosmici.

In DELPHI il *trigger* è suddiviso in quattro livelli di crescente selettività (T1, ..., T4). I primi due sono sincroni al passaggio dei fasci che avviene ogni $11 \mu s$ nel caso di fasci a 8 pacchetti ed è segnalato dal BCO (*Beam Cross Over*). T1 e T2 devono prendere decisioni sulla significatività dell'evento in tempi molto rapidi (3 e $39 \mu s$ rispettivamente) e pertanto usano solo le informazioni provenienti dai rivelatori sufficientemente veloci. T1, in particolare, compie selezioni poco severe e si basa solo sulla richiesta di segnali nei traccianti, negli scintillatori o sugli sciami nei moduli dei calorimetri prima della loro associazione alle tracce ricostruite. Non viene considerata alcuna relazione tra i vari sottorivelatori e questo fa sì che la principale sorgente di fondo per T1 siano le fluttuazioni nel rumore casuale dei sottorivelatori stessi. T2 può usare informazioni più complesse quali quelle dei rivelatori a deriva come la TPC o

l'HPC. Tipicamente, le frequenze di lavoro di T1 e T2 sono rispettivamente 700 Hz e 4.5 Hz.

I livelli asincroni T3 e T4 sono invece di tipo *software* e sono in funzione solo dal 1992. T3 opera già con i conteggi ADC e quindi, mediante coefficienti di calibrazione, può imporre tagli più severi su grandezze fisiche come l'energia o i momenti, riducendo in media del 50% gli eventi selezionati dai *trigger hardware*. T4, infine, tenta una preliminare ricostruzione dell'evento portando a una ulteriore riduzione del 50%. Una volta superate le condizioni T1, ..., T4 l'evento viene scritto su nastro magnetico per le analisi fisiche.

L'efficienza del *trigger* può essere misurata dai dati stessi in quanto le informazioni accumulate dalle condizioni T1, ..., T4 sono sovrabbondanti e permettono dei controlli incrociati. Per tutti i decadimenti visibili della Z nella regione $20^\circ < \theta < 160^\circ$ l'efficienza è superiore al 99.9%.

Capitolo 3

Metodi sperimentali in fisica delle particelle

In questo capitolo vengono sinteticamente presentati i metodi di analisi dei dati rilevanti per la misura di R_{4b} . Vengono in particolare trattati la simulazione degli eventi, gli algoritmi di ricostruzione dei *jets* e la tecnica per l'identificazione di *jets* originati dalla frammentazione di quark b (*b-tagging*).

3.1 Fondamenti dell'analisi dei dati in fisica delle alte energie

3.1.1 Descrizione degli eventi

Nelle moderne esperienze di fisica delle alte energie si intende per “evento” una singola interazione fra particelle, o meglio l'insieme di dati ad essa relativi raccolti dal rivelatore per essere successivamente sottoposti ad elaborazione. La descrizione dell'evento contiene i dati provenienti da tutti i sottorivelatori, oltre a quelli riguardanti il loro stato e quello della macchina acceleratrice nel suo complesso. Tale massa di dati deve essere elaborata per estrarne le informazioni utili ai fini dell'analisi. Un primo livello di elaborazione consiste nella ricostruzione delle tracce e dei parametri fisici ad esse legati. Le caratteristi-

che dell'evento possono poi essere sintetizzate in variabili più complesse che descrivono l'evento da un punto di vista complessivo.

Il problema generale che una analisi dati affronta è quello di selezionare una particolare classe di eventi, che prende il nome di *segnale*, separandola dal *fondo*, ovvero dagli eventi non interessanti. Tale selezione si avvale delle caratteristiche peculiari del segnale; il primo passo consiste dunque nella scelta delle variabili fisiche in cui tali caratteristiche sono rispecchiate. Un generico evento costituisce allora un punto nello spazio multidimensionale di tutte queste variabili e la totalità degli eventi individua una distribuzione in questo spazio. Il lavoro da eseguire consiste nel separare nel migliore modo possibile, solitamente mediante l'imposizione di tagli alle variabili, la distribuzione del segnale da quella del fondo.

3.1.2 Estrazione del segnale: efficienza e purezza

In generale il segnale da studiare non presenta caratteristiche distintive così marcate rispetto al fondo da potere assegnare ogni evento ad uno dei due insiemi in modo esclusivo. Esiste sempre la possibilità di commettere errori di classificazione, ovvero di rigettare eventi di segnale oppure di accettare eventi appartenenti al fondo. La bontà di un criterio di selezione dipende quindi da quanto questi errori di classificazione sono limitati e la sua valutazione è un problema di tipo statistico.

Si introducono quindi i concetti di *efficienza* ϵ del criterio di selezione e di *purezza* f del campione selezionato, definiti come

$$\epsilon = \frac{S_A}{S}; \quad f = \frac{S_A}{S_A + F_A} \quad (3.1)$$

in cui gli eventi sono indicati con:

- S = numero totale di eventi del segnale;
- S_A = numero di eventi del segnale che vengono accettati;
- F = numero totale di eventi del fondo;

- F_A = numero di eventi del fondo che sono (erroneamente) accettati.

L'efficienza rappresenta quindi la frazione di eventi di segnale che vengono selezionati mentre la purezza indica la frazione di segnale presente nel campione dopo la selezione. Il caso ideale corrisponde ad avere $\epsilon = f = 1$. In generale nei casi pratici criteri più restrittivi corrispondono ad una maggiore soppressione del fondo e quindi ad una migliore purezza, ma anche ad una maggiore perdita di eventi di segnale e dunque ad una minore efficienza. Viceversa criteri meno rigidi permettono maggiori efficienze ma comportano purezze peggiori. La scelta del criterio di selezione è quindi un compromesso fra le esigenze di purezza e quelle di efficienza.

Va notato che entrambe queste grandezze dipendono da come sono definiti il campione ed il fondo iniziali; in particolare la purezza dipende dalla composizione iniziale del campione.

3.2 Simulazione di eventi

La stima dell'efficienza e della purezza di una selezione è possibile solo quando si conosca l'effettiva composizione del campione prima e dopo la selezione. Tale stima non è quindi possibile sui dati raccolti da un esperimento; è perciò necessario utilizzare campioni di eventi simulati con metodi di Monte Carlo, dei quali si conosce l'esatta composizione. Analizzando questi eventi con la stessa procedura con cui si analizzano i dati reali è possibile ottenere stime di efficienza e purezza che sono tanto più accurate quanto migliori sono i metodi di simulazione adottati.

La procedura di simulazione, nelle analisi di LEP, consiste in due fasi distinte. Innanzi tutto viene simulata l'annichilazione $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{adroni}$, determinando tutta la catena di decadimenti fino a stabilire le direzioni finali delle particelle che attraversano la zona dei rivelatori. A questo primo livello, a cui ci si riferisce come alla *generazione*, segue la simulazione della risposta dell'apparato sperimentale al passaggio delle particelle (*ricostruzione*), che ne-

cessita della conoscenza della forma geometrica e dell'efficienza di rivelazione di ogni parte del rivelatore.

Il risultato viene memorizzato in banche dati uguali a quelle utilizzate per gli eventi reali insieme alle informazioni sulle particelle intermedie non rivelabili, mantenendo quindi perfetta conoscenza di tutta la dinamica dell'evento e dell'identità di ogni singola traccia. L'uso di eventi simulati permette quindi di mettere a punto i criteri di selezione in modo ottimale e di valutare l'efficienza della selezione e la purezza del campione selezionato. Dal confronto fra dati e campioni simulati è inoltre possibile misurare quantità non evidenziabili sperimentalmente, come ad esempio le caratteristiche di particelle che decadono prima dello stadio di rivelazione.

Per descrivere i metodi utilizzati per la generazione degli eventi $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow \text{adroni}$ facciamo riferimento alla figura 3.1. In seguito al decadimento del

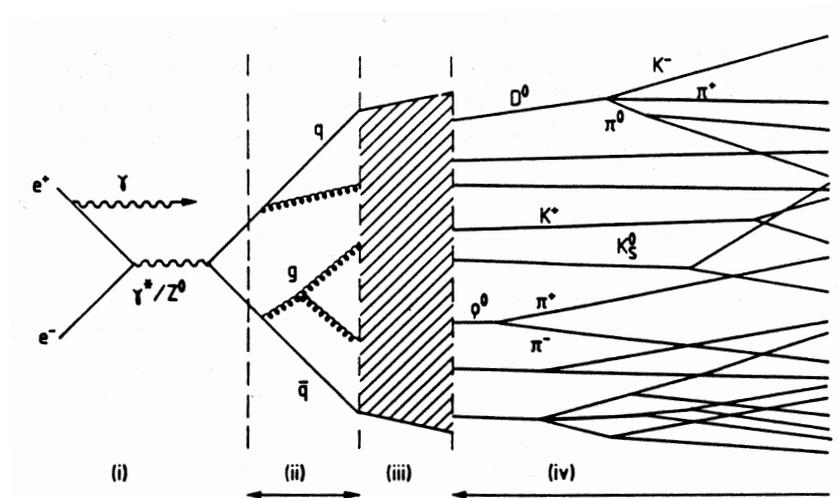


Figura 3.1: *Illustrazione schematica di un evento di annichilazione e^+e^- . (i) Irraggiamento di bremsstrahlung, annichilazione e^+e^- e formazione primaria di coppie $q\bar{q}$. (ii) Irradiazione di gluoni, produzione secondaria. (iii) Frammentazione. (iv) Decadimento degli adroni instabili.*

bosone Z si ha la formazione di coppie primarie $q\bar{q}$, la cui identità (*sapore*) è

prevedibile soltanto in modo statistico (i). I programmi di generazione utilizzano a questo scopo le larghezze parziali di decadimento del bosone Z misurate sperimentalmente.

Le coppie appena formate possono poi irradiare gluoni i quali a loro volta possono produrre altri gluoni o altre coppie; questo meccanismo è indicato a volte come *produzione secondaria* (ii). Poiché fino a questo punto fra i prodotti del decadimento sono presenti solo quark e gluoni ci si riferisce a questa fase come al *livello partonico*.

Nella fase successiva i partoni con carica di colore danno origine ad un gran numero di adroni senza colore (iii). Questo processo è detto *frammentazione* e la sua descrizione è affidata a modelli fenomenologici.

Infine gli adroni instabili decadono in particelle osservabili (iv). Per la simulazione di questa fase vengono in genere utilizzati i rapporti di decadimento determinati sperimentalmente.

Giunti a questo stadio, a cui ci si riferisce come al *livello adronico*, l'evento è stato completamente generato e può essere ricostruito simulando la risposta dei rivelatori al passaggio delle particelle.

Nei prossimi paragrafi vengono brevemente trattati alcuni aspetti riguardanti i calcoli di QCD perturbativa utilizzati per la generazione ed i modelli di frammentazione. Per una trattazione più dettagliata si rimanda alla bibliografia [20].

3.2.1 QCD perturbativa

Mentre la produzione primaria di quark è descritta dalla teoria delle perturbazioni elettrodebole, per comprendere i fenomeni di radiazione gluonica occorre ricorrere alla teoria delle interazioni forti. La cromodinamica quantistica (QCD) è quindi essenziale nella simulazione dell'evento quando l'energia in gioco permette la produzione di *jets* in seguito alla comparsa di gluoni nello stato iniziale. Osserviamo che, mentre la teoria dell'interazione elettrodebole è nota in profondità e permette previsioni perturbative di precisione, la QCD ha aspetti ancora irrisolti; a ciò si aggiunge il fatto che la costante di accoppiamento forte, per

piccoli valori di Q^2 , è grande rispetto a quella debole, il che riduce l'accuratezza del calcolo perturbativo.

Esistono due approcci tradizionali per affrontare i calcoli perturbativi di QCD. Il primo è il *metodo degli elementi di matrice*, in cui i diagrammi di Feynman vengono calcolati ai diversi ordini. Questo approccio è corretto dal punto di vista teorico, ma la difficoltà dei calcoli cresce enormemente a mano a mano che si sale agli ordini superiori, soprattutto a causa delle integrazioni sui *loop* interni ai diagrammi. A titolo di esempio riportiamo in figura 3.2 i diagrammi di Feynman che contribuiscono fino al terzo ordine al calcolo di eventi a tre e quattro *jets*.

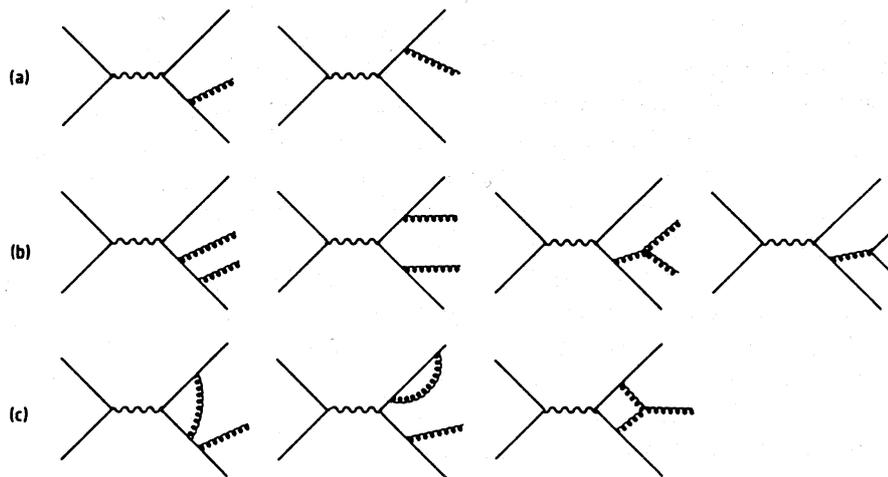


Figura 3.2: Diagrammi di Feynman per la produzione di eventi a tre o quattro jets. (a) I due diagrammi che contribuiscono al primo ordine nella costante di accoppiamento forte alla produzione di eventi a 3 jets. (b) Alcuni dei diagrammi che contribuiscono al secondo ordine alla produzione di eventi a 4 jets. (c) Alcuni dei diagrammi al terzo ordine con loop interni che contribuiscono alla produzione di eventi a 3 jets.

Si ricorre quindi spesso al metodo del *parton shower*, nel quale vengono utilizzate approssimazioni degli elementi di matrice ottenute semplificando la

cinematica e le polarizzazioni. In genere il procedimento utilizzato si basa sull'uso iterativo dei *branching* $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$ e $g \rightarrow gg$, come rappresentato nella figura 3.3. In questo modo possono essere calcolati anche processi in cui lo stato finale ha una struttura complessa; d'altra parte ci si aspetta che in alcuni casi queste approssimazioni possano fornire risultati poco precisi.

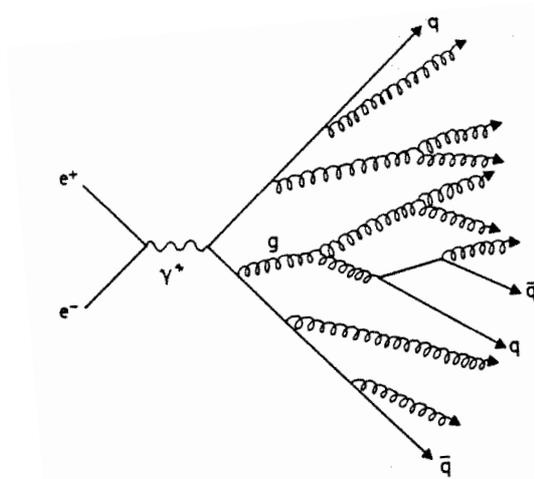


Figura 3.3: *Illustrazione schematica dell'evoluzione di un evento e^+e^- secondo il modello del parton shower.*

3.2.2 Modelli di frammentazione

Sebbene si ritenga che la cromodinamica quantistica (QCD) possa descrivere il processo di frammentazione, esso in pratica non è calcolabile perturbativamente sulle scale di tempi lunghi; per simulare la fase di frammentazione è quindi necessario fare riferimento a modelli fenomenologici. Tutti i modelli esistenti sono di natura probabilistica e si basano su meccanismi iterativi: questo significa che il processo di frammentazione viene spiegato mediante passi successivi, in cui la produzione di nuovi partoni è suggerita da regole probabilistiche. I modelli a cui solitamente ci si riferisce sono tre: la frammentazione indipendente, fram-

mentazione di *clusters* e la frammentazione di stringhe. Questi modelli possono anche essere combinati a formare modelli misti.

Nel modello a frammentazione indipendente si assume che il processo di frammentazione per un sistema di partoni possa essere descritto come la sequenza incoerente (ossia costituita da processi che non interferiscono) delle frammentazioni relative ad ogni singolo partone. La frammentazione di un partone viene descritta nel modo seguente: ad un quark prodotto in una certa direzione con un determinato valore di energia ed impulso si associa un anti-quark, con approssimativamente lo stesso impulso, generato dalla produzione dal vuoto di una coppia $q_1\bar{q}_1$. Si formano in questo modo un adrone $q\bar{q}_1$ e un altro quark libero che viaggiano sostanzialmente nella medesima direzione. La ridistribuzione dell'energia e del momento iniziale tra l'adrone ed il quark rimanente viene descritta da una distribuzione di probabilità $f(z)$ (in cui z è la frazione di energia sottratta dall'adrone) che dipende dal tipo di quark prodotti ed è suggerita da dati sperimentali.

Per quanto riguarda il trattamento dei gluoni esistono diversi approcci; una possibilità è quella di trattarli come quark di sapore scelto a caso. In alternativa si può introdurre lo *splitting* $g \rightarrow q\bar{q}$ in maniera simile a quanto si fa con i *branching* nel metodo del *parton shower*.

Il modello a frammentazione di *clusters* si utilizza invece insieme al metodo del *parton shower* che produce, prima della frammentazione, una configurazione a partoni e gluoni. Forzando questi ultimi a produrre coppie $q\bar{q}$, si ottiene uno stato in cui sono presenti solo quark. Accoppiando quark ed antiquark vicini (cioè con direzioni degli impulsi prossime) si cerca di formare agglomerati (*clusters*, appunto) di partoni che siano singoletti di colore, i quali successivamente decadono in adroni.

Trattiamo più dettagliatamente il modello a frammentazione di stringhe, che è quello maggiormente usato dagli attuali programmi di simulazione per descrivere l'annichilazione e^+e^- . Consideriamo un sistema quark-antiquark prodotto dal decadimento della Z. Per piccoli spostamenti il comportamento del campo di colore tra il quark e l'antiquark è simile a quello del campo elettromagnetico

tra due cariche opposte. A distanze di separazione dell'ordine del fermi (10^{-13} cm), si manifesta però il comportamento di “confinamento”, tipico del campo di colore, che impedisce la formazione di quark isolati. Questo fenomeno viene interpretato immaginando le linee di flusso del campo fra i quark strette a formare un “tubo di colore” (*stringa*) la cui energia cresce linearmente con la lunghezza con un fattore di proporzionalità $\kappa \approx 1\text{GeV/fm}$, detto *costante di stringa*. Per il mantenimento del campo, l'energia cinetica deve quindi essere convertita in energia della stringa a mano a mano che i quark si allontanano. Se il campo di colore dei gluoni fosse simile a quello elettromagnetico il quark e l'antiquark sarebbero attratti di nuovo l'uno verso l'altro non appena tutta la loro energia cinetica si fosse trasformata in energia potenziale (ovvero in energia della stringa). Il campo gluonico, contrariamente agli altri campi di interazione, è però dotato di carica di colore e ciò rende possibile la formazione di nuove coppie $q\bar{q}$ quando vi è sufficiente energia disponibile. In questo caso la stringa viene interrotta in un punto dalla formazione di un'altra coppia quark-antiquark e si ottengono due nuove stringhe.

Il modello che si utilizza per generare la rottura della stringa richiama l'idea quantistica dell'effetto tunnel. La probabilità che una nuova coppia di quark venga prodotta in una stringa viene scritta come:

$$P = e^{-\frac{\pi E_T^2}{\kappa}} = e^{-\frac{\pi m^2}{\kappa}} e^{-\frac{\pi p_T^2}{\kappa}} \quad (3.2)$$

in cui κ è la costante di stringa, m è la massa del tipo di quark della coppia e p_T è l'impulso trasverso del quark prodotto rispetto alla direzione della stringa. Questo semplice modello spiega perché gli adroni finali si organizzino in *jets*: dalla (3.2) segue infatti che è favorita la produzione di coppie con basso momento trasverso. Esso spiega inoltre la soppressione della produzione di coppie di quark pesanti: dalla (3.2) si ottiene che le probabilità di formazione per i diversi tipi di quark sono nella proporzione $u : d : s : c \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$. Si ha quindi che il quark c , come anche il quark b che è ancora più pesante, non vengono praticamente mai prodotti nella fase di frammentazione [20].

La trattazione diventa più complessa quando si hanno diversi partoni che tendono ad allontanarsi da una origine comune. Questo si verifica quando nello

stato iniziale $q\bar{q}$ si ha radiazione di gluoni *hard*¹. La forma della stringa in un evento $q\bar{q}g$, ad esempio, prende origine dal quark e giunge all'antiquark attraverso al gluone, che viene quindi visto come un punto nodale perché da esso prendono origine due pezzi della stringa. In eventi con più gluoni la descrizione è simile anche se la geometria della stringa e la sua evoluzione temporale sono più complesse. La frammentazione di stringhe con nodi rappresentati da gluoni porta ad una distribuzione angolare degli adroni finali che è differente da quella prevista dal modello a frammentazione indipendente e che è in maggiore accordo con i dati sperimentali. Il processo di frammentazione viene costruito dal programma di simulazione iterando il procedimento di rottura delle stringhe fino a che l'energia delle stringhe rimaste non è più sufficiente alla produzione di nuove coppie. A questo punto i quark collegati dalle stringhe vengono associati a formare mesoni con i corrispondenti sapori. La produzione di barioni viene introdotta permettendo la produzione di insiemi di quattro quark nella forma $q_1 q_2 \bar{q}_1 \bar{q}_2$.

3.2.3 Programmi di generazione

Presentiamo ora brevemente i programmi di generazione utilizzati nella nostra analisi.

Per la simulazione degli eventi nell'esperimento DELPHI esiste un insieme di programmi organizzato in una struttura denominata DELSIM [21, 16]. Il generatore utilizzato è JETSET 7.3 [10]; si tratta di un programma completo che comprende anche il calcolo della radiazione di stato iniziale e dei decadimenti degli adroni instabili. Esso permette la generazione di eventi sia con il metodo degli elementi di matrice (ME) sia con il metodo del *parton shower* (PS), che è quello effettivamente utilizzato nelle analisi. Tale preferenza è dovuta al fatto che alle energie di LEP la struttura degli eventi è complessa e la descrizione del *parton shower* è più semplice da implementare. Dal punto di vista tecnico si

¹ I gluoni emessi per *bremsstrahlung* con grande impulso trasverso rispetto alla direzione iniziale dei quark vengono detti gluoni *hard*, mentre si indicano con *soft* i gluoni mediatori del campo di colore, che non causano deformazioni delle stringhe.

tratta di un algoritmo in approssimazione *leading log* (LLA) di tipo coerente, in cui cioè gli angoli di emissione sono fatti decrescere mano a mano che la “cascata” evolve. Sono inclusi effetti secondari, come le anisotropie dovute alla polarizzazione dei gluoni, ed algoritmi per migliorare la descrizione dell’emissione di gluoni *hard*. Il valore di α_S è *running*, ovvero dipende dal quadrato del quadrimomento in gioco Q^2 rispetto al parametro di scala Λ_{QCD} . L’evoluzione del *parton shower* viene fermata quando la scala delle masse raggiunge il valore Q_0 ; ha poi inizio la frammentazione.

La versione ME sviluppa il calcolo degli elementi di matrice fino al secondo ordine, producendo eventi con al più quattro partoni nello stato finale. Uno dei suoi punti deboli è che, a causa della mancanza dei termini di ordine superiore, per una data frazione di eventi a tre *jets* la frazione di eventi a quattro *jets* è inferiore a quella osservata nei dati [20]; ciò viene in parte corretto introducendo un opportuno fattore che riduce il valore di Q^2 nel calcolo di α_S . Il calcolo inoltre non tiene conto della massa dei quark. Un campione di eventi di segnale generati con questa versione di JETSET è stato utilizzato per verificare la dipendenza della nostra misura dal modello utilizzato per la simulazione.

Per la frammentazione JETSET usa il modello a stringhe descritto nel paragrafo precedente. Per verificare la dipendenza del risultato dal modello di frammentazione sono stati confrontati campioni di eventi generati con JETSET e con il generatore HERWIG [22]. Il procedimento viene illustrato nel dettaglio nella sezione 4.3; ciò che interessa ora è che HERWIG è un programma basato sull’approccio del *parton shower* in cui la frammentazione è realizzata mediante il modello a *clusters*.

Nel corso dell’analisi è stato inoltre utilizzato il programma WPHACT [11] per il calcolo di R_{th} , un parametro utile per ricavare la probabilità di *gluon splitting* in coppie $b\bar{b}$ (cfr. cap. 5). WPHACT è un programma per il calcolo di processi con quattro fermioni nello stato finale che si basa sul metodo degli elementi di matrice ed include le masse dei quark b . Per il calcolo è stata utilizzata una versione dedicata di WPHACT, specificamente adattata da uno dei suoi autori per lo studio dei processi di *gluon splitting* in quark b .

3.3 Ricostruzione dei *jets*

Come si è visto nei paragrafi precedenti, durante la frammentazione vengono prodotti un gran numero di adroni che tendono ad organizzarsi in strutture (*jets*) nella direzione dei quark di prima formazione. Uno studio di queste strutture può aiutare ad individuare le caratteristiche dell'evento: ad esempio un evento che presenta tre *jets* distinti denuncia un decadimento del bosone Z in una coppia $q\bar{q}$ ed un gluone.

In pratica la ricostruzione dei *jets* non è univoca; sono infatti disponibili numerosi algoritmi differenti, il cui risultato dipende anche dalla scelta di un parametro di *cutoff*. Gli algoritmi sono in generale basati su un approccio iterativo ed una definizione di distanza fra *jets* che, insieme alla strategia di riassegnazione delle tracce, è la caratteristica distintiva dell'algoritmo. Consideriamo un sistema di n tracce; inizialmente ogni traccia nell'evento è considerata un *jet* singolo. I due *jets* più vicini secondo la definizione di distanza data vengono quindi uniti. In questa nuova configurazione, in cui sono presenti $n - 1$ *jets*, si uniscono nuovamente i due *jets* più vicini; il procedimento continua fino a che la distanza fra tutti i *jets* è maggiore del valore di *cutoff*. Si ottiene in conclusione un sistema in cui le tracce sono raggruppate in un numero di *jets* che dipende dal valore di *cutoff* utilizzato.

La più semplice definizione di distanza fra due *jets* è il quadrato della loro massa invariante:

$$m_{ij}^2 = (p_i + p_j)^2 \quad (3.3)$$

in cui si sono indicati i due *jets* con i e j e con $p_{i,j}$ i loro quadrimpulsi. Spesso però questa definizione produce risultati inaccettabili poiché nelle prime iterazioni privilegia l'unione in un solo *jet* delle tracce a basso momento; nelle iterazioni finali esso finisce per essere unito ad un altro *jet* composto da tracce veloci, indipendentemente dalla effettiva direzione delle tracce iniziali.

Una alternativa spesso utilizzata è la definizione di distanza adottata dal-

l'algoritmo JADE [23]:

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (3.4)$$

in cui θ_{ij} è l'angolo fra i *jets* e la distanza è normalizzata al quadrato dell'energia visibile E_{vis} . Rispetto a m_{ij}^2 si ha che a parità di massa invariante JADE favorisce l'unione di *jets* con momento maggiore, e questo garantisce un risultato meno instabile. Il maggiore successo di JADE sta nell'ottimo accordo che si ottiene, per eventi simulati, fra il numero di *jets* a livello adronico e quello a livello partonico. Ciò permette di effettuare studi su eventi a livello partonico, mantenendo una bassa dipendenza dagli effetti della frammentazione. Accade però spesso che JADE associ ad un *jet* tracce, specie di basso momento, che appartengono all'emisfero opposto. Per questo motivo JADE non è adatto per analisi in cui, come avviene nel nostro caso, è importante la corretta assegnazione ai *jets* delle tracce lente.

L'algoritmo LUCLUS [24] è stato sviluppato per ovviare a questo problema. La distanza è in questo caso legata al momento trasverso dei *jets* rispetto alla somma dei loro momenti e vi è un meccanismo per cui dopo ogni iterazione le tracce sono riassegnate al *jet* più vicino.

In questa analisi è stato invece utilizzato l'algoritmo DURHAM [25], in cui la distanza è definita come

$$y_{ij} = \frac{2 \min(E_i^2, E_j^2) (1 - \cos \theta_{ij})}{E_{cm}^2}. \quad (3.5)$$

Questa quantità rappresenta, a parte la normalizzazione, il momento trasverso del *jet* con momento minore rispetto a quello con momento maggiore, e produce una migliore assegnazione delle tracce lente rispetto a JADE.

Nel nostro caso inoltre è stato utilizzato un approccio lievemente differente dal meccanismo iterativo appena descritto. Esso consiste nel far proseguire le iterazioni fino a quando non si raggiunge un numero di *jets* prefissato (tre nel nostro caso), e di utilizzare a questo punto la distanza y_{min} fra i due *jets* più vicini come variabile per discriminare la topologia effettiva dell'evento. Tale approccio è vantaggioso in questa analisi, in cui si è principalmente interessati alla

distinzione degli eventi con “topologia a tre o più *jets*” da quelli con “topologia a due *jets*” ed in cui i criteri di selezione si applicano ad esattamente tre *jets*. In questo modo inoltre y_{min} è una variabile continua il cui taglio può essere scelto in modo ottimale insieme a tutti gli altri. Nell’approccio tradizionale invece il valore di y_{cut} è fissato all’inizio e la variabile su cui si accettano o rigettano gli eventi è il numero di *jets* ricostruiti.

Occorre nel seguito fare attenzione a distinguere fra il numero di *jets* ricostruiti, che è fissato a tre per tutti gli eventi, dalla effettiva topologia dell’evento: per questo motivo ci riferiamo ad esempio ad “eventi con topologia a due *jets*” intendendo eventi che presentano due *jets* chiaramente distinti, o meglio ad eventi in cui due dei tre *jets* ricostruiti sono più vicini della distanza scelta come valore del taglio in y_{min} .

Definiamo infine il *thrust* di un insieme di impulsi. Consideriamo un versore qualsiasi dello spazio ordinario e indichiamolo con \vec{n} . In un evento, ogni impulso si può scomporre in una parte parallela alla direzione del versore (p_{\parallel}) e in una componente ad esso perpendicolare (p_{\perp}). Si definisce *thrust* la quantità:

$$T = \max_{|\vec{n}|=1} T(\vec{n}) = \max_{|\vec{n}|=1} \frac{\sum_i |\vec{p}_i|}{\sum_i |\vec{p}_i|}. \quad (3.6)$$

L’asse del *thrust* è definito come il versore che massimizza la quantità $T(\vec{n})$ ed indica la direzione preferenziale dell’insieme di impulsi. Nel caso di produzione di coppie $q\bar{q}$ tale versore indica quindi la direzione dei due quark originari. Il piano passante per il punto di interazione ed ortogonale all’asse del *thrust* divide l’evento in due parti che prendono il nome di *emisferi*.

3.4 Identificazione dei *jets* b

La tecnica di identificazione dei *jets* provenienti dalla frammentazione di quark b (ai quali ci riferiamo per brevità con “*jets* b” nel seguito) prende il nome di *b-tagging* ed è di fondamentale importanza in questa analisi. Tale identificazione si basa sulle caratteristiche distintive degli adroni B, che hanno grande massa, vita media lunga e grande molteplicità di decadimento rispetto agli adroni leggeri.

Generalmente l'unica caratteristica che viene utilizzata nel b -tagging è la vita media: a LEP si ha tipicamente $\gamma\beta c\tau \approx 2$ mm per adroni B e C, che producono quindi vertici secondari ricostruibili e tracce ad alto parametro di impatto. Il metodo da noi utilizzato si basa invece sull'uso di una variabile ottenuta partendo da più variabili di discriminazione secondo un metodo che garantisce la combinazione ottimale (ovvero la miglior purezza di selezione per una data efficienza) nell'ipotesi che le quantità utilizzate siano indipendenti [26, 7].

Consideriamo una singola variabile di discriminazione x e definiamo il rapporto fra le densità di probabilità per gli eventi di segnale $f^S(x)$ e per quelli di fondo $f^B(x)$:

$$y = \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)}. \quad (3.7)$$

Si può dimostrare che per qualsiasi variabile discriminante il criterio di selezione ottimale è la richiesta $y < y_0$ in cui y_0 definisce l'efficienza di selezione.

La definizione può essere estesa facilmente al caso di n variabili x_1, \dots, x_n :

$$y = \frac{f^B(x_1, \dots, x_n)}{f^S(x_1, \dots, x_n)} = \prod \frac{f_i^B(x_i)}{f_i^S(x_i)} = \prod y_i \quad (3.8)$$

avendo indicato con $f^S(x_1, \dots, x_n)$ e $f^B(x_1, \dots, x_n)$ le densità di probabilità per il segnale ed il fondo e supposto indipendenti le variabili di discriminazione. Il jet viene quindi identificato come jet b se

$$\eta = -\log_{10} y > \eta_0 \quad (3.9)$$

e la scelta di η_0 determina la purezza e l'efficienza della selezione.

Le variabili utilizzate nella definizione di y sono nel nostro caso quattro. La principale fra queste è **la probabilità di vita media del jet**, P_J^+ , originariamente proposta dalla collaborazione ALEPH [27] ed in seguito sviluppata da DELPHI [7]. Essa rappresenta la probabilità che nel jet considerato tutte le tracce provengano dal vertice primario ed è calcolata a partire al parametro di impatto delle tracce.

Il parametro di impatto è definito come la distanza fra la traiettoria della traccia ed il vertice primario, con segno positivo o negativo a seconda se il punto

di minima distanza della traccia dall'asse del *jet* si trova davanti o dietro al vertice primario rispetto alla direzione del *jet*. Con questa definizione le tracce provenienti dal decadimento degli adroni B hanno parametri di impatto positivi a causa della loro vita media relativamente lunga, mentre i parametri di impatto delle tracce prodotte nel decadimento di adroni leggeri, che possono essere diversi da zero a causa di errori di ricostruzione, hanno la stessa probabilità di essere positivi o negativi. Si definisce a questo punto la *significanza* S come il rapporto fra il parametro di impatto ed il suo errore. La distribuzione di significanza negativa riflette la risoluzione del rivelatore ed è usata per costruire la *funzione di probabilità di traccia* $P(S_0)$, definita come la probabilità che una traccia proveniente dal vertice primario abbia valore assoluto della significanza maggiore di S_0 :

$$P(S_0) = \begin{cases} \int_{S < S_0} f(S) dS & \text{se } S_0 < 0 \\ P(-S_0) & \text{se } S_0 > 0 \end{cases}$$

dove $f(S)$ è la *funzione di risoluzione*, ovvero la densità di probabilità della significanza, che nella pratica viene ottenuta dalla distribuzione di significanza di tracce a parametro di impatto negativo utilizzando un campione con ridotto contenuto di adroni B. A partire dalle probabilità di traccia si definisce la probabilità P_N per un insieme di N tracce:

$$P_N = \Pi \cdot \sum_{j=0}^{N-1} (-\ln \Pi)^j / j!, \quad \Pi \equiv \prod_{i=1}^N P(S_i). \quad (3.10)$$

Essa rappresenta la probabilità che tutte le tracce considerate provengano dal vertice primario.

La risoluzione dei parametri di impatto è determinata principalmente dal rivelatore di vertice (cfr. § 2.2.2.1); per questo motivo nel procedimento descritto vengono utilizzate solo tracce che contengono informazione da questo rivelatore. Inoltre poiché le risoluzioni in $R\Phi$ ed in z sono differenti il parametro di impatto viene calcolato separatamente nei due piani e per ogni traccia si definiscono le due probabilità $P_{R\Phi}(S_{R\Phi})$ e $P_z(S_z)$. La 3.10 viene modificata di conseguenza.

La variabile di discriminazione P_J^+ per un jet si ottiene dalla 3.10 utilizzando le tracce del jet che hanno parametro di impatto positivo. La distribuzione di P_J^+ per $jets$ provenienti da quark b , c e da quark leggeri è riportata nella figura 3.4 (a).

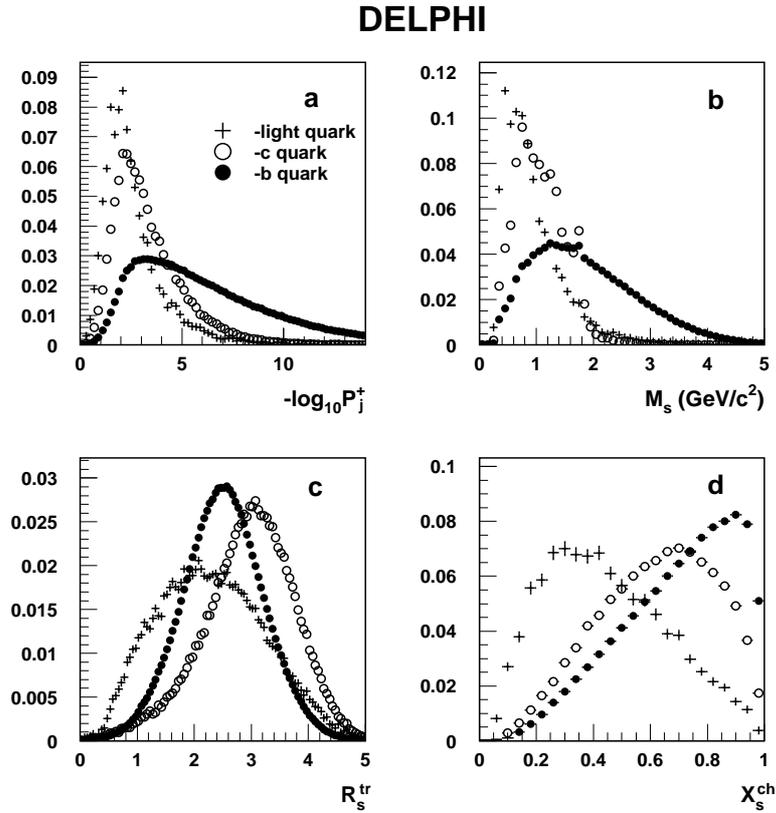


Figura 3.4: Distribuzione delle variabili di discriminazione utilizzate dall'algoritmo di b -tagging.

Altre variabili vengono utilizzate per i $jets$ in cui venga ricostruito un vertice secondario. I vertici secondari ricostruiti sono accettati solo se $L/\sigma_L \geq 4$, dove L è la distanza rispetto al vertice primario e σ_L è il suo errore. Ciò accade all'incirca nel 55% degli emisferi contenenti quark b . Ogni volta che un vertice secondario viene ricostruito la direzione del jet viene ricalcolata come

la direzione fra vertice primario e vertice secondario ed il segno dei parametri d'impatto viene ridefinito di conseguenza.

La distribuzione della massa delle particelle incluse nel vertice secondario M_s è riportata nella figura 3.4 (b). Per *jets* c la massa dei vertici secondari è limitata dalla massa dei mesoni D e la distribuzione decresce sensibilmente al di sopra di $1.8 \text{ GeV}/c^2$, mentre per *jets* b essa si estende fino a $5 \text{ GeV}/c^2$.

La distribuzione della rapidità delle tracce incluse nel vertice secondario rispetto alla direzione del *jet* R_s^{tr} è riportata nella figura 3.4 (c). La rapidità di una traccia è definita come

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (3.11)$$

La rapidità delle tracce provenienti dal decadimento di un mesone D è in media maggiore a quella delle tracce provenienti da un adrone B a causa della maggiore massa e molteplicità di decadimento di quest'ultimo. Per i *jets* prodotti da quark leggeri invece i vertici secondari derivano principalmente da tracce erroneamente misurate che hanno in genere basso momento e piccoli valori di rapidità.

La distribuzione della frazione dell'energia carica del *jet* inclusa nel vertice secondario X_s^{ch} è riportata nella figura 3.4 (d). Nel caso degli adroni B e D le tracce incluse nel vertice secondario derivano principalmente dal decadimento dell'adrone e la distribuzione di X_s^{ch} è determinata dalle funzioni di frammentazione $f(b \rightarrow B)$ e $f(c \rightarrow D)$. Quest'ultima è spostata a valori un poco più bassi rispetto alla precedente. Per *jets* prodotti da quark leggeri invece i vertici secondari contengono principalmente tracce misurate erroneamente e la loro l'energia risulta molto minore che per i *jets* b.

Dalla figura 3.4 si nota che le caratteristiche dei *jets* c sono molto diverse da quelle dei *jets* generati da quark leggeri. La 3.8 viene quindi estesa per tenere conto di due diversi tipi di fondo:

$$y = n_c \cdot \prod \frac{f_i^c(x_i)}{f_i^b(x_i)} + n_q \cdot \prod \frac{f_i^q(x_i)}{f_i^b(x_i)} = n_c \cdot \prod y_i^c + n_q \cdot \prod y_i^q. \quad (3.12)$$

In questa espressione n_c ed n_q rappresentano il numero di *jets* c e di *jets* leggeri

(u,d,s) normalizzato in modo da avere $n_c + n_q = 1$ ed $f_i^b(x_i)$, $f_i^c(x_i)$ e $f_i^q(x_i)$ sono le funzioni di risoluzione per $jets$ b , c e $jets$ leggeri rispettivamente.

In figura 3.5 è riportata la curva efficienza-purezza che dimostra l'aumento dell'efficienza di selezione ottenuto combinando le variabili di b -tagging descritte. Ad esempio, usando la sola variabile P_J^+ si ottiene un'efficienza del 15% per una purezza del 98%, mentre usando tutte le variabili si raggiunge una efficienza del 32%.

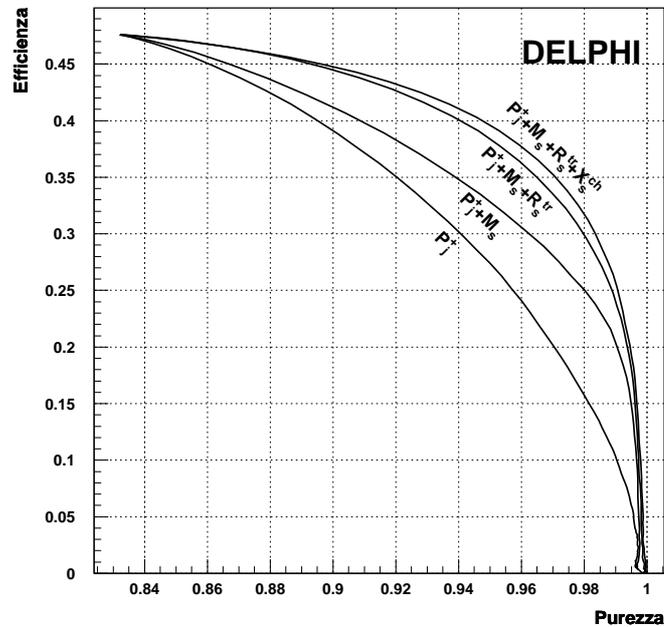


Figura 3.5: Curva di efficienza-purezza per le variabili utilizzate per il b -tagging.

3.4.1 Calibrazione della risoluzione dei parametri di impatto

Dato che la stima delle efficienze di selezione degli eventi avviene su campioni simulati, è fondamentale un buon accordo fra dati e simulazione per le variabili

utilizzate nella procedura di *b-tagging*. In particolare la definizione della probabilità di vita media P_J^+ , la ricostruzione dei vertici secondari e la determinazione delle loro caratteristiche sono basati sulla misura del parametro di impatto delle tracce e della significanza, definita come il rapporto fra il parametro di impatto ed il suo errore. Per migliorare l'accordo fra dati e simulazione nelle distribuzioni di questa variabile è stata adottata una particolare procedura di calibrazione della risoluzione dei parametri di impatto [28], applicata separatamente ai piani $R\Phi$ e z .

Consideriamo ad esempio il parametro di impatto nel piano $R\Phi$. Il suo errore può essere parametrizzato come:

$$\begin{aligned}\sigma_{R\phi}^2 &= a^2 + b^2 \cdot V(p, \theta) \\ V(p, \theta) &= \frac{1}{p^2 \cdot \sin^3 \theta}\end{aligned}\tag{3.13}$$

in cui p rappresenta l'impulso della traccia, θ l'angolo che essa forma con la direzione del fascio ed a e b sono parametri da determinare sperimentalmente. In particolare il parametro a rappresenta la risoluzione intrinseca sul parametro di impatto, in assenza di diffusione multipla. Essa è dominata essenzialmente dal disegno del rivelatore di vertice, descritto nella sezione 2.2.2.1, e vale $a = \sigma_{asympt} = 24\mu\text{m}$ per la coordinata $R\phi$ (cfr. eq. 2.6). Il parametro b descrive invece lo scattering multiplo nel materiale e dipende quindi dalla quantità di materiale attraversato e dal momento della traccia; per la coordinata $R\phi$ si ha $b = \sigma_{ms} = 69\mu\text{m}$.

La validità di tale parametrizzazione è illustrata nella figura 3.6, in cui il valore della (3.13) è confrontato con l'errore sulla risoluzione del parametro di impatto della traccia.

I valori dei parametri (a , b) dell'equazione (3.13) derivano direttamente dal *fit* dei parametri delle tracce. Tale *fit* tiene conto dei vari rivelatori e del materiale attraversato dalle particelle, ovvero della loro descrizione *software*. L'errore sulla risoluzione ottenuto dal *fit* riflette quindi non la reale precisione del sistema di tracciamento, ma piuttosto quanto bene sappiamo descrivere quest'ultimo. La risoluzione reale del sistema di tracciamento è descritta invece

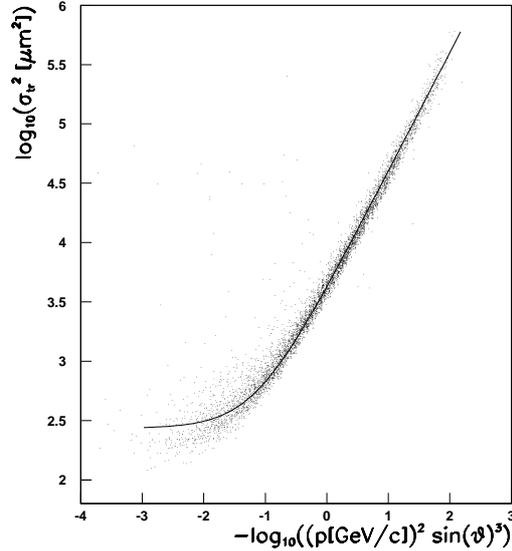


Figura 3.6: *Errore sulla risoluzione del parametro di impatto in funzione di $p^2 \sin^3 \theta$ per tracce misurate in tutti i tre strati del rivelatore di vertice. La curva rappresenta il risultato ottenuto mediante la (3.13).*

dalla distribuzione dei parametri di impatto che si osserva sperimentalmente. Nel caso ideale tale distribuzione è una gaussiana di varianza σ_{obs} , che può essere parametrizzata anch'essa con l'equazione (3.13).

Si hanno quindi due diverse stime della risoluzione sulla traccia: l'errore proveniente dal fit, σ_{res} , e la distribuzione osservata del parametro di impatto σ_{obs} . Entrambe sono descritte dalla (3.13), ma con valori leggermente diversi dei coefficienti, (a_{res}, b_{res}) e (a_{obs}, b_{obs}) . La differenza fra tali valori riflette la differenza tra la bontà della descrizione della precisione del rivelatore e la sua precisione reale.

La risoluzione sulla traccia può essere corretta nel seguente modo. L'errore sulla risoluzione del parametro di impatto viene moltiplicato per il fattore K_{res}^{RD} :

$$(K_{res}^{RD})^2 = \frac{(a_{obs}^{RD})^2 + (b_{obs}^{RD})^2 \cdot V(p, \theta)}{(a_{res}^{RD})^2 + (b_{res}^{RD})^2 \cdot V(p, \theta)} \quad (3.14)$$

in cui l'indice RD indica i parametri sono ottenuti dai dati. L'errore sul pa-

parametro di impatto così corretto, $\sigma_{res}^{DT} \cdot K_{res}^{DT}$, risulta allora parametrizzato in modo simile a σ_{obs}^{DT} . Analogamente si corregge l'errore sulla risoluzione di ogni traccia simulata di un fattore K_{res}^{MC} :

$$(K_{res}^{MC})^2 = \frac{(a_{obs}^{RD})^2 + (b_{obs}^{RD})^2 \cdot V(p, \theta)}{(a_{res}^{MC})^2 + (b_{res}^{MC})^2 \cdot V(p, \theta)}. \quad (3.15)$$

Oltre a correggere l'errore sulla risoluzione è anche necessario uno *smearing* della distribuzione del parametro di impatto nella simulazione, che è diversa da quella dei dati. Al parametro di impatto di ogni traccia viene quindi aggiunto il valore δ :

$$\delta = d_{true} \cdot (K_{obs}^{MC} - 1) \quad (3.16)$$

in cui d_{true} è il parametro di impatto “reale”, che nella simulazione è noto, e K_{obs}^{MC} è definito come:

$$(K_{obs}^{MC})^2 = \frac{(a_{obs}^{RD})^2 + (b_{obs}^{RD})^2 \cdot V(p, \theta)}{(a_{obs}^{MC})^2 + (b_{obs}^{MC})^2 \cdot V(p, \theta)} \quad (3.17)$$

Infatti la distribuzione di d_{true} degli eventi simulati può essere parametrizzata con la (3.13) con coefficienti $(a_{obs}^{MC}, b_{obs}^{MC})$; moltiplicando d_{true} per K_{obs}^{MC} si ha l'effetto di trasformare la varianza del parametro di impatto “vero” σ_{obs}^{MC} come $(\sigma_{obs}^{MC} \rightarrow \sigma_{obs}^{RD})$.

Con questa calibrazione l'accordo fra dati e simulazione nella distribuzione della significanza risulta nettamente migliore nella zona in cui tale distribuzione è bene approssimata da una gaussiana. Per migliorare l'accordo delle code non gaussiane, ad una piccola frazione delle tracce viene applicata una ulteriore correzione.

In figura 3.7 è riportato il confronto fra dati e simulazione per la distribuzione della significanza $S_{R\Phi}$ delle tracce con parametro di impatto negativo, prima di aver applicato la procedura di correzione descritta in questo paragrafo. L'accordo migliora notevolmente dopo la calibrazione, come risulta dal confronto con la figura 3.8.

Un procedimento del tutto analogo viene applicato per la correzione dei parametri di impatto nel piano Rz , il cui errore può essere parametrizzato in

modo simile a quanto fatto nella (3.13):

$$\begin{aligned}\sigma_{Rz}^2 &= A^2 + B^2 \cdot V'(p, \theta) \\ V'(p, \theta) &= \frac{1}{p^2 \cdot \sin^5 \theta}.\end{aligned}\tag{3.18}$$

in cui i parametri A e B , diversamente dal caso precedente, dipendono dall'angolo θ .

L'effetto della calibrazione della risoluzione dei parametri di impatto si riflette in un ottimo accordo fra dati e simulazione per le variabili di b -tagging, le cui distribuzioni sono riportate nella figura 4.2. Grazie alla calibrazione si riduce quindi l'errore sistematico sulle misure che, come quella presentata in questo lavoro, sono basate sull'identificazione di $jets$ b .

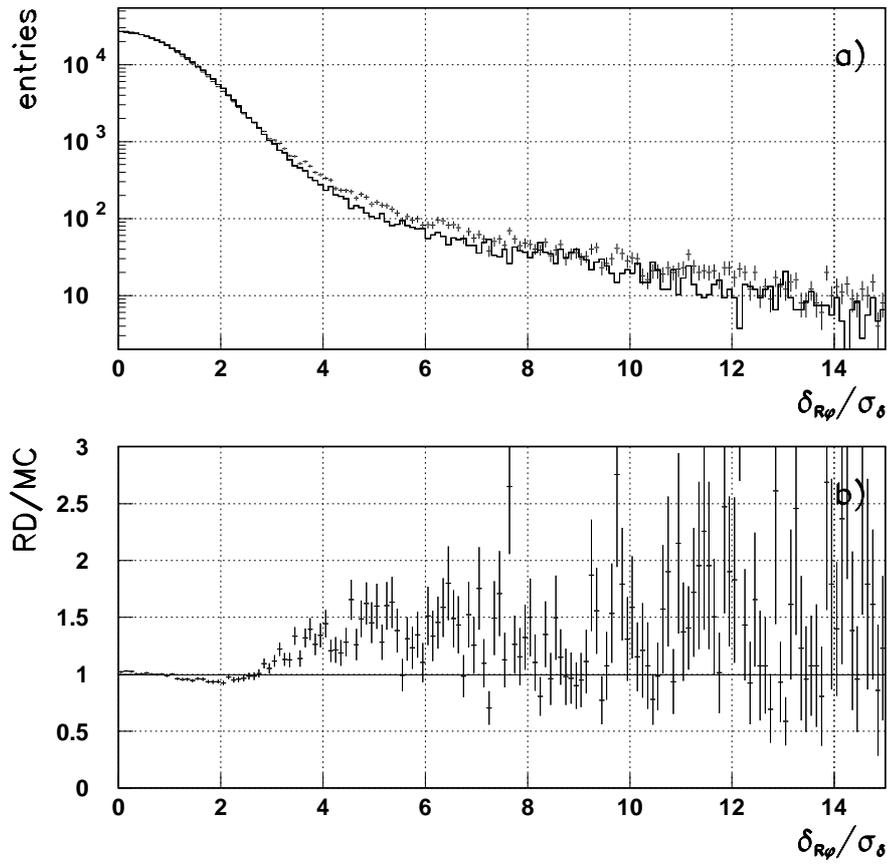


Figura 3.7: (a) Distribuzione della significanza $S_{R\Phi}$ per tracce con parametro di impatto negativo per i dati (punti) e per la simulazione (istogramma) prima della calibrazione. (b) Rapporto fra le distribuzioni precedenti.

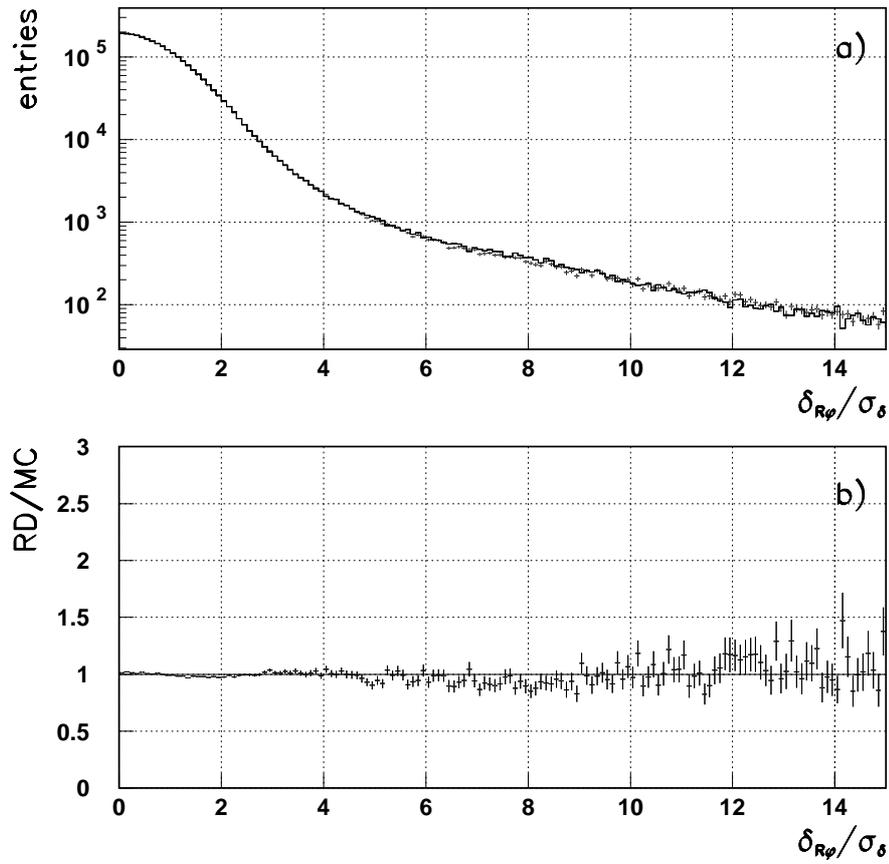


Figura 3.8: (a) Distribuzione della significanza $S_{R\Phi}$ per tracce con parametro di impatto negativo per i dati (punti) e per la simulazione (istogramma) dopo la calibrazione. (b) Rapporto fra le distribuzioni precedenti.

Capitolo 4

Misura di R_{4b}

In questo capitolo viene presentato il procedimento adottato per la selezione degli eventi $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ e per il calcolo del valore di R_{4b} . Vengono inoltre discusse le sorgenti di errore sistematico alla misura effettuata.

4.1 Campione utilizzato

La misura di R_{4b} è stata effettuata utilizzando circa 2×10^6 eventi raccolti nel 1994 e nel 1995 dal rivelatore DELPHI con il nuovo rivelatore di vertice (cfr. § 2.2.2.1), capace di misurare le coordinate delle tracce in tre dimensioni. Nei paragrafi seguenti sono descritti i criteri adottati per la selezione delle tracce e degli eventi adronici ed i campioni di eventi simulati impiegati nel corso dell'analisi.

4.1.1 Selezione delle tracce

La selezione delle tracce da utilizzare nell'analisi ha lo scopo di rimuovere tracce mal ricostruite o provenienti da rumore del rivelatore. Essa è quindi fondamentale per una affidabile ricostruzione dell'evento e per un buon accordo fra le distribuzioni delle variabili di selezione dei dati e degli eventi simulati.

I criteri adottati per la selezione delle tracce cariche sono stati:

- lunghezza della traccia maggiore di 30 cm;

- parametro d'impatto minore di 4 cm nel piano $R\Phi$ e minore di 10 cm in z ;
- momento maggiore di 400 MeV/ c ;
- errore relativo sul momento σ_p/p minore di 1.

La prima richiesta corrisponde a considerare tracce che abbiano attraversato più di un rivelatore. Le richieste sul parametro d'impatto hanno invece lo scopo di eliminare tracce false, prodotte da raggi cosmici o da interazione degli aloni dei fasci. Vengono anche scartate tracce che, per l'errore sul momento, risultano inaffidabili per l'analisi.

Le particelle neutre, che si osservano come depositi di energia nei calorimetri senza tracce associate, vengono utilizzate solamente nella ricostruzione dell'asse dei *jets* e la loro selezione è stata ottimizzata per questo scopo. Esse sono state accettate se l'energia depositata era maggiore di 700 MeV nel calorimetro elettromagnetico HPC o di 400 MeV nel calorimetro "in avanti" FEMC.

4.1.2 Selezione dei decadimenti adronici della Z

Le quantità che stiamo considerando (R_{4b} , g_{bb}) rappresentano delle frazioni di eventi rispetto al numero totale di decadimenti adronici della Z , cioè al totale di eventi $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. Occorre quindi una selezione preliminare di tale tipo di eventi; ciò va fatto nel modo più efficiente ed omogeneo possibile.

I decadimenti adronici della Z sono stati selezionati fra quelli raccolti mentre il rivelatore di vertice e le TPC erano pienamente operativi richiedendo:

- almeno sei tracce cariche fra quelle accettate con i criteri riportati al paragrafo precedente;
- la somma dell'energia delle particelle cariche maggiore del 12% dell'energia del centro di massa.

Con queste richieste sono stati selezionati 1.388.555 eventi fra i dati raccolti nel 1994 e 618.565 fra quelli del 1995. L'efficienza di tale selezione è stata

stimata utilizzando il campione di eventi simulati ed è risultata maggiore del 90%. La contaminazione, dovuta principalmente ad eventi $\tau^+\tau^-$ e $\gamma\gamma$, è stimata essere inferiore allo 0.7%.

4.1.3 Eventi simulati

Gli eventi simulati sono stati generati usando il programma di Monte Carlo JETSET 7.3 PS [10] calibrato sui dati di DELPHI. La risposta del rivelatore DELPHI è stata simulata nel dettaglio usando il programma DELSIM [21, 16]. Poiché l'analisi si basa sulla procedura di *b-tagging*, è stata inoltre applicata la speciale calibrazione dei parametri di impatto in $R\Phi$ e z descritta nella sezione 3.4.1.

Il campione principale consisteva in 5.0×10^6 decadimenti adronici della Z . Per un migliore controllo degli eventi contenenti quark b sono stati inoltre utilizzati campioni dedicati di 3.0×10^6 eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ e di 2×10^4 eventi $Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$. Un campione addizionale di 10^4 eventi $b\bar{b}b\bar{b}$ è stato prodotto con il generatore JETSET Matrix Element ed utilizzato per verificare la dipendenza del risultato dal modello utilizzato per la generazione degli eventi. Per verificare gli effetti di una diversa descrizione della frammentazione sulla frazione di eventi a tre *jets* sono stati infine confrontati due campioni di 8×10^5 eventi generati con i programmi JETSET 7.4 ed HERWIG 5.9 [22].

4.2 Il metodo

La misura è basata sulla selezione di eventi $Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$ per mezzo dell'identificazione di *b-tagging* di tre *jets*. Le principali sorgenti di fondo sono gli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$, in cui si ha produzione di quark b solamente primaria. Ci si aspetta infatti che in questi eventi due *jets* superino la selezione di *b-tagging* ed è quindi sufficiente un errore di identificazione del terzo *jet* affinché essi siano accettati. Tali errori sono possibili, ad esempio, in presenza di tracce mal ricostruite, di decadimenti di K^0 e Λ non identificati e, soprattutto, nel caso in cui siano

presenti *jets* c^1 . Questi ultimi hanno infatti caratteristiche che si avvicinano a quelle dei *jets* b rendendone difficile la discriminazione (cfr. § 3.4). Osserviamo che la possibilità di compiere errori di identificazione è notevole a causa dell'entità numerica degli eventi $Z \rightarrow b\bar{b}$ nel campione iniziale, rispetto ai quali il segnale ammonta a meno dello 0.3%.

Nel corso dell'analisi gli eventi sono suddivisi in quattro categorie:

- Eventi di segnale, con produzione primaria di quark b e *gluon splitting* in $b\bar{b}$, indicati con **4B** nel seguito;
- Eventi con produzione primaria di quark b e *gluon splitting* in $c\bar{c}$, chiamati **C**;
- Eventi con produzione primaria di quark b ma senza produzione secondaria di quark pesanti, chiamati **2B**;
- Tutti gli altri eventi, nei quali non vi è produzione primaria di quark b , indicati con **Q**.

Le efficienze di selezione per queste classi di eventi vengono indicate rispettivamente con ϵ_{4b} , ϵ_c , ϵ_{2b} ed ϵ_q . In tabella 4.2 sono indicati per ogni classe il tipo di evento e la composizione percentuale rispetto al totale dei decadimenti adronici, scritta in funzione di R_{4b} , di R_b e del *rate* di *gluon splitting* in $c\bar{c}$ (g_{cc}) ed in $b\bar{b}$ (g_{bb}). L'ultima colonna ne riporta una stima ottenuta utilizzando per R_b la media mondiale [3], per g_{cc} le misure di OPAL [29] e per g_{bb} quelle di ALEPH e DELPHI [12], secondo le indicazioni del *LEP Heavy Flavour Working Group* (LEPHF) [13]:

$$\begin{aligned}
 R_b &= (21.656 \pm 0.074)\% \\
 g_{cc} &= (2.33 \pm 0.50)\% \\
 g_{bb} &= (0.269 \pm 0.160)\% \\
 R_{4b} &= R_{th}g_{bb} = (0.049 \pm 0.029)\%
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

¹Indichiamo con “*jets* q ” i *jets* che contengono tracce prodotte dalla frammentazione di quark di sapore q .

Per la frazione di eventi di segnale è stato posto $R_{4b} = R_{th}g_{bb}$; la definizione di R_{th} viene data nel capitolo 5.

Il valore numerico riportato in tabella 4.2 è stato utilizzato unicamente per fissare, mediante un peso attribuito ad ogni categoria di eventi, la composizione iniziale del campione simulato. Sottolineiamo il fatto che questo ripesamento non ha effetti sulle efficienze di selezione; esso però influisce sull'accordo delle distribuzioni fra dati ed eventi simulati, che è trattato nel paragrafo 4.2.2.

Categoria	Tipo di evento	Frazione iniziale	Valore fissato nel MC (%)
4B	$Z \rightarrow b\bar{b}g, g \rightarrow b\bar{b}$	R_{4b}	0.049
C	$Z \rightarrow b\bar{b}g, g \rightarrow c\bar{c}$	$R_b g_{cc}$	0.505
2B	altri $Z \rightarrow b\bar{b}$	$R_b - R_{4b} - R_b g_{cc}$	21.102
Q	$Z \rightarrow q\bar{q}$	$1 - R_b$	78.344

Tabella 4.1: *Categorie nelle quali sono suddivisi gli eventi e loro abbondanza iniziale. L'ultima colonna riporta il valore fissato nella simulazione attribuendo un peso ad ogni evento.*

A questo punto siamo in grado di scrivere la frazione f_d di eventi selezionati nei dati in funzione delle efficienze di selezione e delle composizioni iniziali per le varie classi di eventi:

$$f_d = R_{4b}\epsilon_{4b} + R_b g_{cc}\epsilon_c + (R_b - R_{4b} - R_b g_{cc})\epsilon_{2b} + (1 - R_b)\epsilon_q. \quad (4.2)$$

Ricavando R_{4b} si ottiene

$$R_{4b} = \frac{f_d - \epsilon_q - R_b[g_{cc}(\epsilon_c - \epsilon_{2b}) + \epsilon_{2b} - \epsilon_q]}{\epsilon_{4b} - \epsilon_{2b}}. \quad (4.3)$$

Dalla misura di f_d e dalla stima delle efficienze di selezione delle varie classi di eventi è quindi possibile ottenere il valore di R_{4b} .

Passiamo quindi ad illustrare i criteri adottati per la selezione degli eventi e la misura delle efficienze di selezione.

4.2.1 Selezione degli eventi $b\bar{b}b\bar{b}$

Il primo criterio è stato quello di scartare gli eventi nella regione “in avanti” per mezzo di un taglio $|\cos\theta_T| < 0.9$ sulla direzione del *thrust*. Ricordando quanto detto a proposito di questa grandezza (cfr. § 3.3), abbiamo che ciò corrisponde a rigettare gli eventi in cui la direzione di produzione dei quark primari forma un angolo minore di circa 26° rispetto all’asse del fascio. In tale regione, la cui simulazione è più complessa, si ha un minor accordo fra dati ed eventi simulati.

Le tracce ricostruite sono poi state raccolte in *jets* mediante l’algoritmo DURHAM secondo l’approccio descritto nella sezione 3.3. In particolare, è stata richiesta la ricostruzione di esattamente tre *jets* per tutti gli eventi, indipendentemente dalla loro effettiva topologia. Gli eventi con topologia a due *jet* sono stati successivamente scartati con un taglio sulla variabile y_{min} , ovvero sulla distanza DURHAM fra i due *jets* più vicini nell’evento. Tale approccio, rispetto a quello più tradizionale che consiste nello scegliere in principio il valore del taglio in y e scartare poi gli eventi che risultano avere due *jets*, ha il vantaggio di permettere una scelta fine del taglio in y_{min} insieme a quelli sulle altre variabili. Inoltre, nel caso di eventi con topologia a più di tre *jets*, tale approccio ha l’effetto di unire i *jets* più vicini, che sono in generale quelli prodotti dalla frammentazione dei quark secondari. In questo modo si aumenta l’efficienza della selezione di *b-tagging*, che cresce con il numero di tracce utilizzate [7].

In fig. 4.1 sono riportate le distribuzioni di y_{min} per i dati e per gli eventi simulati. Il valore del taglio è stato scelto a $y_{cut} = 0.06$ in modo da eliminare il più possibile gli eventi che non contenevano produzione secondaria, mantenendo nello stesso tempo il maggior numero possibile di eventi di segnale. Dall’analisi degli eventi simulati risulta che l’efficienza di questa selezione è del $(46.3 \pm 0.3)\%$ per eventi di segnale. È stata osservata una discrepanza nella frazione di eventi selezionati fra i dati e la simulazione, pari a

$$\frac{f_{3-jet}^{DATI}}{f_{3-jet}^{SIM}} = 0.957 \pm 0.003. \quad (4.4)$$

Di tale discrepanza si è tenuto conto per la stima delle efficienze di selezione, descritta nel prossimo paragrafo.

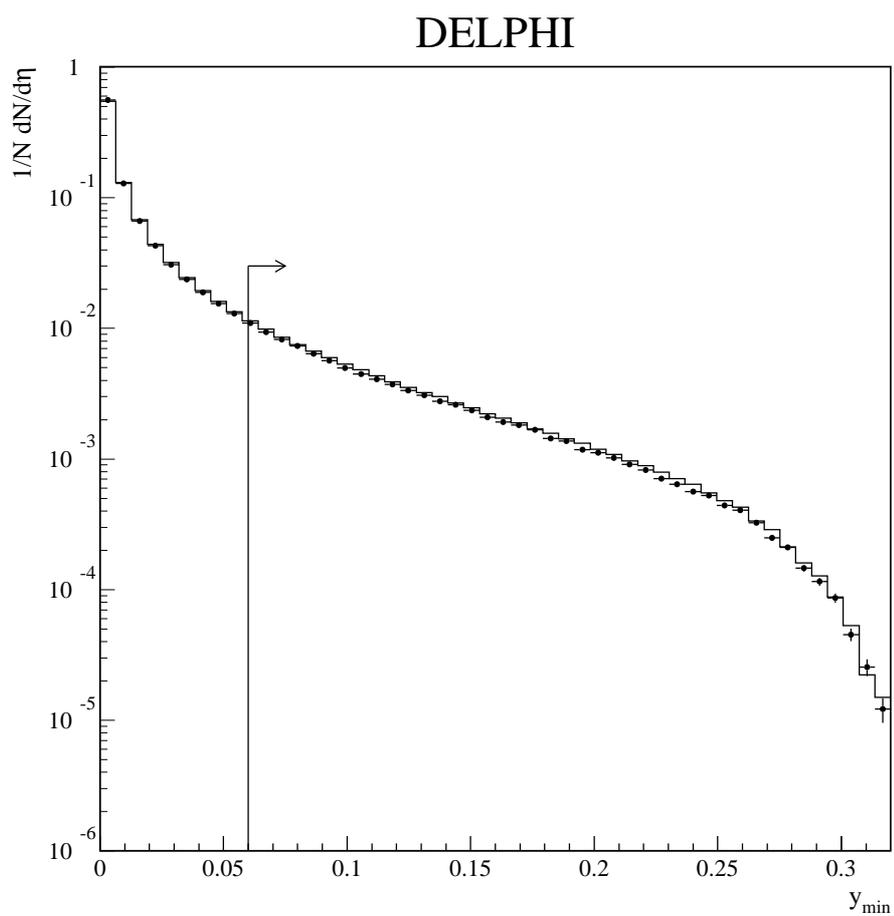


Figura 4.1: *Distribuzione della variabile y_{\min} per i dati (punti) e per la simulazione (istogramma). La freccia indica il valore del taglio.*

Successivamente i *jets* sono stati ordinati usando la variabile di *b-tagging* η , definita nella sezione 3.4, in modo che il *jet* 1 fosse quello con la maggiore probabilità di contenere tracce provenienti dalla frammentazione di un quark *b*. Lo scopo di tale ordinamento è quello di permettere una diversa scelta del taglio in η sui tre *jets*. Le tre distribuzioni sono infatti molto differenti, come risulta dalla figura 4.2, nella quale esse sono riportate per i dati (punti) e per la simulazione (istogramma). I valori dei tagli su η sono stati scelti in modo da minimizzare l'errore relativo su R_{4b} e sono rispettivamente 0.9, 0.2, e -0.1 per i tre *jets* ordinati in η . Con questa richiesta sono stati selezionati 140 eventi nel campione dei dati, per cui si ha

$$f_d = 0.00698 \pm 0.00059. \quad (4.5)$$

In figura 4.7 è riportata la distribuzione della variabile η per il terzo jet dopo i tagli su tutte le altre variabili, per i dati e per le varie classi di eventi.

4.2.2 Stima delle efficienze di selezione

Per ricavare il valore di R_{4b} mediante la (4.3) è ancora necessario stimare le efficienze di selezione per le varie classi di eventi. Ciò è possibile solo utilizzando campioni simulati, per i quali è nota l'identità di ogni evento. Occorre però prestare attenzione alla presenza di effetti dovuti all'imperfezione della simulazione, che devono essere individuati, valutati e corretti.

Nel nostro caso, la discrepanza fra dati e simulazione di (4.4) è stata interpretata come effetto di una non perfetta descrizione degli eventi simulati. In particolare si è supposto che tale discrepanza fosse dovuta agli eventi **2B** e **Q**, che rappresentano il 99.4% del campione iniziale. Si è dunque assunto che il modello utilizzato per la simulazione riproducesse correttamente le molteplicità di *jet* per gli eventi contenenti *gluon splitting* in quark *b* o *c*, correggendo invece le efficienze per gli eventi **2B** e **Q** in modo da avere $\frac{f_{3-jet}^{DATI}}{f_{3-jet}^{SIM}} = 1$.

Per chiarire il procedimento utilizzato scriviamo la frazione eventi a tre *jets* nei dati come

$$f_{3-jet}^{DATI} = P \cdot f_{3-jet}^{DATI,4B+C} + (1 - P) \cdot f_{3-jet}^{DATI,2B+Q} \quad (4.6)$$

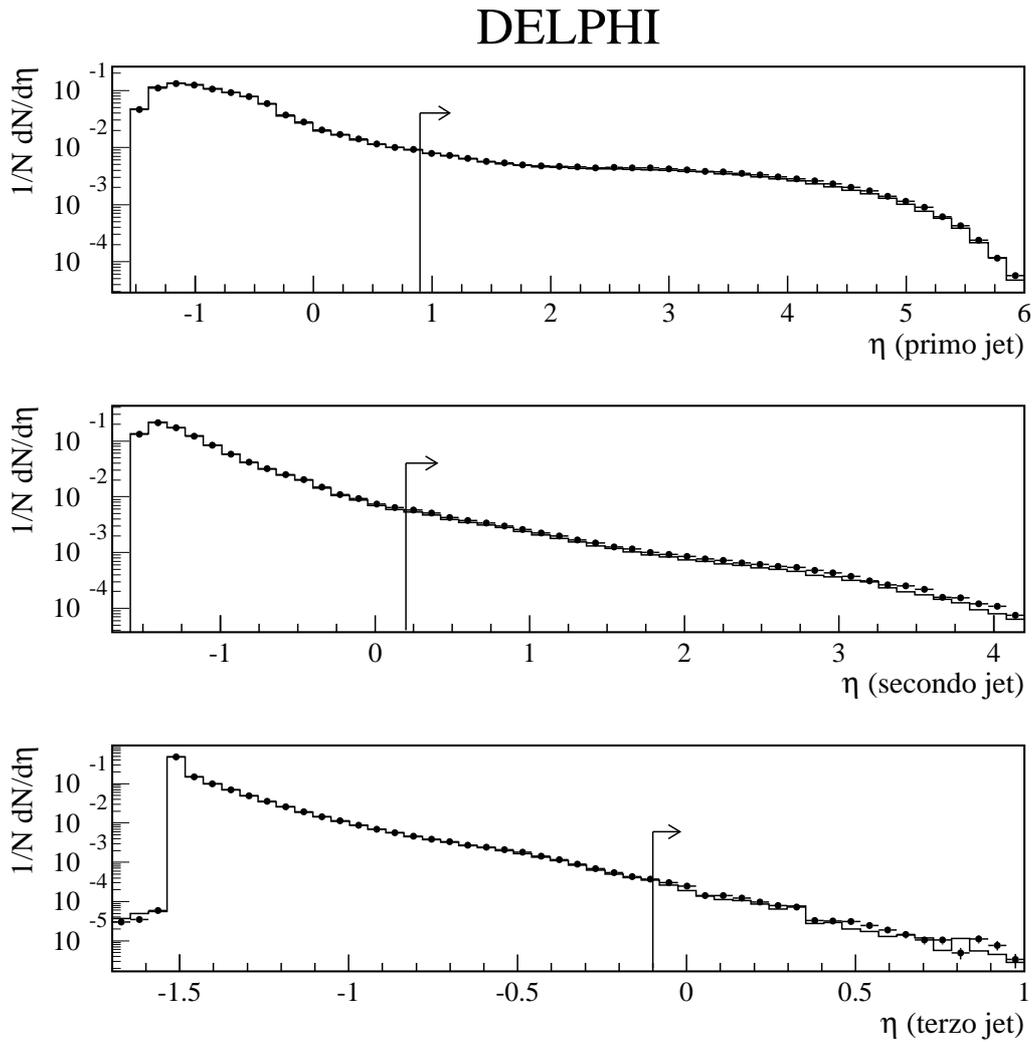


Figura 4.2: Distribuzione delle variabili di b-tagging per i tre jets ordinati in η per i dati (punti) e per la simulazione (istogramma). Si noti la differenza di scala fra i tre istogrammi. I valori dei tagli sono indicati dalle frecce.

in cui $f_{3-jet}^{DATI,4B+C}$ e $f_{3-jet}^{DATI,2B+Q}$ indicano la frazione di eventi a tre *jets* di tipo $(4B+C)$ e $(2B+Q)$ rispettivamente e

$$P = R_{4b} + g_{cc} \cdot R_b \quad (4.7)$$

è la frazione iniziale di eventi $(4B+C)$, stimata utilizzando i valori dei parametri riportati nelle espressioni (4.1).

Facendo l'ipotesi che la frazione di eventi a tre *jets* per eventi $(4B+C)$ sia la stessa nei dati e nella simulazione la (4.6) permette quindi di ricavare il valore di $f_{3-jet}^{DATI,2B+Q}$, che può essere confrontato con il valore corrispondente nella simulazione:

$$\beta = \frac{f_{3-jet}^{DATI,2B+Q}}{f_{3-jet}^{SIM,2B+Q}} = \frac{f_{3-jet}^{DATI} - P \cdot f_{3-jet}^{SIM,4B+C}}{(1 - P) \cdot f_{3-jet}^{SIM,2B+Q}}. \quad (4.8)$$

Il fattore β corregge le efficienze di selezione del fondo $2B$ ed Q nel modo voluto. L'efficienza ϵ_{2b} per eventi $2B$ è stata in questo modo corretta dal valore osservato $(0.0161 \pm 0.0006)\%$ a $(0.0154 \pm 0.0006)\%$. Nella categoria Q invece solo un evento è stato selezionato; l'efficienza corrispondente, $(0.000025 \pm 0.000025)\%$, è compatibile con zero.

Una seconda correzione è stata introdotta per tenere conto del fatto che, in corrispondenza dei tagli su η da noi utilizzati, esiste una discrepanza tra dati e simulazione nell'efficienza di *b-tagging* per i *jets* b . Tale discrepanza è stata evidenziata in [7], in cui R_b viene misurato con il metodo del confronto fra i *rate* di *single tag* e di *double tag* descritto nella sezione 1.2.3. Tale metodo permette di misurare direttamente dai dati l'efficienza di selezione di *jets* b che può quindi essere confrontata con il valore ottenuto per gli eventi simulati. Da tale confronto risulta che, in un ampio intervallo di efficienza, il valore misurato nei dati supera del 3% quello osservato nella simulazione (cfr. fig. 4.2.2). Tale discrepanza appare stabile entro l'1% in funzione del momento del *jet* presente nell'emisfero considerato. È stato quindi applicato un fattore di correzione 1.03 ± 0.01 per ogni *jet* b selezionato, supponendo che le efficienze di *b-tagging* per i tre *jets* fossero indipendenti. L'efficienza ϵ_{4b} di selezione di eventi di segnale, nei quali 3 *jets* b vengono identificati, è stata perciò corretta di un

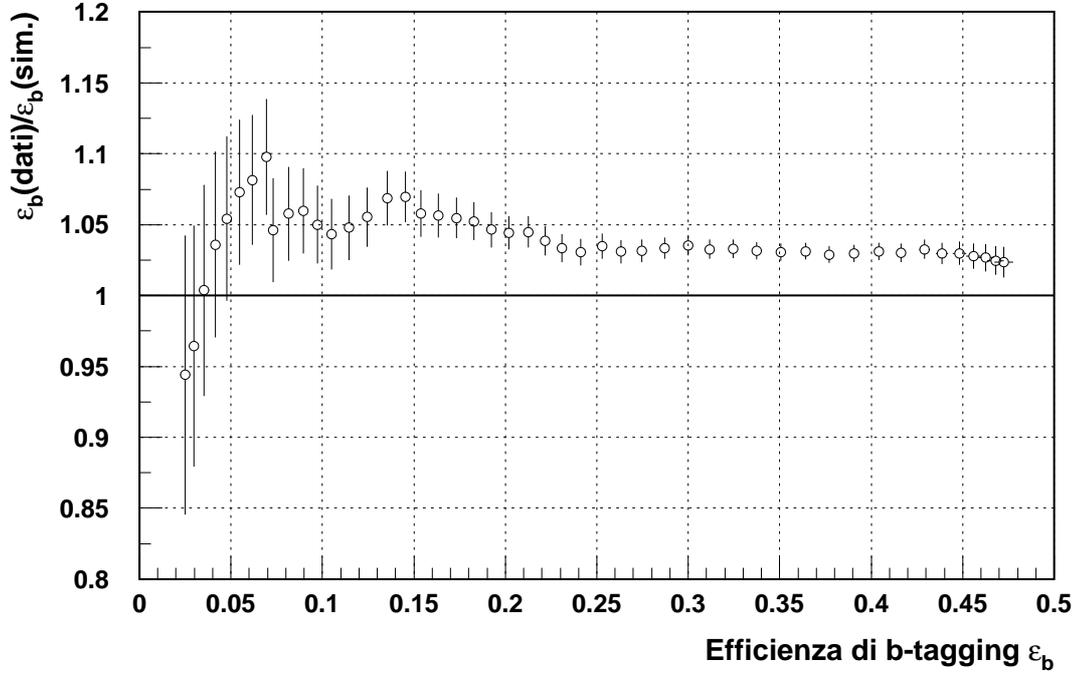


Figura 4.3: Rapporto fra le efficienze di selezione misurate nei dati e quelle osservate nella simulazione in funzione dell'efficienza stessa.

fattore 1.09 ± 0.03 . Le efficienze di fondo ϵ_c e ϵ_{2b} sono state invece corrette di un fattore 1.06 ± 0.02 . Le incertezze su tali fattori sono state utilizzate per stimare un errore sistematico sulla procedura di *b-tagging* (cfr. § 4.3).

Le efficienze di selezione per le varie classi di eventi, dopo tutte le correzioni discusse, sono riportate nella tabella 4.2.

Utilizzando la formula (4.3) si ottiene il valore

$$R_{4b} = (6.0 \pm 1.9) \times 10^{-4} \quad (4.9)$$

in cui è indicato l'errore statistico che deriva dalla propagazione dell'errore su f_d di (4.5).

Tipo di evento	Efficienza (%)	Purezza (%)
4B	$\epsilon_{4b} = 3.16 \pm 0.11$	$f_{4b} \sim 24$
C	$\epsilon_c = 0.321 \pm 0.023$	$f_c \sim 23$
2B	$\epsilon_{2b} = 0.0164 \pm 0.0006$	$f_{2b} \sim 53$
Q	$\epsilon_q = 0.00002 \pm 0.00002$	$f_q \sim 0$

Tabella 4.2: Efficienze e composizione del campione simulato per le differenti classi di eventi. I valori riportati tengono conto delle correzioni discusse in § 4.2.2. La purezza riportata è da considerarsi indicativa, in quanto dipende dalle assunzioni sulla composizione iniziale ed in particolare sul valore di R_{4b} .

4.3 Stima degli errori sistematici

Sono state considerate le seguenti sorgenti di errore sistematico:

Discrepanza dati-simulazione nel taglio in y_{min} . La correzione alle efficienze ϵ_{2b} ed ϵ_q di (4.8) è stata fatta nell'ipotesi che il processo di *gluon splitting* in quark b fosse descritto correttamente dal generatore JETSET PS. Questa ipotesi è stata considerata sorgente di un errore sistematico la cui entità è stata stimata assegnando la discrepanza agli eventi di segnale **4B** oltre che al fondo **2B** e **Q** e riscrivendo la (4.8) come

$$\beta' = \frac{f_{3-jet}^{DATI,4B+2B+Q}}{f_{3-jet}^{SIM,4B+2B+Q}} = \frac{f_{3-jet}^{DATI} - P \cdot f_{3-jet}^{SIM,C}}{(1-P) \cdot f_{3-jet}^{SIM,4B+2B+Q}}. \quad (4.10)$$

In questo modo la discrepanza non viene assegnata agli eventi **C**, la cui composizione nella simulazione è assunta essere corretta essendo stata fissata al valore misurato da OPAL (cfr. § 4.2). Il fattore β' viene utilizzato per correggere le efficienze ϵ_{4b} , ϵ_c ed ϵ_q ; la corrispondente variazione di R_{4b} viene assunta come errore sistematico ed è pari a $\pm 0.27 \times 10^{-4}$.

B-tagging. Come indicato nel paragrafo 4.2.2, l'efficienza di segnale ϵ_{4b} è stata corretta di un fattore 1.09 ± 0.03 e le efficienze ϵ_c e ϵ_{2b} di un fattore 1.06 ± 0.02 per tenere conto della discrepanza fra dati e simulazione nell'efficienza

di selezione di *jets* b . La propagazione dell'errore su questi fattori produce un contributo all'errore sistematico complessivo di $\pm 0.29 \times 10^{-4}$.

Come osservato precedentemente, i coefficienti di correzione sono stati ricavati nell'ipotesi che le efficienze di *b-tagging* fra i tre *jets* fossero indipendenti. La maggior sorgente di correlazione fra le efficienze di *b-tagging* è il vertice primario comune ai tre *jets* [7], perché la posizione del vertice primario influisce sul valore dei parametri di impatto di tutte le tracce. Per verificare l'effetto della correlazione fra le efficienze di *b-tagging* la misura è stata quindi ripetuta ricostruendo un differente vertice primario con le tracce di ogni *jet*. Ciò ha l'effetto di aumentare la purezza del campione selezionato, perché diminuisce il numero di eventi in cui alcune tracce mal ricostruite producono uno spostamento della posizione calcolata per il vertice primario, aumentando artificialmente i parametri d'impatto delle altre tracce. D'altra parte in questo modo l'efficienza di *b-tagging* è notevolmente ridotta perché generalmente il numero di tracce presente in un *jet* non è sufficiente alla ricostruzione di un eventuale vertice secondario oltre a quello primario. Il risultato ottenuto è in accordo con quello di (4.9), seppure con un errore maggiore. Se ne deduce che l'errore da cui la misura è affetta non permette di essere sensibili agli effetti di correlazione fra *jets* nell'efficienza di *b-tagging*.

Produzione di γ , K^0 e Λ . I decadimenti di K^0 e Λ , così come la produzione di coppie da γ , danno luogo a tracce che, se non correttamente identificate, possono portare ad una falsa identificazione di *b-tagging* a causa del loro alto parametro di impatto. Il *rate* di produzione di queste particelle nella simulazione può perciò influire sulla stima delle efficienze di selezione.

È stato quindi studiato il numero di vertici identificati prodotti da decadimenti K^0 e Λ e conversioni γ all'interno del rivelatore di vertice. Il confronto fra dati e simulazione mostra discrepanze del $\pm 10\%$, $\pm 15\%$ e $\pm 50\%$ rispettivamente. I *rate* di produzione di ognuna di queste particelle nella simulazione sono stati variati di tali quantità e la conseguente variazione dell'efficienza di selezione del segnale è stata assunta come errore sistematico. Il contributo finale all'errore sistematico è di $\pm 0.06 \times 10^{-4}$.

Valore di g_{cc} e R_b . Gli errori sui valori di R_b e g_{cc} , propagati gaussianamente nella (4.3), producono un contributo all'errore sistematico di $\pm 0.055 \times 10^{-4}$ e $\pm 1.05 \times 10^{-4}$ rispettivamente.

Dipendenza dal modello. Per verificare la dipendenza del risultato dal modello utilizzato per la generazione degli eventi, i criteri di selezione precedentemente descritti sono stati applicati su un campione dedicato di 10^4 eventi di segnale prodotti con il generatore JETSET Matrix Element [10]. L'efficienza di selezione per tale campione risulta $\epsilon_{4b}^{ME} = (3.34 \pm 0.18)\%$. La differenza fra questa efficienza e quella riportata in tabella 4.2 è stata utilizzata come errore sistematico su ϵ_{4b} . Dalla propagazione di tale errore nella (4.3) si ottiene un contributo di $\pm 0.36 \times 10^{-4}$ all'errore sistematico totale.

Inoltre l'effetto di un diverso modello di frammentazione sul *rate* di eventi a tre *jets* è stato verificato usando il generatore HERWIG. È stato innanzi tutto calcolato, al variare del taglio in y_{min} , il rapporto fra la frazione di eventi a tre *jets* a livello adronico f_{3-jet}^{Adroni} e quella a livello partonico $f_{3-jet}^{Partoni}$, per eventi generati con i programmi HERWIG 5.9 e JETSET 7.4:

$$R_H^{ha/pa} = \left. \frac{f_{3-jet}^{Adroni}}{f_{3-jet}^{Partoni}} \right|_{HERWIG} ; \quad R_J^{ha/pa} = \left. \frac{f_{3-jet}^{Adroni}}{f_{3-jet}^{Partoni}} \right|_{JETSET} . \quad (4.11)$$

Tali rapporti sono riportati in fig. 4.3(a). Nella fig. 4.3(b) è riportato il rapporto

$$R_{H/J}^{ha/pa} = \frac{R_H^{ha/pa}}{R_J^{ha/pa}} \quad (4.12)$$

ovvero la discrepanza fra i due generatori, che raggiunge al massimo il $\pm 2\%$. A seguito di una discrepanza di tale entità, che vada ad aggiungersi a quella (4.4) già corretta nella (4.8), si ha una variazione $\Delta R_{4b} = \pm 0.23 \times 10^{-4}$. Essa è stata assunta come errore sistematico dovuto al modello di frammentazione utilizzato nella simulazione degli eventi.

Errore statistico sulla simulazione. L'errore statistico sulle efficienze ϵ_{4b} , ϵ_c , ϵ_{2b} ed ϵ_q , propagato gaussianamente nella (4.3), produce un contributo di $\pm 0.61 \times 10^{-4}$ all'errore sistematico complessivo.

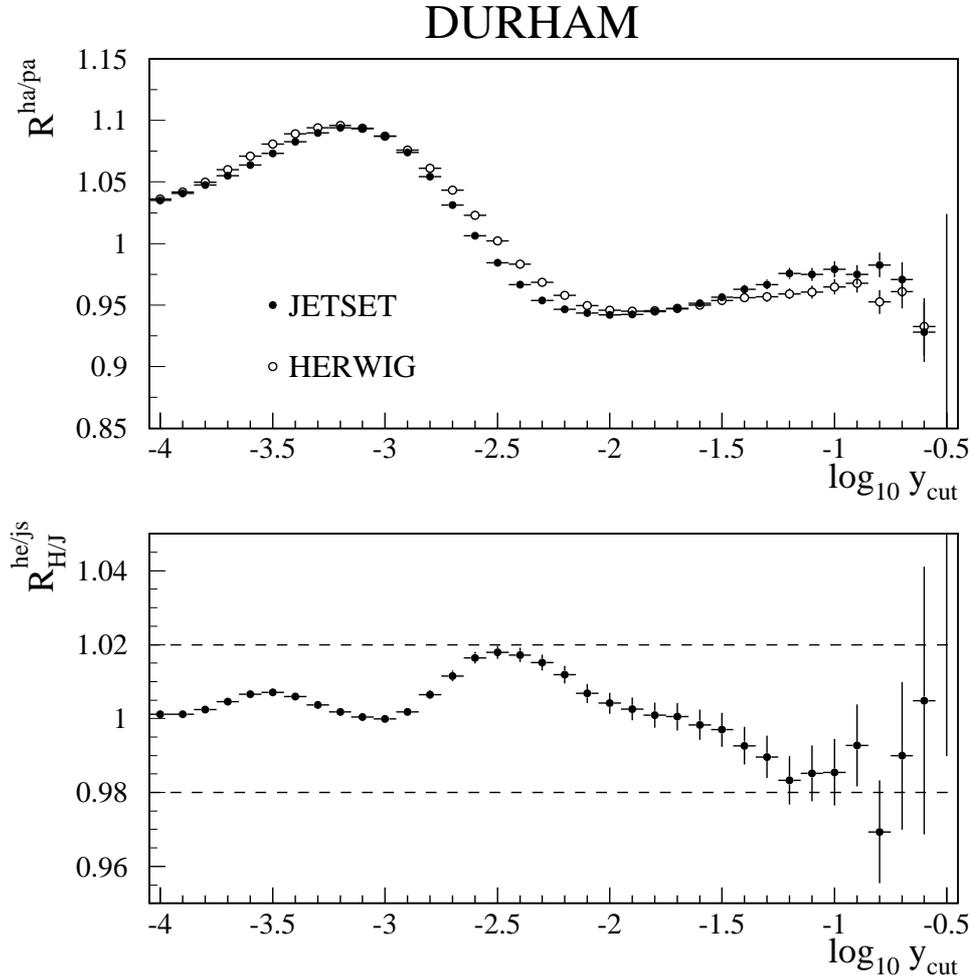


Figura 4.4: (a) Distribuzione del rapporto fra la frazione di eventi a tre jets a livello adronico e quella a livello partonico per eventi generati con HERWIG (cerchi vuoti) e JETSET (cerchi pieni). (b). Il rapporto fra le distribuzioni precedenti mostra un disaccordo massimo del 2%.

Nella tabella 4.3 sono riportati tutti i contributi all'errore sistematico totale su R_{4b} , che risulta essere di $\pm 1.3 \times 10^{-4}$.

Sorgente di errore	<i>Range</i>	$\Delta R_{4b} \times 10^{-4}$
Dati/MC (y_{min})		± 0.27
<i>b-tagging</i>		± 0.29
γ, K^0, Λ	$\pm 50\%, \pm 10\%, \pm 15\%$	± 0.06
g_{cc}	$(2.33 \pm 0.50)\%$	± 1.05
R_b	$(21.656 \pm 0.074)\%$	± 0.055
Modello generazione		± 0.36
Modello frammentazione		± 0.23
Statistica simulazione		± 0.61
Totale		± 1.35

Tabella 4.3: Contributi all'errore sistematico nella misura di R_{4b} .

4.4 Risultato

Il valore di R_{4b} risulta quindi

$$R_{4b} = (6.0 \pm 1.9(stat) \pm 1.3(sist)) \times 10^{-4} \quad (4.13)$$

in cui sono riportati nell'ordine l'errore statistico e quello sistematico.

Per verificare la dipendenza del risultato dai tagli usati, la misura è stata ripetuta con una serie di tagli differenti. In fig. 4.5 è riportato il valore di R_{4b} ottenuto in funzione del taglio su y_{min} ed in fig. 4.6 in funzione dei tagli sulle variabili di *b-tagging* per i tre *jets* ordinati in η . Le barre di errore rappresentano l'errore non correlato di ogni misura rispetto al valore effettivo (4.13). Si intende per errore non correlato sul confronto fra due misure l'errore statistico sulla loro differenza dovuto alla parte non comune di eventi selezionati. Il confronto fra le misure deve infatti tenere conto della correlazione dovuta alla sovrapposizione fra i campioni selezionati.

Nel nostro caso il calcolo è stato svolto esprimendo il valore delle due misure,

indicate con l'indice i , come

$$R_{4b}^i = A_i(n + n_i) + B_i \quad (4.14)$$

in cui $(n + n_1)$ ed $(n + n_2)$ indicano il numero di eventi selezionati nei dati nei due casi, n è il numero di eventi comuni alle due selezioni ed A_i e B_i sono definite dal confronto con la (4.3). In particolare, ponendo $f_d^i = \frac{(n+n_i)}{N_D}$, con N_D pari al numero totale di eventi nei dati, si ha

$$A_i = \frac{1}{N_D(\epsilon_{4b}^i - \epsilon_{2b}^i)}. \quad (4.15)$$

L'errore non correlato è definito come l'errore su $\Delta R_{4b} = R_{4b}^1 - R_{4b}^2$ ottenuto propagando l'errore statistico su n , n_1 ed n_2 :

$$(\delta \Delta R_{4b})^2 = A_1^2 n_1 + A_2^2 n_2 + (A_1 - A_2)n. \quad (4.16)$$

In questo modo si considera fisso il numero totale di eventi nei dati, perché non si è interessati all'errore statistico complessivo; i valori di n , n_1 ed n_2 vengono considerati indipendenti.

Si osserva dalle figure 4.5 e 4.6 una buona stabilità del risultato in funzione di tutte le variabili di selezione. In particolare i valori ottenuti sono compatibili con quello centrale (4.13) e rientrano nei limiti dell'errore sistematico sulla misura, indicato dall'area in grigio.

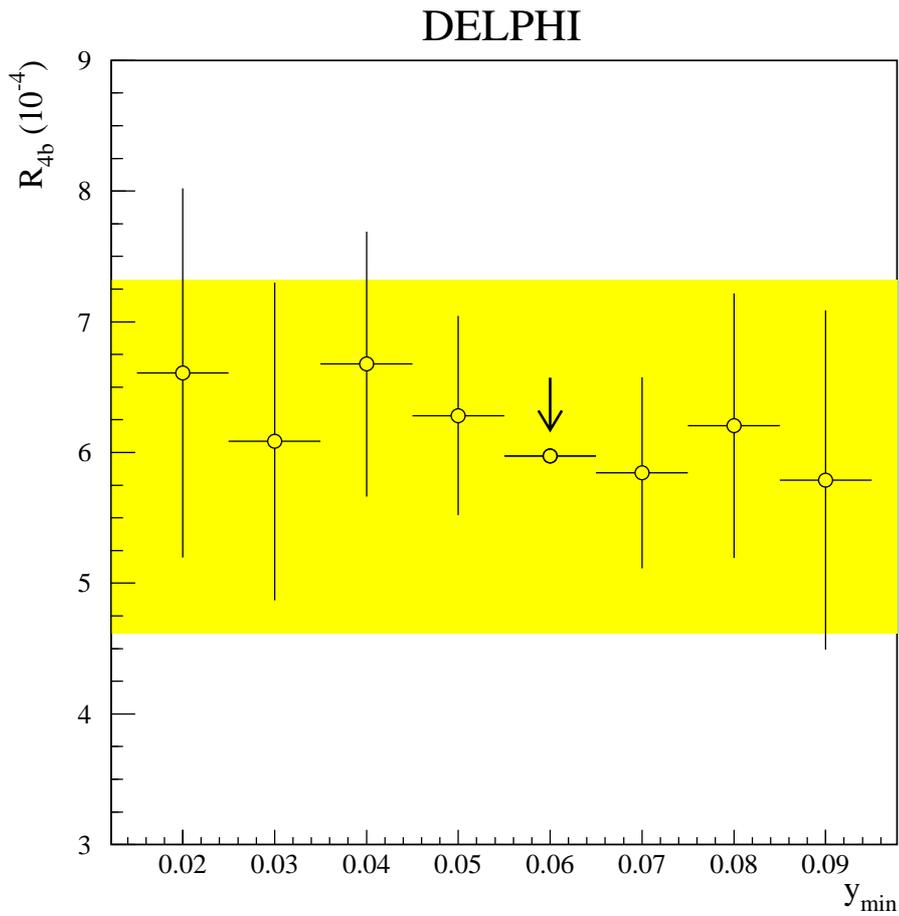


Figura 4.5: *Stabilità del risultato in funzione del taglio in y_{min} . Le barre verticali rappresentano l'errore non correlato riferito al valore 0.06. Le barre orizzontali rappresentano invece la dimensione dei bin.*

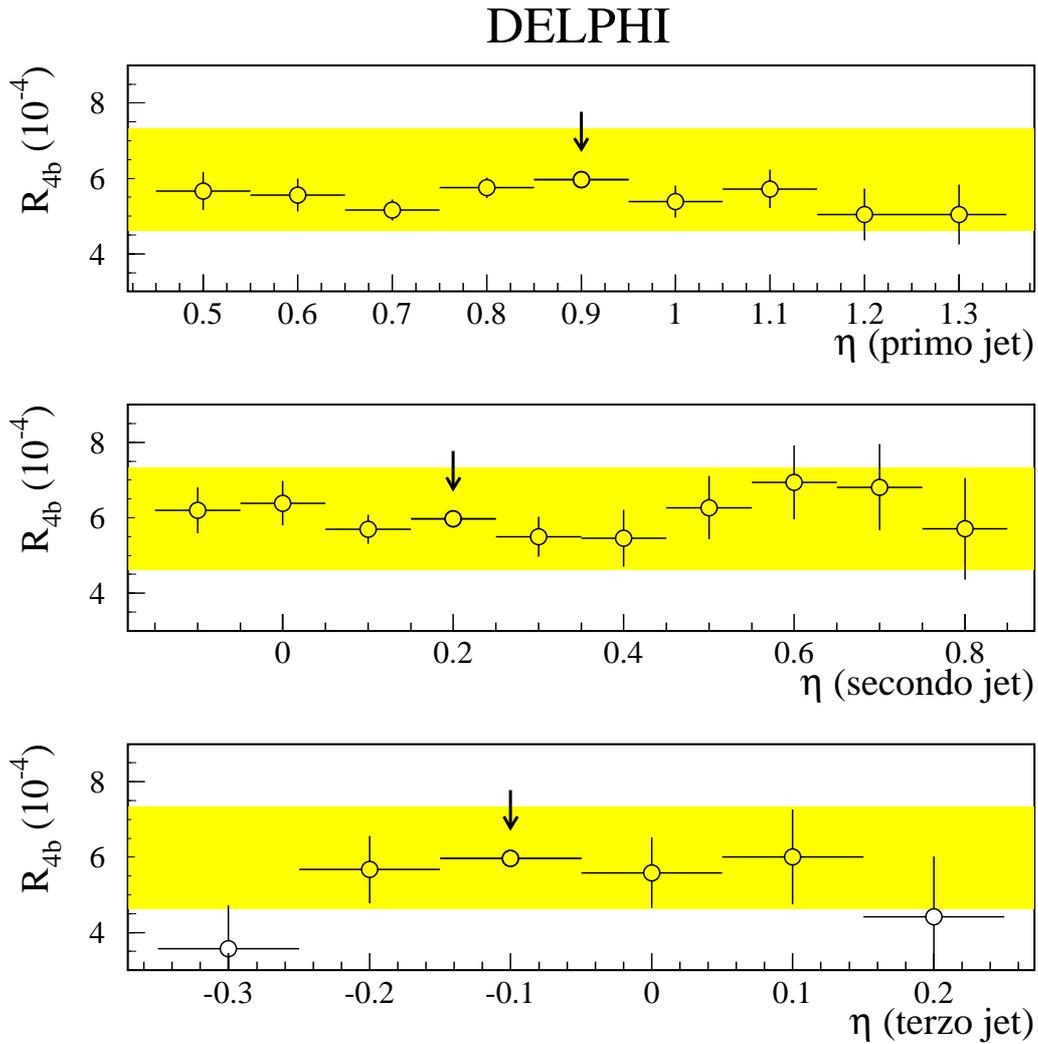


Figura 4.6: *Stabilità del risultato in funzione delle variabili di b-tagging per i tre jets ordinati. Le barre verticali rappresentano l'errore non correlato riferito ai valori di taglio 0.9, 0.2 e -0.1 rispettivamente. Le barre orizzontali rappresentano invece la dimensione dei bin.*

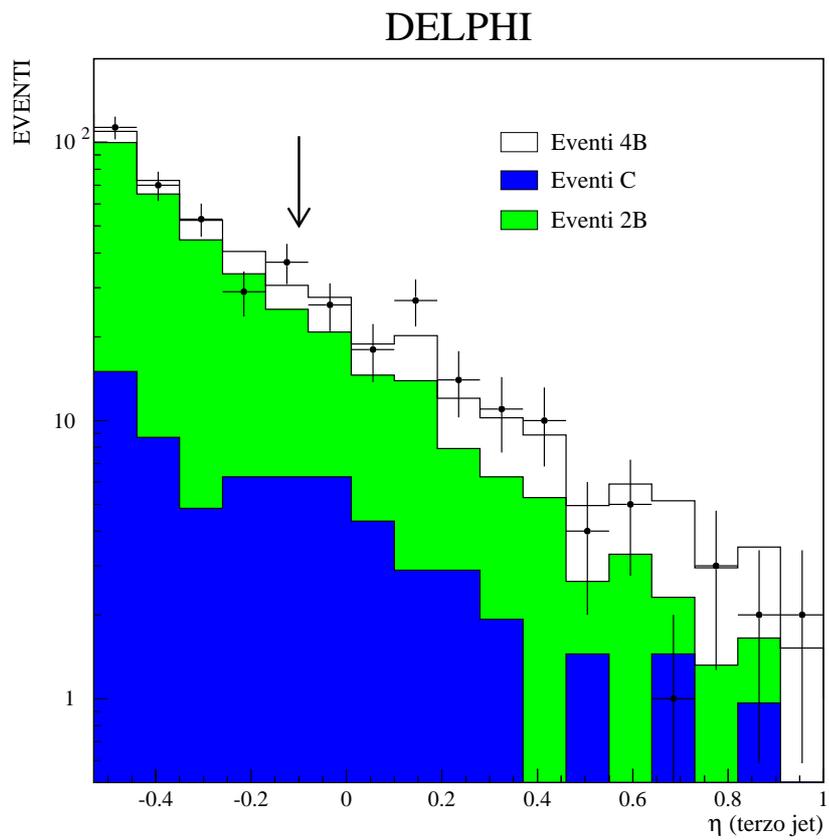


Figura 4.7: *Distribuzione della variabile η del terzo jet per i dati (punti) e per la simulazione (istogramma) dopo i tagli sulle altre variabili. Sono riportati in grigio i contributi delle varie classi di eventi nella simulazione.*

Capitolo 5

Estrazione di g_{bb}

In questo capitolo viene illustrato il procedimento utilizzato per ricavare il valore di g_{bb} dalla misura di R_{4b} precedentemente effettuata. Viene in particolare discusso il calcolo del parametro R_{th} e le problematiche ad esso legate.

5.1 Relazione tra R_{4b} e g_{bb}

La probabilità di *gluon splitting* in coppie $b\bar{b}$ è definita come la frazione dei decadimenti adronici del bosone Z in cui si ha produzione secondaria di una coppia $b\bar{b}$:

$$g_{bb} = \frac{\text{BR}(Z \rightarrow q\bar{q}g, g \rightarrow b\bar{b})}{\text{BR}(Z \rightarrow \text{adroni})} \quad (5.1)$$

dove il numeratore include gli eventi con produzione primaria di tutti i sapori ($q=u,d,s,c,b$). Questa relazione può essere riscritta in base alla frazione di eventi $Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}$:

$$g_{bb} = \frac{\text{BR}(Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b})}{\text{BR}(Z \rightarrow \text{adroni})} \times \frac{\text{BR}(Z \rightarrow q\bar{q}g, g \rightarrow b\bar{b})}{\text{BR}(Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b})} = R_{4b} \times R_{th}. \quad (5.2)$$

La misura di R_{4b} , descritta nel capitolo precedente, permette quindi di ricavare g_{bb} una volta noto il termine R_{th} . In prima approssimazione, esso si può scrivere come $R_{th} \approx 1/R_b \approx 4.6$. Come già sottolineato nella sezione 1.4.1, tale stima

è tuttavia inadeguata perché presuppone che la frazione di eventi con *gluon splitting* in quark b sia indipendente dal sapore dei quark primari. Nel caso di eventi $b\bar{b}b\bar{b}$ compaiono però dei termini di interferenza fra produzione primaria e secondaria, che sono invece trascurabili nel caso di eventi $q\bar{q}b\bar{b}$ ($q=u,d,s,c$) [9]. Inoltre la dinamica degli eventi $b\bar{b}b\bar{b}$ è differente da quella degli eventi $q\bar{q}b\bar{b}$ a causa della maggiore massa del quark b. Il parametro R_{th} deve quindi essere calcolato tenendo conto di questi effetti.

È interessante osservare che, nell'espressione (5.2), R_{th} presenta una piccola dipendenza dai parametri teorici α_s e m_b poiché tale dipendenza è soppressa nel rapporto fra i rapporti di decadimento.

5.2 Calcolo di R_{th}

Il parametro R_{th} è stato determinato utilizzando il programma WPHACT (cfr. § 3.2.3), che permette il calcolo di processi con quattro fermioni nello stato finale tenendo conto della massa del quark b. La versione di WPHACT utilizzata è stata appositamente adattata in modo da premettere il calcolo separato dei diagrammi contenenti *gluon splitting*. Tale calcolo viene svolto all'ordine perturbativo $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ in modo completo, includendo quindi i termini di interferenza fra la produzione primaria e quella secondaria. Sono state in questo modo calcolate le sezioni d'urto

$$\begin{aligned}\sigma_{ub} &= \sigma(Z \rightarrow u\bar{u}g, g \rightarrow b\bar{b}) = \sigma(Z \rightarrow c\bar{c}g, g \rightarrow b\bar{b}) \\ \sigma_{db} &= \sigma(Z \rightarrow d\bar{d}g, g \rightarrow b\bar{b}) = \sigma(Z \rightarrow s\bar{s}g, g \rightarrow b\bar{b}) \\ \sigma_{bb} &= \sigma(Z \rightarrow b\bar{b}b\bar{b})\end{aligned}\tag{5.3}$$

grazie alle quali si può esprimere R_{th} come

$$R_{th} = \frac{\sigma_{bb} + 2(\sigma_{ub} + \sigma_{db})}{\sigma_{bb}}.\tag{5.4}$$

Per il calcolo delle (5.3) è necessario specificare la minima fra le masse invarianti di tutte le coppie di quark sui quali l'integrazione è effettuata. I valori di *cutoff* nella simulazione sono:

- $2.25 \text{ GeV}/c^2$ per quark leggeri. Questo valore è impostato nel *tuning* adottato da DELPHI per il parametro Q_0 di JETSET;
- il doppio della massa m_b del quark b per il sistema $b\bar{b}$. Il valore di m_b è fissato a $4.7 \text{ GeV}/c^2$ nel generatore JETSET PS.

I calcoli con WPHACT sono stati perciò svolti utilizzando per i limiti sulla massa invariante delle coppie di quark i valori $2.25 \text{ GeV}/c^2$, $5.82 \text{ GeV}/c^2$, $9.4 \text{ GeV}/c^2$ per coppie $q\bar{q}$, qb e $b\bar{b}$ rispettivamente. È stato inoltre utilizzato il valore *running* di α_S . In figura 5.1 è riportato l'andamento di σ_{ub} , σ_{db} e σ_{bb} per valori di m_b compresi fra 3 e $4.7 \text{ GeV}/c^2$, ed il corrispondente valore di R_{th} .

Per $m_b = 4.7 \text{ GeV}/c^2$ si ottiene

$$R_{th} = 5.457 \pm 0.008 \quad (5.5)$$

in cui l'errore tiene conto solamente dell'accuratezza numerica del calcolo.

5.3 Risultato

Inserendo il valore (5.5) nella (5.2) si ottiene

$$g_{bb} = (3.3 \pm 1.0(stat.) \pm 0.7(syst.)) \times 10^{-3}. \quad (5.6)$$

L'effetto della scelta del valore di m_b è stato studiato ripetendo il calcolo di R_{th} con $m_b = 3 \text{ GeV}/c^2$ e con gli stessi limiti sulle masse invariante delle coppie di quark. Il risultato è $R_{th} = 5.660 \pm 0.010$, da cui si ottiene $g_{bb} = (3.4 \pm 1.1(stat.) \pm 0.8(syst.)) \times 10^{-3}$.

La dipendenza di R_{th} dal parametro Q_0 è stata inoltre verificata estendendo l'integrazione fino a $Q = 1 \text{ GeV}/c^2$ per quark c e quark leggeri. Le corrispondenti variazioni relative di R_{th} sono risultate minori dell'1%. Per quanto riguarda la misura di R_{4b} , una differente scelta del parametro di *cutoff* Q_0 nella simulazione potrebbe influenzare la descrizione degli gli eventi di fondo; tuttavia ciò porterebbe a differenze fra dati e simulazione per quanto riguarda le *event shapes* e le distribuzioni inclusive delle particelle cariche [30]. Riportiamo infine in

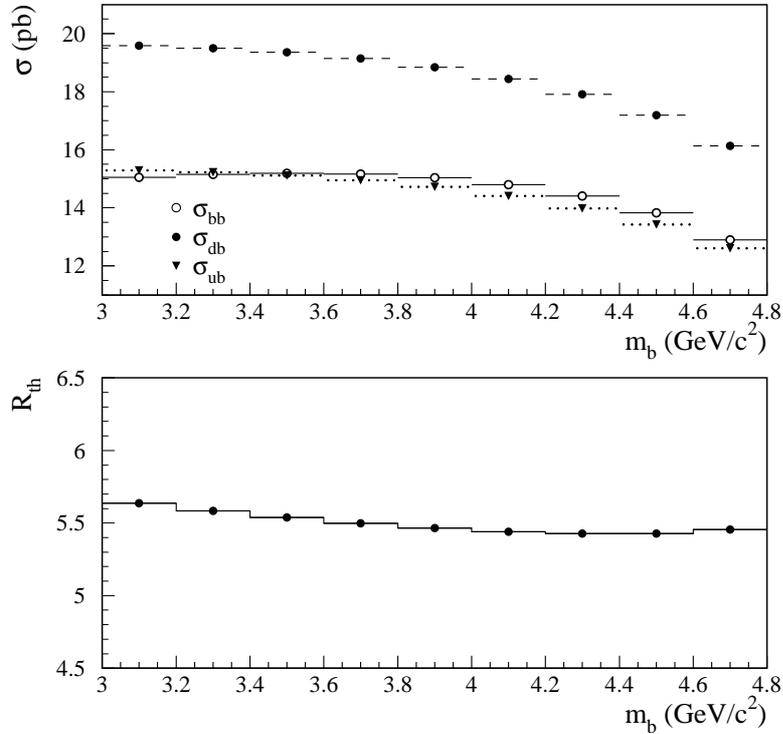


Figura 5.1: (a) Valore di σ_{ub} , σ_{db} e σ_{bb} in funzione del valore di m_b utilizzato nel calcolo. (b) Valore di R_{th} corrispondente. Si noti come la dipendenza da m_b è soppressa nel rapporto fra le sezioni d'urto (5.4).

figura 5.2 l'andamento dell'efficienza di segnale in funzione della minima massa invariante delle coppie di quark b dell'evento. Si può vedere come l'analisi sia completamente sensibile fino al valore di *cutoff* presente nella simulazione. Si osservi inoltre che in prossimità della soglia l'efficienza tende ad un valore costante; ci si aspetta quindi una piccola dipendenza dal valore di *cutoff* presente nella simulazione.

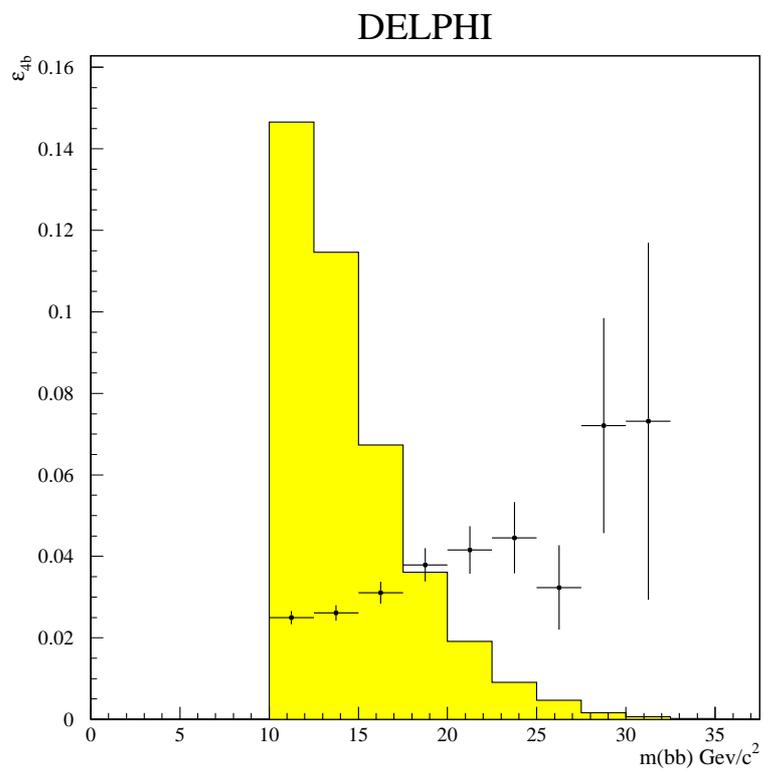


Figura 5.2: *Efficienza di segnale ϵ_{4b} in funzione della minima massa invariante fra coppie di quark b . L'istogramma rappresenta, in unità arbitrarie, lo spettro generato dal programma JETSET PS.*

Capitolo 6

Conclusioni

Scopo di questa analisi è stata la determinazione della frazione di eventi con quattro quark b nello stato finale nel decadimento adronico del bosone Z. Tale misura, effettuata per la prima volta a LEP, è stata svolta utilizzando un campione di 2×10^6 eventi adronici raccolti dal rivelatore DELPHI negli anni 1994 e 1995.

Il metodo di selezione degli eventi di segnale è basato sulla ricostruzione di eventi a tre *jets*, ad ognuno dei quali è applicata la selezione di *b-tagging*. Gli eventi a due *jets* vengono scartati con un taglio sulla variabile y_{min} . L'utilizzo di tale metodo è reso possibile dalla disponibilità di efficienti algoritmi di identificazione dei *jets* b e dalle caratteristiche del nuovo rivelatore di vertice installato a DELPHI nel 1994.

Il risultato ottenuto è

$$R_{4b} = (6.0 \pm 1.9(stat.) \pm 1.3(syst.)) \times 10^{-4} \quad (6.1)$$

in cui il primo errore citato è quello statistico mentre il secondo tiene conto degli effetti sistematici.

Questa misura permette di ricavare il valore della probabilità di *gluon splitting* in quark b per mezzo di un parametro, R_{th} , che è stato calcolato utilizzando il programma WPHACT. La determinazione della probabilità di *gluon splitting* riveste particolare importanza per la stima dell'errore sistematico sulla misura di R_b , una quantità di notevole interesse nell'ambito del Modello Standard

Elettrodebole.

Il risultato ottenuto è

$$g_{bb} = (3.3 \pm 1.0(stat.) \pm 0.7(syst.)) \times 10^{-3}. \quad (6.2)$$

Questo valore è in accordo con le precedenti misure di DELPHI e ALEPH [12], le quali utilizzano entrambe un metodo basato sulla selezione diretta di eventi $Z \rightarrow q\bar{q}g, g \rightarrow b\bar{b}$ ($q=u,d,s,c,b$). In questo caso, l'analisi è svolta ricostruendo quattro *jets* ed applicando la selezione di *b-tagging* ai due *jets* che più verosimilmente provengono dal processo di *gluon splitting*. Sono inoltre necessari tagli addizionali per eliminare il fondo di eventi $Z \rightarrow b\bar{b}g, g \rightarrow q\bar{q}$ ($q=u,d,s,c$). Questo approccio è perciò basato sulla separazione fra produzione primaria e secondaria, facendo affidamento sulla descrizione del modello di simulazione degli eventi.

L'approccio utilizzato in questa analisi, basato sulla selezione di eventi con quattro *b* nello stato finale, gode di una minore statistica disponibile, ma è meno influenzato dalla descrizione del modello utilizzato per la simulazione. Inoltre l'utilizzo di eventi a tre *jets* consente alla misura di estendersi su tutto lo spazio delle fasi.

Ringraziamenti

Desidero innanzi tutto ringraziare Chiara Mariotti ed Ernesto Migliore, che con disponibilità, competenza e pazienza mi hanno guidato durante lo svolgimento di questo lavoro. Il loro aiuto è stato per me prezioso ed estremamente istruttivo.

Ringrazio inoltre tutte le persone che mi hanno seguito ed aiutato, primo fra tutti Tiziano Camporesi, che durante il mio soggiorno al CERN mi ha dato il massimo aiuto, fiducia e supporto possibili. Grazie anche a Klaus Hamacher per il suo aiuto e per l'ospitalità presso l'Università di Wuppertal.

I miei ringraziamenti vanno ancora a tutto il gruppo DELPHI-BABAR Torino, ed in particolare a Marco Bigi e Roberto Chierici, che con i loro consigli, il loro aiuto e la loro amicizia hanno reso più semplice e più piacevole lo svolgimento di questo lavoro.

Un particolare ringraziamento va infine ad Alessandro Ballestrero, per le interessanti ed istruttive discussioni sugli aspetti teorici della misura e per aver fornito una versione di `WPHACT` appositamente adattata alle necessità di questa analisi.

Bibliografia

- [1] N. Amapane, C. Mariotti ed E. Migliore, DELPHI 98-77 CONF 145.
- [2] M. Guidry, *Gauge Field Theories: an Introduction with Applications*, Wiley Publications, 1991.
- [3] C. Caso *et al.*, Particle Data Group, Eur. Phys. J. **C3** (1998).
- [4] The LEP collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, the LEP Electroweak Working Group, and the SLD Heavy Flavour Group, *A combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, CERN-EP/99-15.
- [5] CDF Collaboration, W. Yao, *t mass at CDF*, presentato a ICHEP'98, Vancouver, B.C., Canada, 23-29 Luglio, 1998;
DØ Collaboration, B. Abbott. *et al.*, Phys. Rev. **D58** (1998) 052001.
- [6] D. Bardin *et al.*, CERN-TH 6443/92.
- [7] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, CERN-EP/98-180 (1998).
- [8] ALEPH Collaboration, R. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B401** (1997) 150;
ALEPH Collaboration., D. Barate *et al.*, Phys. Lett. **B401** (1997) 163;
L3 Collaboration, O. Adriani *et al.*, Phys. Lett. **B307** (1993) 237;
OPAL Collaboration, K. Ackerstaff *et al.*, Z. Phys. **C74** (1997) 1;
SLD Collaboration, SLAC-PUB-7481 (to be submitted to Phys. Rev. Lett.).

-
- [9] D. J. Miller e M. H. Seymour, *Secondary Heavy Quark Pair Production in e^+e^- Annihilation*, RAL-TR-98-042 (1998);
M. H. Seymour, Nucl. Phys. **B436** (1995) 163.
- [10] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367;
T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
- [11] E. Accomando e A. Ballestrero, Comp. Phys. Comm. **99** (1997) 270.
- [12] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B405** (1997) 202;
ALEPH Collaboration, EPS-HEP97, Jerusalem 1997.
- [13] The LEP Heavy Flavour Working Group, LEPHF 98-01.
- [14] L. Arnaudon *et al.*, CERN-SL/94-71.
- [15] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Eur. Phys. J. **C6** (1999) 2, 187-223.
- [16] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A378** (1996) 57.
- [17] N. Bingeors *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A328** (1993) 447.
- [18] V. Chabaud *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A368** (1996) 314.
- [19] P. Chochula *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A412** (1998) 304.
- [20] G. Altarelli, R. Kleiss e C. Verzegnassi (a cura di), *Z Physics at LEP 1*, CERN 89-08, Vol. 3 (1989).
- [21] DELPHI collaboration, *DELSIM Reference Manual*, DELPHI 89-68 PROG 143.
- [22] G. Marchesini *et al.*, Comp. Phys Comm. **67** (1992) 465.
- [23] JADE Collaboration, W. Bartel *et al.*, Z. Phys. **C33** (1986) 23.

-
- [24] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Comm.* **28** (1983) 227;
T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 Physics and Manual*, LU TP 95-20.
- [25] S. Catani *et al.*, *Phys. Lett.* **B269** (1991) 432.
- [26] G. Borisov, *Combined b-tagging*, DELPHI 97-94 PHYS 716.
- [27] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, *Phys. Lett.* **B313** (1993) 535.
- [28] G. Borisov e C. Mariotti, *Nucl. Inst. Meth.* **A372** (1996) 181;
G. Borisov e C. Mariotti, *Tuning of the Track Impact Parameter Resolution of the Upgraded DELPHI Detector*, DELPHI 97-95 PHYS 717.
- [29] OPAL Collab., R. Akers *et al.*, *Phys. Lett.* **B353** (1995) 59;
OPAL Collab., R. Akers *et al.*, *Z. Phys.* **C67** (1995) 27.
- [30] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, *Z. Phys.* **C73** (1996) 11.

Elenco delle figure

1.1	Diagrammi di Feynman per il processo $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ all'ordine inferiore.	11
1.2	Diagrammi di Feynman che contribuiscono alla correzione al vertice $Z \rightarrow b\bar{b}$	16
1.3	Predizioni del modello Standard, ricavate dal programma ZFITTER, per l'andamento di (a) R_b^0 ed R_d^0 e (b) R_c^0 in funzione di m_t	17
1.4	Valore di R_b^0 ed R_c^0 misurato a LEP	19
1.5	Contributo all'ordine inferiore alla produzione secondaria di quark b.	21
1.6	Diagramma di Feynman all'ordine inferiore per il processo $b\bar{b}b\bar{b}$	24
2.1	Collocazione geografica del CERN e di LEP.	28
2.2	Schema dell'acceleratore LEP.	30
2.3	Catena di iniezione di LEP.	31
2.4	Spaccato del rivelatore DELPHI.	37
2.5	Sistemi di coordinate utilizzati	38
2.6	Struttura del rivelatore di vertice in DELPHI.	40
2.7	La Camera a Proiezione Temporale del rivelatore DELPHI.	42
2.8	Schema del <i>Barrel</i> RICH.	46
2.9	Una camera di lettura del calorimetro elettromagnetico di DELPHI	48
2.10	Struttura dello STIC di DELPHI e sua collocazione rispetto al tubo del fascio.	51
2.11	Struttura del calorimetro adronico di DELPHI.	52

3.1	Illustrazione schematica di un evento di annichilazione e^+e^- . . .	58
3.2	Diagrammi di Feynman per la produzione di eventi a tre o quattro <i>jets</i>	60
3.3	Illustrazione schematica dell'evoluzione di un evento e^+e^- secondo il modello del <i>parton shower</i>	61
3.4	Distribuzione delle variabili di discriminazione utilizzate dall'algoritmo di <i>b-tagging</i>	71
3.5	Curva di efficienza-purezza per le variabili utilizzate per il <i>b-tagging</i>	73
3.6	Errore sulla risoluzione del parametro di impatto in funzione di $p^2 \sin^3 \theta$ per tracce misurate in tutti i tre strati del rivelatore di vertice	75
3.7	(a) Distribuzione della significanza $S_{R\Phi}$ per tracce con parametro di impatto negativo per i dati e per la simulazione prima della calibrazione. (b) Rapporto fra le distribuzioni precedenti	78
3.8	(a) Distribuzione della significanza $S_{R\Phi}$ per tracce con parametro di impatto negativo per i dati e per la simulazione dopo la calibrazione. (b) Rapporto fra le distribuzioni precedenti	79
4.1	Distribuzione della variabile y_{min} per i dati e per la simulazione	87
4.2	Distribuzione delle variabili di <i>b-tagging</i> per i tre <i>jets</i> ordinati in η per i dati e per la simulazione	89
4.3	Rapporto fra le efficienze di selezione misurate nei dati e quelle osservate nella simulazione in funzione dell'efficienza stessa.	91
4.4	(a) Distribuzione del rapporto fra la frazione di eventi a tre <i>jets</i> a livello adronico e quella a livello partonico per eventi generati con HERWIG e JETSET. (b). Rapporto fra le distribuzioni precedenti	95
4.5	Stabilità del risultato in funzione del taglio in y_{min}	98
4.6	Stabilità del risultato in funzione delle variabili di <i>b-tagging</i> per i tre <i>jets</i>	99
4.7	Distribuzione della variabile η del terzo jet per i dati e per la simulazione dopo i tagli sulle altre variabili	100

5.1	(a) Valore di σ_{ub} , σ_{db} e σ_{bb} in funzione del valore di m_b utilizzato nel calcolo. (b) Valore di R_{th} corrispondente	104
5.2	Efficienza di segnale ϵ_{4b} in funzione della minima massa invariante fra coppie di quark b	105

Elenco delle tabelle

1.1	Classificazione e caratteristiche delle tre famiglie di fermioni fondamentali.	4
1.2	Interazioni fondamentali rilevanti in fisica delle particelle.	4
1.3	Valori delle costanti di accoppiamento assiale e vettoriale.	7
1.4	Misure elettrodeboli di <i>line shape</i> ed asimmetria leptonica del bosone Z ottenuti assumendo l'universalità degli accoppiamenti leptonici	13
1.5	Misure elettrodeboli con quark pesanti	18
1.6	Misure della probabilità di <i>gluon splitting</i> in quark b.	23
4.1	Categorie nelle quali sono suddivisi gli eventi e loro abbondanza iniziale	85
4.2	Efficienze e composizione del campione simulato per le differenti classi di eventi	92
4.3	Contributi all'errore sistematico nella misura di R_{4b}	96