

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

FACOLTÀ DI SCIENZE MM. FF. NN.

DIPARTIMENTO DI FISICA

TESI DI DOTTORATO DI RICERCA

MISURA DELL'ELEMENTO V_{CB}
DELLA MATRICE
CABIBBO-KOBAYASHI-MASKAWA

dr. Andrei Nomerotski

Tutore prof. Gianni Zumerle

Correlatori dr. Mirco Mazzucato e dr. Franco Simonetto

ANNO ACCADEMICO 1994-95

Indice

1	Introduzione	1
2	Cenni teorici	3
2.1	Il Modello Standard	3
2.2	Produzione e Frammentazione del quark b a LEP	4
2.3	La Matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa e Modello spettatore dei decadimenti dei quark	7
2.4	Teoria Effettiva dei Quark Pesanti	12
2.5	Decadimenti semileptonici del B in HQET. Fattori di forma dei decadimenti.	14
2.6	Determinazione di $ V_{cb} $ da $B \rightarrow D^* l \nu$ e $B \rightarrow D l \nu$	16
3	Il metodo sperimentale	19
3.1	Precisione teorica della misura	20
3.1.1	Il confronto con la precisione dalla misura inclusiva di larghezza semileptonica.	21
3.2	Confronto delle situazioni sperimentali a LEP e all'energia di $\Upsilon(4S)$ per il processo $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$	22
4	Il rivelatore DELPHI	23
4.1	Il tracciamento di DELPHI	25
4.2	La ricostruzione delle particelle neutre e l'identificazione dei leptoni	26
5	Il rivelatore di Microvertice di DELPHI	30
5.1	I rivelatori a microstrip	32
5.1.1	Capacità di accoppiamento e delle resistenze in polisilicio	33
5.2	I rivelatori a doppia faccia	33
5.2.1	Separazione ohmica delle strip n^+	34
5.2.2	Rivelatori con doppio strato di metallo sul lato n	35
5.2.3	Il multiplexing	37
5.3	Il rumore dei rivelatori	38
5.4	Lo schema generale del Microvertice	39
5.5	Disegno "flipped" di moduli a doppia faccia	42
5.6	L'elettronica di lettura	43
5.7	Il sistema dell'acquisizione dei dati.	43
5.8	Misure con i rivelatori per lo strato Outer	46
5.8.1	I test dell'accettanza dei rivelatori	46
5.8.2	La stazione di test dei moduli	47
5.8.3	Misure del piedistallo e del rumore	49
5.8.4	I "pinhole"	51
5.8.5	Calibrazioni con Am^{241}	56
5.8.6	Calibrazioni con lo Sr^{90}	58

5.8.7	Test con laser	58
5.9	Algoritmi di ricostruzione delle coordinate	61
5.9.1	Il recupero degli "split" cluster	64
5.10	L'associazione alle tracce	67
5.11	L'allineamento	69
5.12	Le prestazioni del Microvertice	69
5.12.1	Funzionamento del nuovo rivelatore di microvertice	69
5.12.2	Risoluzione intrinseca del rivelatori a microstrip	70
5.12.3	Risoluzione del parametro di impatto	73
5.13	Algoritmi di ricostruzione dei vertici	77
5.14	Risoluzione dei vertici secondari	80
6	Analisi dei dati	83
6.1	Descrizione dei dati raccolti e Simulazione	83
6.2	Analisi esclusiva	85
6.2.1	Selezione degli eventi con $D^{*-}l^{+}$	85
6.2.2	Ricostruzione di q^2	89
6.3	Analisi inclusiva	91
6.3.1	Selezione degli eventi con $D^{*-}l^{+}$	92
6.3.2	La cinematica degli eventi e la ricostruzione del q^2	94
6.4	Misura del contributo del fondo principale da $D_J^{(*)}$	98
6.5	Altre sorgenti di fondo	103
6.6	Determinazione di V_{cb} e dei tassi di decadimento	104
6.6.1	Analisi esclusiva	106
6.6.2	Analisi inclusiva	106
6.7	Discussione degli errori sistematici	108
6.7.1	Analisi esclusiva	110
6.7.2	Analisi inclusiva	111
6.8	Risultati finali e confronto con gli altri esperimenti	111
7	Conclusioni	115

1 Introduzione

La natura è abbastanza complicata. Altrettanto complicati sono anche i mezzi per conoscere la natura. In figura 1 è rappresentato un evento di decadimento del quark b , argomento principale di questa ricerca, registrato nell'apparato DELPHI al Centro Europeo della Ricerca Nucleare nell'anno 1994. Il quark b è stato identificato grazie alla sua lunga distanza di volo misurata precisamente nel rivelatore di microvertice e appare nella figura come un vertice secondario separato dal vertice principale in entrambe le proiezioni. La tecnica avanzata di questo rivelatore insieme con gli altri rivelatori di DELPHI ha consentito la misura dell'elemento V_{cb} della matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa in decadimenti semileptonici del mesone B^0 con una buona precisione. In questa tesi l'autore ha tentato di legare insieme gli argomenti della misura fisica propria e della tecnica necessaria per effettuare questa misura.

La struttura della tesi è la seguente : dopo i cenni dedicati alla base teorica della ricerca e la spiegazione del metodo sperimentale della misura, sarà discusso l'apparato DELPHI con un'attenzione particolare al rivelatore di microvertice, indispensabile per questa misura. La sezione finale descrive l'analisi dei dati e l'estrazione del valore di V_{cb} in decadimenti semileptonici del mesone B^0 .

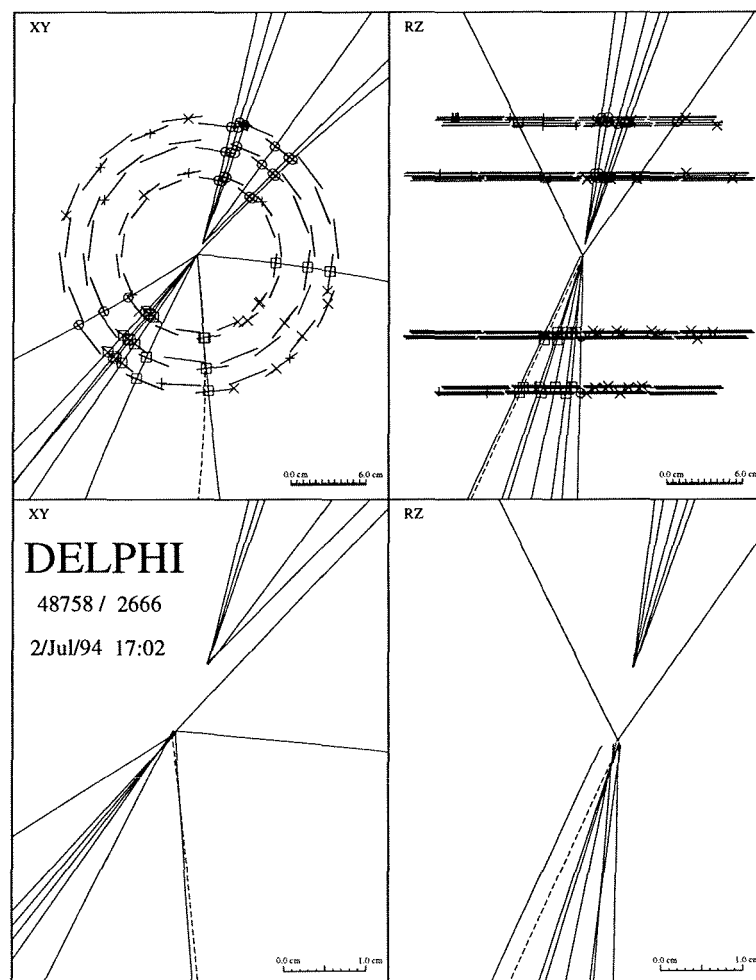


Figura 1: Le proiezioni XY e RZ dell'evento di decadimento adronico della Z^0 osservato nel rivelatore di microvertice di DELPHI. Con probabilità molto alta l'evento rappresentato è un decadimento in una coppia dei quark $b\bar{b}$. Pallini e quadratini indicano i punti d'impatto nei rivelatori a silicio associati alle tracce di particelle, le croci corrispondono ai punti d'impatto non-associati. Per punti d'impatto non-associati sono rappresentate tutte le soluzioni ambigue. La proiezione in RZ è ottenuta prendendo la distanza radiale dal vertice principale e segnando R secondo l'emisfera cui la traccia appartiene. Le tracce rappresentate con una linea tratteggiata hanno solo un punto d'impatto associato.

2 Cenni teorici

2.1 Il Modello Standard

La fisica delle particelle elementari si occupa dello studio dei costituenti di base della materia e delle interazioni fra questi costituenti. Al giorno d'oggi si crede che tutta la materia sia costituita dai quark e dai leptoni rappresentati qui sotto :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

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

e dalle loro antiparticelle.

Queste particelle vengono chiamate fermioni perchè hanno spin semi intero. I fermioni in ogni colonna costituiscono una generazione ed, in ogni generazione successiva, hanno massa maggiore di quella precedente. La materia ordinaria è composta da particelle della prima generazione, ma due generazioni successive sono ugualmente importanti.

Ci sono evidenze molto convincenti della esistenza dei quark [1]. Nello stesso modo in cui il modello atomico spiega la Tabella Periodica degli elementi, il modello di quark è in grado di spiegare e predire un grande numero di particelle subatomiche. Nonostante i quark abbiano una carica frazionaria (+2/3 o -1/3 e rispettivamente -2/3 o +1/3 per gli antiquark) si combinano in modo tale di produrre delle particelle stabili con carica intera. Queste particelle composite, chiamate adroni, sono costituite dalle combinazioni di quark-antiquark (mesoni) o dalle combinazioni di tre quark (barioni). In questa tesi ci occuperemo delle caratteristiche del quark 'bottom' (o b) avente carica $-\frac{1}{3}$. Il quark b è stato osservato per la prima volta nel 1977 quando è stata scoperta la famiglia delle risonanze Υ (gli stati $b\bar{b}$ legati) al Fermilab.

Le particelle interagiscono tramite forze. Ci sono quattro forze note di cui tre sono riportate nella tabella 2.1. Qui sono inoltre riprodotte le particelle di spin 1 che servono per mediarle. La gravità è l'unica forza non menzionata poichè il suo effetto è trascurabile per i problemi di questa ricerca.

Interazione	Particella	distanza (cm)
elettromagnetica	γ	∞
debole	W^+, W^-, Z^0	10^{-16}
forte	g	10^{-13}

Tabella 1:

Le particelle cariche interagiscono tramite la forza elettromagnetica, mediata da un fotone con massa zero. Le interazioni deboli vengono mediate dai bosoni vettoriali pesanti (W^+, W^-, Z^0). Questa forza ha effetto su tutte le particelle, ma per una distanza limitata. Le interazioni forti agiscono solo tra i quark. Sono mediate dai gluoni e agiscono a distanze più grandi di quelle dell'interazione debole.

Un problema importante nella fisica delle particelle è di ridurre il numero di forze fondamentali tramite un processo di unificazione, nell'ipotesi che la natura più profonda delle forze emerga da un principio universale.

Negli ultimi 25 anni è stato raggiunto un grande successo grazie all'unificazione delle forze deboli ed elettromagnetiche in una sola interazione elettrodebole. La struttura matematica di questa teoria è basata su una simmetria chiamata l'invarianza gauge locale. La teoria elettrodebole ha predetto l'esistenza dei bosoni W e Z , che sono stati scoperti al CERN nel 1983. I bosoni W sono le particelle che partecipano ai decadimenti dei quark.

Analogamente il principio della invarianza gauge locale è stato applicato alle forze tra quark nelle interazioni forti. Da questa applicazione è apparsa una teoria di gauge chiamata Cromodinamica Quantistica (QCD) basata sulle caratteristiche della quantità nota come 'colore'. Le forze di colore sono mediate da gluoni.

Quindi il Modello Standard della fisica delle particelle comprende la teoria elettrodebole e la teoria QCD. Questo Modello contiene un numero di parametri (minimo 19) che non sono fissati dal modello ma devono essere misurati sperimentalmente. La misura effettuata in questa ricerca determina uno dei parametri del Modello Standard.

2.2 Produzione e Frammentazione del quark b a LEP

La produzione dei quark nell'annichilazione e^+e^- procede tramite il diagramma rappresentato in figura 2.2. Alle energie del centro di massa di 91 GeV in cui funziona LEP si possono produrre tutti i quark ad eccezione del quark t che ha massa troppo elevata.

La sezione d'urto di produzione di quark b in funzione dell'energia nell'annichilazione e^+e^- è rappresentata in figura 2.2. A LEP con la luminosità di $10^{31} \frac{1}{cm^2 sec}$ si produce circa una coppia $b\bar{b}$ ogni 10 secondi.

Al picco della Z^0 i quark b vengono prodotti in circa il 22% dei casi di decadimento adronico della Z^0 .

Il processo di frammentazione descrive la trasformazione dei quark negli stati finali osservabili. Questo processo non può essere calcolato dai "principi primi" della QCD ed è descritto fin ad ora solo da modelli fenomenologici qualitativamente spiegati in figura 2.2.

Nel processo di frammentazione il quark primario Q produce un'adrone H utilizzando un antiquark $\bar{q}$ ottenuto tramite la produzione di una coppia di $q\bar{q}$. Il quark q che rimane può continuare il processo di frammentazione finché abbia l'energia sufficiente per produrre nuove coppie $q\bar{q}$.

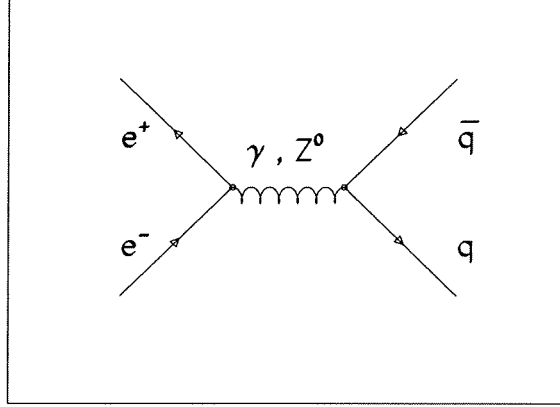


Figura 2: Produzione di una coppia di $q\bar{q}$ nell'annichilazione e^+e^- .

Gli schemi utilizzati nei programmi di simulazione attuali sono più articolati e tengono conto dell'interazione tra i quark durante il processo. Il modello a stringa [2] è basato sullo studio delle interazioni forti in regime non perturbativo, mentre il modello a sciame di partoni [3] spiega la formazione dei getti a partire dalla radiazione perturbativa di gluoni da parte dei quark.

La creazione di coppie di quark pesanti risulta soppressa nell'evoluzione dei getti e quindi lo studio dei decadimenti della Z^0 nei canali $b\bar{b}$ e $c\bar{c}$ consente di verificare sperimentalmente le previsioni dei vari modelli di frammentazione. Nel processo :

$$Q \rightarrow H(Q\bar{q}) + q \quad (1)$$

la frazione di energia del quark pesante Q , trasmessa all'adrone H , è maggiore rispetto al caso di frammentazione di quark leggeri.

Se definiamo z come il rapporto tra gli impulsi di H e Q , da considerazioni cinematiche segue [4] che la funzione di frammentazione del quark Q può essere espressa come (vedi figura 2.2) :

$$D_Q^H(z) = \frac{N}{z \cdot \left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}\right]^2} \quad (2)$$

dove N è una costante di normalizzazione tale che $\sum \int_0^1 D_Q^H(z) dz = 1$ e la sommatoria è estesa a tutti gli adroni con sapore Q , $\epsilon_Q = m_q^2/m_Q^2$. La funzione

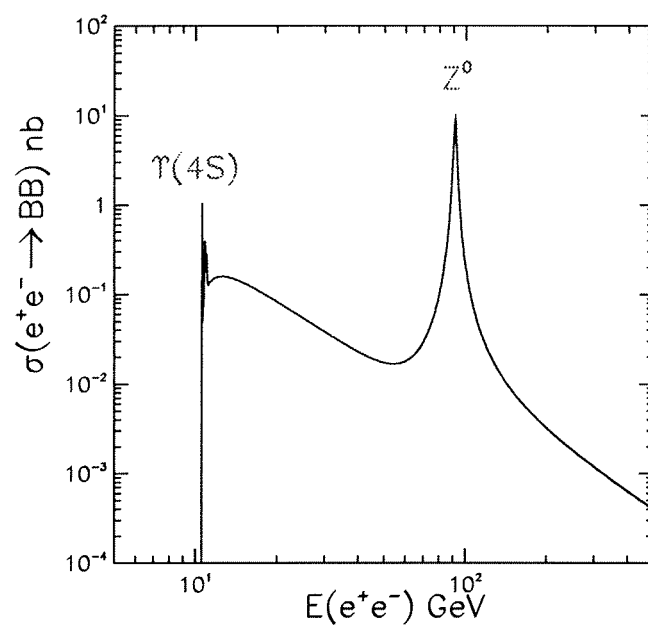


Figura 3: Sezione d'urto della produzione dei quark b nell'annichilazione e^+e^- in funzione dell'energia.

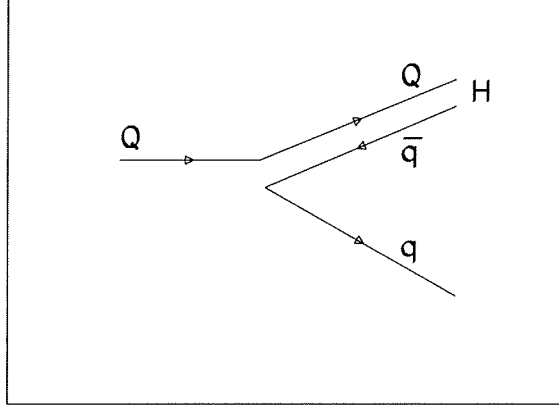


Figura 4: Frammentazione di un quark

$D_Q^H(z)$ non è altro che la densità della probabilità per l'adrone H di ottenere la frazione z dell'impulso del quark primario Q nel processo di frammentazione. Il massimo di $D_Q^H(z)$ si sposta verso $z \sim 1$ al crescere della massa del quark pesante.

Sperimentalmente si misura la frazione media dell'energia iniziale trasmessa all'adrone contenente il quark primario nel processo di frammentazione. Per la frazione media dell'energia, trasmessa ai mesoni D e B nel processo di frammentazione a LEP, si ha [5] :

$$\begin{aligned} \langle X_B \rangle &= 0.705 \pm 0.011 \\ \langle X_D \rangle &= 0.487 \pm 0.016 \end{aligned} \quad (3)$$

2.3 La Matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa e Modello spettatore dei decadimenti dei quark

Il modello più semplice per descrivere il decadimento di un adrone pesante viene chiamato il modello spettatore. In questo modello il quark b decade tramite la corrente debole carica emettendo il bosone W , come è mostrato in figura 2.3.

Il quark leggero ($\bar{u}$ in figura) agisce puramente come un spettatore nel processo di decadimento debole. Il quark pesante è considerato come una particella libera e quindi le sue proprietà determinano quelle dell'adrone.

Consideriamo il decadimento di un quark pesante. La corrente debole carica che descrive il processo di decadimento in figura 2.3 può essere rappresentata per quark e leptoni come :

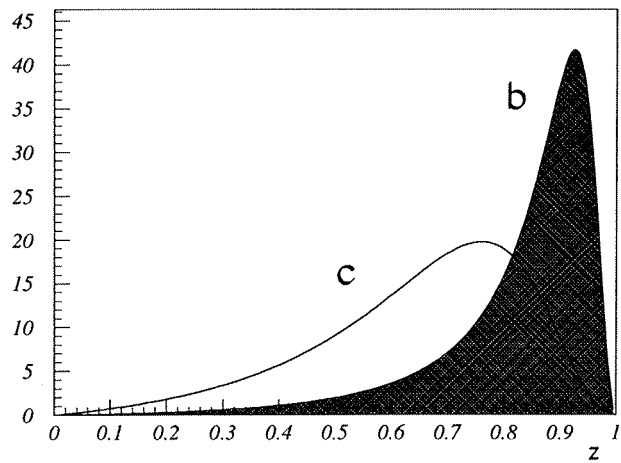


Figura 5: Funzione di frammentazione del quark Q .

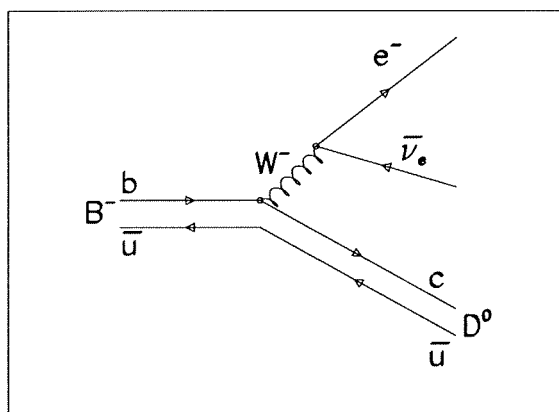


Figura 6: Schema del modello spettatore

$$J_-^\mu = \frac{g_2}{2\sqrt{2}}(\bar{u} \ \bar{c} \ \bar{t})\gamma_\mu(1 - \gamma_5) \begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} + \frac{g_2}{2\sqrt{2}}(\bar{\nu}_e \ \bar{\nu}_\mu \ \bar{\nu}_\tau)\gamma_\mu(1 - \gamma_5) \begin{bmatrix} e^- \\ \mu^- \\ \tau^- \end{bmatrix}, \quad (4)$$

dove i vettori in righe sono gli autostati corrispondenti alla carica dei quark $+\frac{2}{3}$ e ai neutrini. I vettori in colonne sono gli autostati corrispondenti alla carica $-\frac{1}{3}$ e ai leptoni carichi. La costante debole dell'accoppiamento g_2 è $2\sqrt{2}\sqrt{G_F}m_W$, dove G_F è la costante di Fermi e m_W è la massa del bosone W . Una espressione analoga può essere scritta per la corrente carica associata con W^+ .

Gli autostati deboli corrispondenti alla carica $-\frac{1}{3}$ non sono gli autostati di massa per questi quark, perchè c'è un mescolamento tra le generazioni ¹. Questo mescolamento può essere espresso nella forma della matrice :

$$\begin{bmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix} \quad (5)$$

di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) [6]. Gli elementi della matrice CKM sono complessi, quindi un totale di diciotto numeri occorre in principio a descrivere tutti gli elementi della matrice. Imponendo il vincolo di unitarietà e ridefinendo i campi dei quark per togliere le fasi prive di un contenuto fisico, il numero di parametri può essere diminuito da diciotto a quattro. Questi quattro parametri si possono scegliere come tre angoli ($\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$) e una fase (δ). Tra le possibili parametrizzazioni si è scelta la seguente [7] :

$$V = \begin{bmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{bmatrix} \quad (6)$$

dove $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ and $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$.

In assenza del mescolamento delle generazioni (i.e. V diagonale) i quark si accoppierebbero solo ai compagni di doppietto. La situazione risulterebbe nel quark b stabile in quanto esso sarebbe più leggero del suo compagno di doppietto quark t . Nello schema CKM il quark b può decadere in quark u e c con le ampiezze proporzionali ai valori V_{ub} e V_{cb} rispettivamente.

La larghezza totale del decadimento può essere scritta allora come una sommatoria di contributi dalle transizioni ($b \rightarrow u$) e ($b \rightarrow c$) :

$$\Gamma_{tot} = \Gamma(b \rightarrow u) + \Gamma(b \rightarrow c) \quad (7)$$

Poichè la larghezza è legata alla vita media dalla relazione $\Gamma_{tot} \cdot \tau_b = \hbar$, si può ottenere il valore di V_{cb} misurando τ_b a partire della predizione teorica di Γ_{tot} . Vediamo come il Modello Standard tratta la larghezza Γ_{tot} .

¹È puramente convenzionale avere i quark con la carica $-\frac{1}{3}$ mescolati lasciando i quark con la carica $+\frac{2}{3}$ non mescolati

Per ogni tipo di quark q questa larghezza di decadimento può essere separata in una parte semileptonica e una parte adronica :

$$\Gamma(b \rightarrow q) = \Gamma_{sl}(b \rightarrow q) + \Gamma_{adr}(b \rightarrow q) \quad (8)$$

Consideriamo prima $\Gamma_{sl}(b \rightarrow q)$. L'ampiezza per questo processo può essere rappresentata come :

$$M_{sl}(b \rightarrow q) = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{qb} \bar{q} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q \bar{l} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_l. \quad (9)$$

In analogia al processo di decadimento del muone dopo l'integrazione dello spazio delle fasi otteniamo :

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow q) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 f(\epsilon) \quad (10)$$

Il primo fattore nell'equazione (10) corrisponde al decadimento del muone con la massa del muone sostituita alla massa di b . Il secondo fattore è l'elemento della matrice CKM appropriato e l'ultimo è il termine dello spazio di fase trascurando la massa del leptone nel decadimento :

$$f(\epsilon) = 1 - 8\epsilon^2 + \epsilon^6 - \epsilon^8 - 24\epsilon^4 \ln \epsilon, \quad (11)$$

dove $\epsilon = \frac{m_q}{m_b}$.

Poichè i quark possono essere di tre colori diversi, trascurando gli effetti dello spazio delle fasi la larghezza adronica risulta :

$$\Gamma_{adr}(b \rightarrow q) = 3\Gamma_{sl}(b \rightarrow q)$$

Considerando tutte le possibili combinazioni di quark e leptoni dal decadimento di W e di nuovo trascurando gli effetti dello spazio delle fasi si ottiene il seguente rapporto tra i tassi di decadimento negli stati finali :

$$e\nu_e : \mu\nu_\mu : \tau\nu_\tau : \bar{u}d : \bar{c}s = 1 : 1 : 1 : 3 : 3 \quad (12)$$

Questo approccio semplificato al decadimento del quark b predice il rapporto $1/9$ ($\sim 11\%$) per ogni tipo di leptone.

Per migliorare il calcolo di $\Gamma(b \rightarrow q)$ consideriamo adesso la radiazione di gluoni. I due diagrammi che contribuiscono alla radiazione di gluoni al primo ordine sono rappresentate in figura 2.3.

È stato osservato [8] che queste correzioni si possono rapportare alle correzioni di QED per il decadimento del muone con la sostituzione :

$$\alpha \rightarrow \frac{4}{3}\alpha_s \quad (13)$$

La costante dell'accoppiamento forte α_s è definita come :

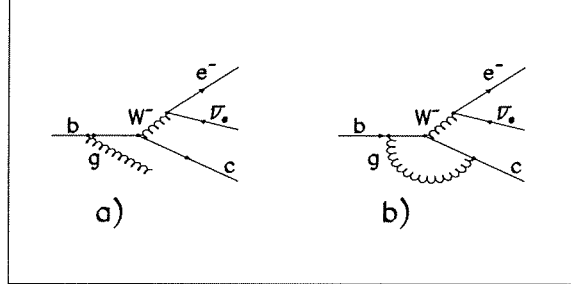


Figura 7: Correzioni radiative del primo ordine per il processo $b \rightarrow q$ con emissione del gluone reale a) e virtuale b).

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(m_b^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (14)$$

dove n_f è il numero di sapori di quark, m_b è la massa del b e Λ_{QCD} è la scala della rinormalizzazione della QCD. Per valori tipici ($n_f = 4, m_b = 4.8 \text{ GeV}/c^2$ e $\Lambda_{QCD} = 0.2 \text{ GeV}/c^2$) si ottiene il valore $\alpha_s = 0.24$. Utilizzando i risultati del [9] le correzioni radiative modificano l'equazione (10) :

$$\Gamma_{sl}(b \rightarrow q) = \frac{G_F^2 m_b^5}{192\pi^3} |V_{qb}|^2 f(\epsilon) \left(1 - \frac{2}{3\pi} \alpha_s h(\epsilon)\right) \quad (15)$$

dove $h(\epsilon)$ è un fattore cinematico. Con $m_b = 4.8 \text{ GeV}/c^2, m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$ e $m_u = 0.15 \text{ GeV}/c^2$ si ottengono i valori di $f(\epsilon) = 0.99$ e $h(\epsilon) = 3.5$ per transizioni ($b \rightarrow u$) e $f(\epsilon) = 0.52$ e $h(\epsilon) = 2.5$ per transizioni ($b \rightarrow c$). Utilizzando l'equazione (10) l'estimatore numerico della larghezza semileptonica diventa :

$$\Gamma(b \rightarrow X l \nu) \equiv \Gamma_{sl}(b \rightarrow q) = 2.5 \cdot 10^{-11} [1.90 |V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2] (\text{GeV}) \quad (16)$$

dove X rappresenta uno stato adronico arbitrario.

Dal punto di visto teorico è più semplice calcolare le larghezze parziali di decadimento semileptonico, perchè nei decadimenti adronici ci sono degli altri tipi di correzioni QCD quando il quark b e il quark dal decadimento del W si scambiano un gluone.

I valori $|V_{ub}|$ e $|V_{cb}|$ possono essere allora determinati confrontando il tasso parziale di decadimento semileptonico misurato con la vita media dell'adrone con b .

$$Br(b \rightarrow X l \nu) = \frac{\Gamma(b \rightarrow X l \nu)}{\Gamma_{tot}} = \frac{\tau_b \Gamma(b \rightarrow X l \nu)}{\hbar} \quad (17)$$

Si ottiene dunque nel modello spettatore corretto per effetti radiativi e effetti dello spazio delle fasi :

$$1.90 |V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 = 0.026 Br(b \rightarrow X l \nu) \left(\frac{4.8 GeV}{m_b} \right)^5 \frac{1.6 ps}{\tau_b} \quad (18)$$

Poichè precedenti esperimenti [27] mostrano che $|V_{ub}| \ll |V_{cb}|$ la misura del tempo di vita media del b dà un vincolo forte sul valore di $|V_{cb}|$ indipendentemente dal valore di $|V_{ub}|$.

Il modello semplice di spettatore è complicato dalle interazioni del quark b e dei quark prodotti in stato finale con il quark spettatore $\bar{q}$. Tali effetti non sono calcolabili analiticamente per via perturbativa. Si ricorre quindi a modelli ispirati dalla QCD con semplificazioni di diverso tipo o ai calcoli diretti delle equazioni di QCD tramite computer.

Un altro approccio per misurare $|V_{cb}|$ è di considerare un decadimento esclusivo del mesone B (uno stato legato di un quark b con un altro antiquark) in uno stato finale con un mesone D o D^* (uno stato legato di un quark c con un altro antiquark). In questo caso la larghezza corrispondente contiene un solo $|V_{cb}|^2$ come un fattore e non contiene $|V_{ub}|^2$. Questa direzione di misura di $|V_{cb}|$ ha ricevuto una grande attenzione negli ultimi anni grazie allo sviluppo recente della teoria effettiva dei quark pesanti (Heavy Quark Effective Theory o HQET), che è un limite della QCD nell'ipotesi di quark pesanti.

2.4 Teoria Effettiva dei Quark Pesanti

Ci sono pochi casi nei quali si può, utilizzando i metodi analitici, fare delle predizioni basati sulla CromoDinamica Quantistica (QCD) nel regime nonperturbativo. Queste predizioni utilizzano non l'approccio dinamico, ma alcune simmetrie proprie della QCD.

La simmetria di isospin è stata una delle prime simmetrie scoperte. Questa simmetria approssimata origina dal fatto che la differenza in massa dei quark leggeri u e d è molto minore in confronto con la scala del confinamento definito dalla scala Λ_{QCD} in QCD. Al limite quando $\Delta m = m_u - m_d \approx 0$, le correzioni a questo approccio possono essere studiate sistematicamente facendo l'espansione sui parametri piccoli dell'approssimazione : $\Delta m / \Lambda_{QCD}$ e la costante elettromagnetica α . Un'altro esempio di simmetrie nella QCD è la simmetria $SU(3)$ dei sapori legata alla piccolezza di $m_s - m_{u,d}$.

Una buona illustrazione di questo approccio è il calcolo dell'elemento di matrice di corrente tra un kaone e un pione con cambiamento di sapore. Il teorema Ademollo-Gatto [11] dice che quando il trasferimento di impulso al pione è zero, il corrispondente fattore di forma è normalizzato in modo tale che rimangono solo le

correzioni del secondo ordine di grandezza rispetto al parametro della rottura di simmetria : $m_s - m_u$. Quindi la teoria perturbativa su questo parametro dell'espansione può essere utilizzata per calcolare le correzioni indipendentemente dal modello. Da questa analisi il fattore di forma può essere predetto con la precisione di 1%. Quindi si rende possibile di determinare molto precisamente l'elemento V_{us} della matrice CKM dall'analisi del decadimento $K \rightarrow \pi l \bar{\nu}$.

Negli ultimi anni è diventato chiaro che una situazione simile si realizza nel limite opposto della massa di quark molto grande. Quando la lunghezza d'onda di Compton $1/m_Q$ di un quark pesante dentro un adrone è molto minore delle dimensioni tipiche degli adroni ($\approx 1\text{ fm}$), i processi di bassa energia sono insensibili alla massa e allo spin del quark pesante. Le interazioni forti del quark pesante con i quark leggeri e con gluoni possono essere descritte con una teoria effettiva invariante rispetto ai cambiamenti del sapore e dello spin del quark pesante. Questa simmetria dà delle predizioni simili a quelle delle simmetrie dei quark leggeri. Nel limite $1/m_Q \rightarrow 0$ gli elementi di matrice della corrente debole che cambia il sapore diventano normalizzati al punto zero del trasferimento di impulso. Esiste dunque un analogo del teorema di Ademollo-Gatto (teorema di Luke [15]) : in certi casi le correzioni sono del secondo ordine di grandezza in $1/m_Q$. L'esistenza del limite con una simmetria esatta consente la determinazione precisa dell'elemento V_{cb} della matrice CKM in analogia col caso di V_{us} .

Ci sono vari motivi per i quali i sistemi con quark pesanti sono più facili da capire rispetto a quelli composti dai soli quark leggeri. Il primo è la libertà asintotica della QCD, cioè il fatto che la costante dell'accoppiamento forte diventi debole nei processi con un trasferimento grande di impulso, che corrisponde a interazioni alle distanze piccole [10]. Questo è un particolare delle teorie gauge non-abeliane. Il fenomeno di schermo della carica alle distanze grandi in questo caso viene sovracompensato dall'antischermo dovuto a interazioni dei gluoni tra loro. Alle distanze grandi l'accoppiamento diventa forte risultando in fenomeni non-perturbativi come quello di "confinamento" di quark e gluoni alla scala di lunghezza $R_{adr} \approx 1/\Lambda_{QCD} \approx 1\text{ fm}$. Quindi il quark è pesante quando $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$. Per quark pesanti, la costante di accoppiamento effettiva $\alpha_s(m_Q)$ è piccola, implicando che alle scale di distanza paragonabili alla lunghezza d'onda di Compton $\lambda_Q \approx 1/m_Q$ le interazioni forti sono perturbative e assomigliano alle interazioni elettromagnetiche. Infatti, il sistema di "quarkonium" ($Q\bar{Q}$), che ha le dimensioni di ordine di $\lambda_Q/\alpha_s(m_Q)$, si comporta in maniera simile ad un atomo d'idrogeno.

Per sistemi composti da un quark pesante e gli altri costituenti leggeri le cose sono più complicate. Le dimensioni del sistema sono determinate da R_{adr} e l'impulso scambiato tra costituenti pesanti e leggeri è dell'ordine di Λ_{QCD} . Il quark pesante si trova in una nuvola molto complessa di quark e antiquark leggeri e di gluoni che interagiscano fortemente tra loro. In questo caso, comunque

$$m_Q \gg \Lambda_{QCD} \Rightarrow \lambda_Q \ll R_{adr}. \quad (19)$$

La lunghezza d'onda di Compton del quark pesante è molto minore delle di-

mensioni dell'adrone. Per risolvere i numeri quantici del quark pesante occorre una sonda con grande trasferimento di impulso $Q^2 \geq m_Q^2$, mentre i gluoni soffici della nuvola possono risolvere solo distanze molto maggiori di λ_Q . Quindi i gradi di libertà leggeri sono insensibili al sapore e all'orientazione dello spin del quark pesante e interagiscono soltanto col campo colorato disteso a distanze grandi. Nel sistema di riposo del quark pesante, ha effetto solo l'equivalente per il colore del campo elettrico. Effetti relativistici come il magnetismo del colore spariscono nel limite $m_Q \rightarrow \infty$. Poichè lo spin del quark pesante partecipa nelle interazioni solo tramite questi effetti, esso viene disaccoppiato.

Da quanto detto, segue che nel limite $m_Q \rightarrow \infty$ i sistemi adronici, in cui sono diversi solo i numeri quantici del sapore o dello spin di quark pesante, hanno la stessa configurazione dei gradi di libertà leggeri. Questa osservazione non permette di calcolare come si presenta questa configurazione, ma fornisce delle relazioni utili tra le proprietà di particelle come mesoni pesanti B, D, B^*, D^* oppure barioni pesanti Λ_b e Λ_c . Isgur e Wise [12] hanno notato per primi che queste relazioni vengono dalle simmetrie nuove di interazioni forti di quark pesanti all'energia bassa. La configurazione dei gradi di libertà leggeri in adroni aventi un quark pesante $Q(v, s)$ con lo spin s e la velocità v non cambia se questo quark è sostituito con un'altro quark $Q'(v, s')$ con un sapore o uno spin diverso ma con la stessa velocità. Entrambi i quark pesanti danno lo stesso campo statico colorato. Non è necessario che i quark Q e Q' abbiano le masse simili, a patto che loro masse siano grandi in confronto con Λ_{QCD} . Per N_h sapori pesanti quindi esiste un gruppo di simmetria approssimata dello spin-sapore $SU(2N_h)$. Queste simmetrie sono in analogia molto stretta con le proprietà familiari degli atomi. La simmetria di sapori richiama il fatto che tutti gli isotopi hanno la stessa chimica, perchè la funzione d'onda dell'elettrone è indipendente dalla massa del nucleo. Gli elettroni vedono solo la carica totale del nucleo. La simmetria dello spin invece è analoga al fatto che i livelli iperfini negli atomi sono quasi degeneri. Lo spin del nucleo si disaccoppia nel limite $m_e/m_N \rightarrow 0$.

Correzioni alla simmetria dei quark pesanti sono dell'ordine di grandezza Λ_{QCD}/m_Q . Ne consideriamo l'effetto nelle prossime sezioni.

2.5 Decadimenti semileptonici del B in HQET. Fattori di forma dei decadimenti.

Sono particolarmente interessanti le relazioni tra i fattori di forma dei mesoni pesanti che parametrizzano gli elementi di matrice delle correnti tra due mesoni aventi un quark pesante.

Consideriamo il decadimento di un mesone pseudoscalare pesante in un'altro mesone pseudoscalare pesante, $P(v) \rightarrow P'(v')$, indotto da una corrente vettoriale accoppiata ad un quark pesante dentro P . Prima che agisca la corrente, la componente leggera dello stato iniziale orbita attorno al quark pesante, che si manifesta come una sorgente di colore in moto con la velocità del mesone v . In media, la velocità del compagno leggero è la stessa. L'azione della corrente è una sostituzione istantanea

della sorgente di colore con un'altra in moto con la velocità v' . Per quanto detto sopra, se $v = v'$ i gradi leggeri di libertà non vengono perturbati dall'interazione del quark pesante. Se le due velocità sono diverse, i gradi leggeri di libertà d'improvviso si trovano interagenti con una sorgente di colore in moto relativo. Per compensare questo effetto e costruire il mesone finale con velocità v' vengono scambiati gluoni soffici. Questa sistemazione dei gradi leggeri di libertà risulta nella soppressione del fattore di forma, conseguente al fatto che, al crescere delle differenze tra v e v' , la probabilità della transizione diminuisce. Nel limite discusso, il fattore di forma è funzione dell'unico invariante relativistico nel sistema, $\gamma = v \cdot v'$, che è anche il boost tra i sistemi di riferimento dello stato iniziale e finale dei mesoni. Quindi l'elemento adronico di matrice può essere scritto come :

$$\langle P'(v') | \bar{Q}'_{v'} \gamma^\mu Q_v | P(v) \rangle = \xi(v \cdot v') (v + v')^\mu, \quad (20)$$

con un fattore di forma $\xi(v \cdot v')$.

Il fattore di forma $\xi(v \cdot v')$ per quanto detto, non dipende dalla massa dei quark pesanti in questione e del loro spin. Pertanto è chiamato funzione universale di Isgur-Wise [12].

La funzione di Isgur-Wise viene normalizzata al punto delle velocità uguali ($v = v'$) :

$$\xi(1) = 1. \quad (21)$$

Questo si può capire dalla discussione precedente : quando non si cambia la velocità, i gradi leggeri di libertà vedono lo stesso campo di colore e sono in configurazione identica prima e dopo l'azione della corrente. Infatti la funzione di Isgur-Wise può essere considerata come una sovrapposizione delle stesse configurazioni dei gradi leggeri di libertà in moto una rispetto ad altra con $\gamma = v \cdot v'$.

Utilizzando ragionamenti simili ma più complicati e una richiesta di invarianza di Lorentz come nel caso $P \rightarrow P'$, si possono dedurre gli elementi di matrice della corrente debole anche tra un mesone pseudoscalare e un mesone vettoriale $P \rightarrow V'$. Il risultato in forma covariante si rappresenta così :

$$\langle V'(v', \epsilon^*) | \bar{Q}'_{v'} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) Q_v | P(v) \rangle = i \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\nu^* v'_\alpha v_\beta \xi(v \cdot v') - [\epsilon^{*\mu} (v \cdot v' + 1) - v'^\mu \epsilon^* \cdot v] \xi(v \cdot v'). \quad (22)$$

dove ϵ^* è il vettore di polarizzazione del V .

Di nuovo l'elemento di matrice può essere descritto nei termini del fattore di forma universale di Isgur-Wise.

Paragoniamo le equazioni appena ottenute con una decomposizione generale consistente con l'invarianza di Lorentz nei termini delle velocità delle particelle. Utilizziamo il mesone B come lo stato iniziale pseudoscalare e i mesoni D e D^* come gli stati finali pseudoscalare e vettoriale rispettivamente :

$$\begin{aligned}
\langle D(v') | \bar{c} \gamma^\mu b | \bar{B}(v) \rangle = & \sqrt{m_B m_D} [\xi_+(v \cdot v') (v + v')_\mu + \xi_-(v \cdot v') (v - v')_\mu], \\
\langle D^*(v', \epsilon^*) | \bar{c} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) b | \bar{B}(v) \rangle = & \sqrt{m_B m_D} [i \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\nu^* v'_\alpha v_\beta \xi_V(v \cdot v') + \epsilon^{*\mu} (v \cdot v' + 1) \xi_{A_1}(v \cdot v') \\
& - v^\mu \epsilon^* v' \xi_{A_2}(v \cdot v') - v'^\mu \epsilon^* \cdot v \xi_{A_3}(v \cdot v')].
\end{aligned} \tag{23}$$

Il confronto con le equazioni (20) e (22) rivela che nel limite della massa infinita del quark pesante le funzioni $\xi_i(v \cdot v')$ diventano connesse con un solo fattore di forma universale, la funzione di Isgur-Wise :

$$\xi_+ = \xi_V = \xi_{A_1} = \xi_{A_3} = \xi(v \cdot v'), \quad \xi_- = \xi_{A_2} = 0. \tag{24}$$

Le deviazioni da queste predizioni provengono da due ragioni : la rinormalizzazione del vertice con uno scambio con un gluone duro e le correzioni sopresse dalle potenze inverse di masse di quark pesante. Corrispondentemente i fattori di forma si possono scrivere come :

$$\xi_i(v \cdot v') = \left(\alpha_i + \beta_i(v \cdot v') \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} + \gamma_i(v \cdot v') \right) \xi(v \cdot v'), \tag{25}$$

dove $\alpha_- = \alpha_{A_2} = 0$, altrimenti $\alpha_i = 1$; e $\gamma_i(v \cdot v') = O(1/m_Q)$

Per $m_c/m_b = 0.3$ il risultato completo dei calcoli dei coefficienti $\beta_i(v \cdot v')$ al primo ordine α_s nell'approssimazione lineare può essere rappresentato come [13] :

$$\begin{aligned}
\beta_+(v \cdot v') & \simeq 0.236 - 2.10(v \cdot v' - 1), \\
\beta_-(v \cdot v') & \simeq -0.255 + 0.03(v \cdot v' - 1), \\
\beta_V(v \cdot v') & \simeq 0.903 - 2.02(v \cdot v' - 1), \\
\beta_{A_1}(v \cdot v') & \simeq -0.431 - 1.61(v \cdot v' - 1), \\
\beta_{A_2}(v \cdot v') & \simeq -1.190 + 0.34(v \cdot v' - 1), \\
\beta_{A_3}(v \cdot v') & \simeq -0.006 - 1.73(v \cdot v' - 1),
\end{aligned} \tag{26}$$

Per quanto riguarda i coefficienti γ , per calcolare tutti gli effetti $1/m_Q$ ai fattori di forma adronici $\xi_i(v \cdot v')$ servono quattro funzioni aggiuntive più un parametro di massa. Questa è la parte più complicata di tutta l'analisi teorica del problema. La discussione dettagliata di questo argomento sarà svolta nella sezione successiva per il processo di interesse $B \rightarrow D^* l \nu$. In generale, utilizzando il fatto che la componente zero della corrente di quark pesante è il generatore della simmetria di sapore, i fattori di forma $\xi_+(v \cdot v')$ e $\xi_{A_1}(v \cdot v')$ rimangono inalterati dalle correzioni $1/m_Q$ al rinculo zero ($\gamma_+(1) = \gamma_{A_1}(1) = 0$) [16], e questo è il contenuto principale del teorema di Luke. A parte questo risultato rigoroso le stime della grandezza delle correzioni principali di massa dipendono dal modello.

2.6 Determinazione di $|V_{cb}|$ da $B \rightarrow D^* l \nu$ e $B \rightarrow D l \nu$

La larghezza di decadimento differenziale per il processo $B \rightarrow D^{(*)} l \nu$ può essere rappresentata nei termini dei fattori di forma adronici $\xi_i(v \cdot v')$ definiti in (23).

Introducendo la variabile cinematica

$$y = v \cdot v' = \frac{m_B^2 - m_{D^{(*)}}^2 - q^2}{2m_B m_{D^{(*)}}} \quad (27)$$

e definendo $r = m_{D^{(*)}}/m_B$, troviamo nel limite della massa zero del leptone :

$$\frac{d\Gamma}{dy} = \frac{G_F^2}{48\pi} |V_{cb}|^2 m_B^2 m_{D^{(*)}}^3 \sqrt{y^2 - 1} (y+1)^2 \times G_{B \rightarrow X}(y), \quad (28)$$

con

$$\begin{aligned} G_{B \rightarrow D}(y) &= (1+r)^2 \frac{y-1}{y+1} \left(\xi_+(y) - \frac{r-1}{r+1} \xi_-(y) \right)^2 \\ G_{B \rightarrow D_T^*}(y) &= 2(1-2yr+r^2) \left(\xi_{A_1}^2(y) + \frac{y-1}{y+1} \xi_V^2(y) \right) \\ G_{B \rightarrow D_L^*}(y) &= \left((y-r) \xi_{A_1}^2(y) - (y-1) (\xi_{A_3}(y) + r \xi_{A_2}(y)) \right)^2 \end{aligned} \quad (29)$$

per i canali diversi di decadimento. Le larghezze di decadimento per mesoni D^* polarizzati trasversalmente e longitudinalmente sono date esplicitamente. Nel limite dei quark pesanti si ottiene utilizzando le relazioni della sezione precedente :

$$\begin{aligned} G_{B \rightarrow D}(y) &= (1+r)^2 \frac{y-1}{y+1} \xi^2(y) \\ G_{B \rightarrow D_T^*}(y) &= \frac{4y}{y+1} (1-2yr+r^2) \xi^2(y) \\ G_{B \rightarrow D_L^*}(y) &= (1-r)^2 \xi^2(y) \end{aligned} \quad (30)$$

L'equazione (28) dimostra che lo spazio delle fasi diventa zero al punto cinematico $y = 1$, corrispondendo a $q^2 = (m_B - m_{D^{(*)}})^2$. Quindi i dati sperimentali vicino a questo punto sono limitati dalla statistica. Nonostante questo la regione $y > 1$ è accessibile sperimentalmente.

Ci fermiamo prima alle transizioni $B \rightarrow D l \nu_l$. Quando $y \rightarrow 1$ questo decadimento è soppresso da un fattore cinematico aggiuntivo $(y-1)$ in confronto con i decadimenti in mesoni D^* . Questo si spiega con un disaccordo di elicità della coppia di leptoni. Per $v = v'$ entrambi i mesoni B e D sono a riposo con un momento angolare zero, quindi gli impulsi dei due leptoni sono opposti. La situazione assomiglia al decadimento del pione. Un'altro fatto negativo è che vicino al rinculo zero, il fattore di forma nell'equazione (29) contiene anche ξ_- sensibile alle correzioni $1/m_Q$ (ricordiamo che solo ξ_+ e ξ_{A_1} sono protetti dal teorema di Luke), che influenza la larghezza del processo $B \rightarrow D l \nu_l$ persino quando $y \rightarrow 1$.

Viceversa, nel limite $y \rightarrow 1$, la larghezza del processo $B \rightarrow D^* l \nu_l$ viene determinata dal fattore di forma ξ_{A_1} solo. Quindi essa non è influenzata dalle correzioni $1/m_Q$. Questi decadimenti consentono dunque di estrarre un valore $|V_{cb}|$ in modo meno dipendente dal modello.

Per separare le parti delle larghezze di decadimenti che sono indipendenti dal modello da quelle che non sono indipendenti, definiamo i fattori di correzione $K_i(y)$ come :

$$\begin{aligned}
G_{B \rightarrow D}(y) &\equiv (1+r)^2 \frac{y-1}{y+1} K_D^2(y) \times \left[1 + \left(\beta_+(1) - \frac{r-1}{r+1} \beta_-(1) \right) \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} \right]^2 \xi^2(y), \\
G_{B \rightarrow D_T^*}(y) &\equiv \frac{4y}{y+1} (1 - 2yr + r^2) K_{D_T^*}^2(y) \times \left(1 + \beta_{A_1}(1) \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} \right)^2 \xi^2(y), \\
G_{B \rightarrow D_L^*}(y) &\equiv (1-r)^2 K_{D_L^*}^2(y) \times \left(1 + \beta_{A_1}(1) \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} \right)^2 \xi^2(y).
\end{aligned} \tag{31}$$

Fino ai termini dell'ordine α_s^2 oppure $1/m_Q^2$ gli ultimi due fattori obbediscono alla condizione di normalizzazione

$$K_{D_T^*}^2(1) = K_{D_L^*}^2(1) = 1 \tag{32}$$

modello-indipendentemente. Mentre

$$K_D^2(1) = 1 - \frac{1-r}{1+r} \gamma_-(1) \simeq 1.06 \tag{33}$$

dipende dalla grandezza delle correzioni $1/m_Q$ [23] e quindi è modello-dipendente. Per $y > 1$ tutte le funzioni sono modello-dipendenti perchè sono sensibili ai contributi $1/m_Q$ e anche al trattamento parzialmente ambiguo delle singolarità infrarosse.

Dal punto di vista sperimentale il processo $B \rightarrow D^* l \nu_l$ è più favorito rispetto al processo $B \rightarrow D l \nu_l$ dalla cinematica (nel punto del rinculo zero). Un'altro argomento sperimentale che favorisce il processo $B \rightarrow D^* l \nu_l$ è che i mesoni D^* sono più facili da rivelare in quanto esiste un vincolo molto forte dalla differenza di massa tra D^* e D .

Dalla discussione precedente è chiaro che il decadimento $B \rightarrow D^* l \nu_l$ è molto interessante per la determinazione precisa del $|V_{cb}|$. Nella prossima sezione vediamo la presente situazione sperimentale e teorica sulla precisione di questo valore.

3 Il metodo sperimentale

L'analisi per determinare il valore di $|V_{cb}|$ dal decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$ consiste nella misura dello spettro di rinculo del D^{*-} nel processo. Viene introdotta una variabile y (27) :

$$y = v_B \cdot v_D^* = \frac{E_{D^*}}{m_{D^*}} = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}.$$

che è il prodotto delle quadri-velocità dei mesoni. E_{D^*} denota l'energia di rinculo del mesone D^* nel sistema di riferimento del genitore B^0 e $q^2 = (p_B - p_{D^*})^2$ è il trasferimento di impulso invariante. Il tasso di decadimento differenziale è dato da [17] :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dy} &= \frac{1}{\tau_{B^0}} \frac{dBr(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu)}{dy} \\ &= \frac{G_F^2}{48\pi^3 \hbar} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 F^2(y) |V_{cb}|^2 \sqrt{y^2 - 1} \\ &\quad \times \left[4y(y+1) \frac{1-2yr+y^2}{(1-r)^2} + (y+1)^2 \right] \end{aligned} \quad (34)$$

dove $r = m_{D^*}/m_B$ e $F(y)$ denota il fattore di forma adronico per questo decadimento. Come abbiamo visto prima il fattore di forma può essere espresso come un prodotto dei due fattori $F(y) = \eta_A \hat{\chi}(y)$, dove η_A è il coefficiente delle distanze piccole (coefficiente perturbativo) e la funzione $\hat{\chi}(y)$ contiene la dinamica adronica delle distanze grandi (nonperturbativa). In notazioni della sezione precedente :

$$\eta_A = 1 + \beta_{A_1}(1) \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi}$$

$$\hat{\chi}(y) = K_{D^*}(y) \xi(y)$$

Tranne le correzioni dell'ordine (Λ_{QCD}/m_Q) , la funzione $\hat{\chi}(y)$ coincide con la funzione di Isgur-Wise discussa in precedenza. Nella HQET esiste il teorema di Luke che protegge la funzione $\hat{\chi}(y)$ contro correzioni di ordine (Λ_{QCD}/m_Q) nel punto di rinculo zero ($y = 1$) e lo normalizza al uno in questo punto in modo che $\hat{\chi}(1) = 1 + \delta_{1/m_Q^2}$.

Quindi la strategia della determinazione sperimentale di $|V_{cb}|$ è di estrarre il prodotto $F(y)|V_{cb}|$ dallo spettro differenziale del tasso di decadimento e estrapolandolo a $y = 1$ (dove lo spazio delle fasi è zero) misurare :

$$|V_{cb}|F(1) = |V_{cb}|\eta_A(1 + \delta_{1/m_Q^2}) \quad (35)$$

Per il fattore di forma ignoto $F(y)$ viene utilizzato uno sviluppo lineare vicino al punto del massimo trasferimento di impulso :

$$F(y) = F(1)[1 - a^2(1 - y^2)] \quad (36)$$

È una sfida per la teoria ottenere il calcolo corretto delle quantità η_A e δ_{1/m_Q^2} per fare con questa misura una determinazione precisa di $|V_{cb}|$. Nella prossima sezione viene discussa la precisione teorica della misura.

3.1 Precisione teorica della misura

Dopo la rinormalizzazione completa dell'ordine α_s [18] si ottiene la seguente espressione :

$$\eta_A = 1 + \beta_{A_1}(1) \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} = 1 + \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} \left(\frac{m_b + m_c}{m_b - m_c} \ln \frac{m_b}{m_c} - \frac{8}{3} \right) \quad (37)$$

Una scelta ragionevole della scala $\tilde{m}$ della costante di accoppiamento è utilizzare la virtualità media di gluone in diagrammi con un loop [19]. In questo caso $\tilde{m} = 0.51\sqrt{m_b m_c}$ [20] e $\eta_A = 0.957 \pm 0.007$ [21].

Fino ad ora sono stati fatti solo i calcoli parziali delle correzioni del prossimo ordine [22], che permette di stimare l'errore sul valore η_A . Mediando i risultati ottenuti si ha $\eta_A = 0.965 \pm 0.020$ [21].

Le incertezze nonperturbative entrano nella determinazione del $|V_{cb}|$ al livello dei termini $1/m_Q^2$ e sono previste di essere dell'ordine $(\Lambda_{QCD}/m_c)^2 \approx 3\%$. Per la misura precisa è necessario capire la struttura di questi correzioni in particolare, perchè è proprio a questo punto dei calcoli che si introduce la dipendenza dal modello. Dato che l'effetto è molto piccolo, è sufficiente avere una stima anche con un errore abbastanza grande.

Un'approccio, che classifica tutti gli operatori dell'ordine δ_{1/m_Q^2} nella HQET e stima gli elementi di matrice delle transizioni tra stati diversi di mesoni, dà $\hat{\chi}(1) = (97 \pm 2)\%$ [23].

Un'altro approccio "inclusivo" proposto in [24], utilizza le regole di sommatoria su stati intermedi con il risultato : $\hat{\chi}(1) = (91 \pm 3)\%$.

Combinando tutti i risultati sopracitati, M.Neubert in [21] deduce per la normalizzazione del fattore di forma adronico a rinculo zero :

$$F(1) = \eta_A(1 + \delta_{1/m_Q^2}) = 0.91 \pm 0.04 \quad (38)$$

Le predizioni teoriche su pendenza del fattore di forma a^2 sono abbastanza imprecise a causa della dipendenza dal modello scelto :

$$a^2 = 0.8 \pm 0.3 \quad (39)$$

La situazione sperimentale sulla misura di $|V_{cb}|$ sarà discussa più avanti nella sezione dedicata all'analisi.

3.1.1 Il confronto con la precisione dalla misura inclusiva di larghezza semileptonica.

Come nel caso dell'approccio esclusivo, la struttura della descrizione teorica di decadimenti semileptonici inclusivi si basa all'espansione su massa di quark pesanti. Si può dimostrare che il termine principale dell'espansione riproduce il modello spettatore del decadimento di quark libero, mentre le correzioni non-perturbative si esprimono tramite una espansione su potenze di $1/m_b$ [25] :

$$\Gamma_{sl} = \frac{G_F^2}{192\pi^3} |V_{cb}|^2 m_b^5 \times \left[\left(1 + \frac{\lambda_1 + 3\lambda_2}{2m_b^2} \right) f(m_c/m_b) - \frac{6\lambda_2}{m_b^2} \left(1 - \frac{m_c^2}{m_b^2} \right)^4 + \frac{\alpha_s(\tilde{m})}{\pi} g(m_c/m_b) \right] \quad (40)$$

dove tra parentesi si trovano i termini dell'espansione. Nell'espressione, m_c e m_b denotano le masse di polo di quark pesanti, $f(m_c/m_b) \simeq 0.52$ e $g(m_c/m_b) \simeq -0.87$ sono fattori cinematici e λ_1 e λ_2 sono i parametri adronici nonperturbativi.

L'incertezza relativa del calcolo di larghezza semileptonica dovuta alle correzioni perturbative è stimata in [21] essere $\simeq 10\%$, mentre le incertezze nonperturbative dovute nel caso della larghezza inclusiva solo alle correzioni $1/m_b^2$ sono al livello di 1% , cioè molto minori. Un'altra sorgente dell'incertezze nonperturbative appare dalle masse di quark pesante che non sono note con la precisione sufficiente. Però come è stato notato in [24] l'incertezza attuale è minore grazie alla correlazione forte tra le masse m_b e m_c . Quindi la larghezza deve essere considerata in funzione dalla massa m_b e dalla differenza di masse $m_b - m_c$. La stima in [23] dà l'errore relativo di 11% dominato dall'incertezza della differenza di masse $m_b - m_c$ pari a 60 MeV.

Sommando tutti i contributi all'errore della larghezza linearmente e prendendo la radice quadrata si ottiene l'errore teorico totale della misura $|V_{cb}|$ dalla larghezza semileptonica al livello di 10% (da paragonare con l'errore teorico di 4% della misura nel canale esclusivo $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$). Secondo altri autori [24] l'errore teorico totale della misura $|V_{cb}|$ dalla larghezza è pari a 5% . Il valore di $|V_{cb}|$ ottenuta dalle misure di larghezza inclusiva è pari [23] :

$$|V_{cb}|_{incl} = 0.040 \pm 0.001_{esper} \quad (41)$$

3.2 Confronto delle situazioni sperimentali a LEP e all'energia di $\Upsilon(4S)$ per il processo $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$

Le prime misure di $|V_{cb}|$ nel canale $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$ sono state effettuate dagli esperimenti ARGUS e CLEO sulle risonanze $\Upsilon(4S)$ dove mesoni B vengono prodotti con impulsi di 325 MeV [28], [59]. Nel processo $B \rightarrow D^*\ell\nu_l$ al punto di rinculo zero i mesoni D^* vengono prodotti al riposo. Quando il D^* decade in un mesone D e un pione, questo pione ha l'impulso molto basso di 40 MeV e può essere ricostruito solo con una efficienza sostanzialmente ridotta. In contrasto, a LEP alla risonanza Z^0 , gli adroni B sono prodotti con un grande velocità ($\beta\gamma \approx 6$). Quindi, il pione dal decadimento del D^* ha l'impulso tipico circa 1.5 GeV e può essere ricostruito con una efficienza alta. Questa caratteristica della produzione alla risonanza Z^0 permette l'accesso all'intero spettro $d\Gamma/dy$ nella reazione $B \rightarrow D^*\ell\nu_l$ con efficienza approssimativamente omogenea e alta. Questo vantaggio è diminuito però dal fatto che bisogna ricostruire il quadri-vettore d'impulso del mesone B per ogni evento. In contrasto col caso degli esperimenti alla $\Upsilon(4S)$ dove i mesoni B sono monocromatici in energia, alla risonanza Z^0 i mesoni B vengono prodotti con un ampio spettro di energie. Alla Z^0 per la misura del quadri-impulso del mesone B nella reazione $B \rightarrow D^*\ell\nu_l$ si utilizza la capacità del rivelatore di misurare il punto della produzione e il punto del decadimento del mesone B e inoltre l'energia del neutrino (o l'energia mancante). Nel 1995 ALEPH ha pubblicato i primi risultati dagli esperimenti a LEP sul valore di $|V_{cb}|$ dai decadimenti esclusivi di B^0 [45].

A LEP i mesoni B hanno una grande lunghezza di decadimento di circa 3 mm. Quindi per misurare la direzione del volo del B si può usare il preciso rivelatore microstrip del vertice.

Per misurare bene l'energia mancante nel jet attribuita al neutrino bisogna avere buona granularità e l'ermeticità del rivelatore. Alla discussione del rivelatore DELPHI con una particolare attenzione ai dettagli indispensabili in questa analisi è dedicato il prossimo capitolo.

4 Il rivelatore DELPHI

Il rivelatore DELPHI è un dispositivo universale per misure di posizione, impulso, energia e velocità delle particelle prodotte in collisioni e^+e^- . Una rappresentazione di DELPHI è riportata in figura 4.

Il rivelatore ha simmetria cilindrica rispetto all'asse dei fasci di LEP. Le coordinate di un punto del rivelatore vengono descritte in un sistema di assi cartesiani levogiro, con asse z parallelo all'asse dei fasci e direzione concorde a quella degli elettroni, asse x orizzontale e y verticale. Si definisce anche un sistema di coordinate polari, dove il raggio R indica la distanza del punto dall'asse dei fasci, l'angolo polare θ è nullo lungo l'asse z e l'angolo azimutale ϕ è definito nel piano perpendicolare a quest'ultima.

Le particelle cariche vengono deflesse da un campo magnetico $B = 1.2$ T parallelo all'asse dei fasci, generato da un solenoide superconduttore lungo 7.4 m e di diametro interno pari a 5.2 m.

La ricostruzione delle tracce e la misura dell'impulso delle particelle cariche si ottengono sfruttando le prestazioni di una camera a proiezione temporale, "TPC", del rivelatore di microvertice e delle camere a fili. Questi dispositivi di tracciamento saranno discussi in particolare più avanti.

Nella regione in avanti si trovano due sistemi di camere "FCA" e "FCB" : la prima è costituita da tre doppi strati di tubi a streamer limitato disposti lungo direzioni differenti che coprono la regione angolare: $11^\circ < \theta < 33^\circ$; la seconda da 12 strati di fili nella regione $11^\circ < \theta < 35^\circ$.

La misura dell'energia elettromagnetica è affidata, nella regione centrale, a un calorimetro a campionamento piombo-gas, "HPC" e nella regione angolare $10^\circ < \theta < 36^\circ$ a un calorimetro a vetri al piombo "EMF" entrambi discussi nella sezione successiva.

Il calorimetro adronico è un rivelatore a campionamento ferro-tubi a streamer, il cui materiale passivo è ricavato dal giogo di ritorno per le linee del campo magnetico. Una particella al suo interno attraversa circa 5 lunghezze di interazione nucleare. La risoluzione in energia di questo dispositivo è pari a :

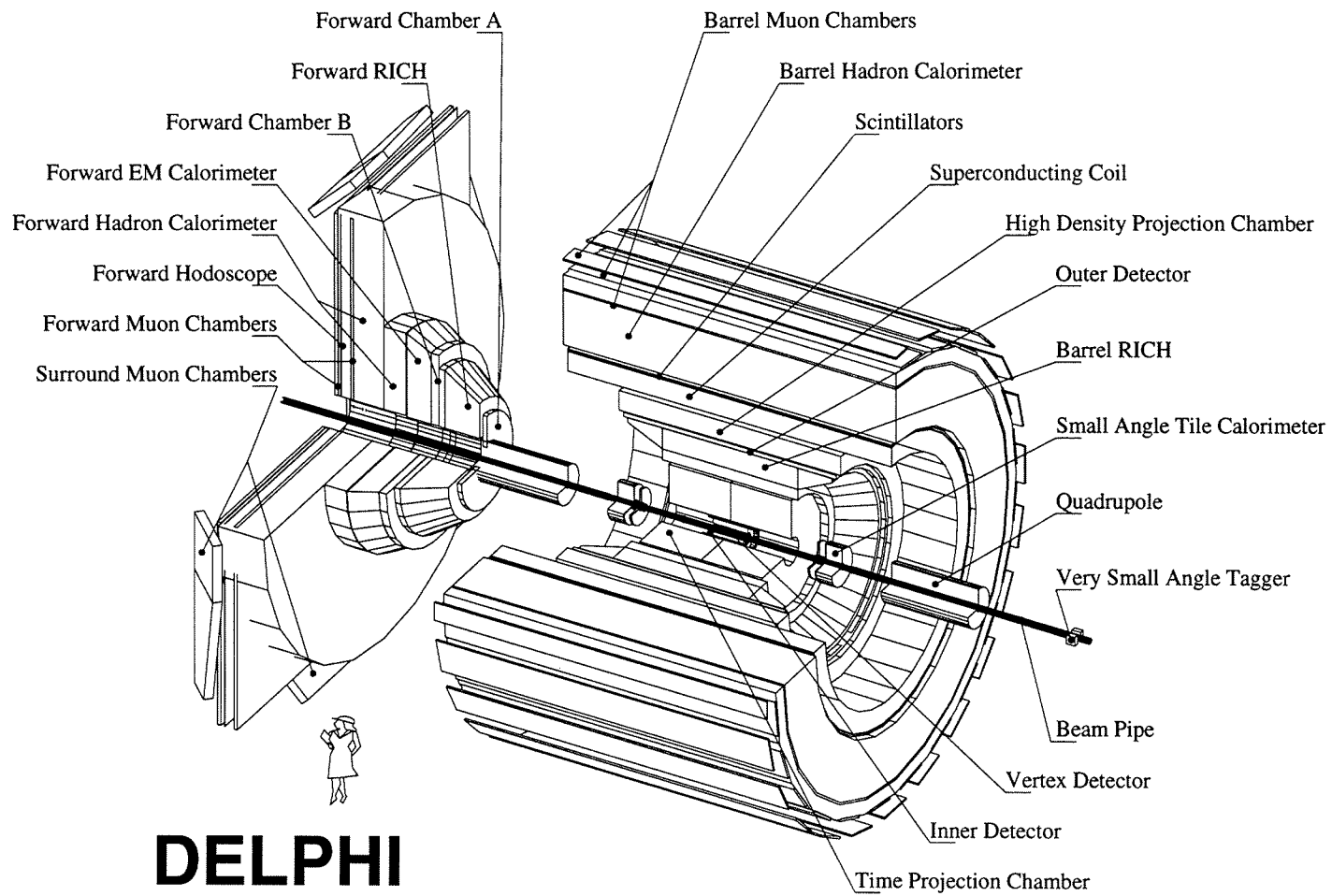
$$\frac{\sigma_E}{E} = 21\% \oplus \frac{112\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

All'esterno dei calorimetri sono situate le camere per l'identificazione dei muoni discussi più avanti.

Sia nella regione centrale che in quella in avanti è presente un rivelatore a effetto Cherenkov che consente la discriminazione di pioni, kaoni e protoni dalla ricostruzione dell'angolo di emissione della luce Cherenkov irradiata dalle particelle cariche nell'attraversamento di due radiator, contenenti freon liquido e gassoso.

Completano l'apparato il "TOF", un sistema di contatori a scintillazione utilizzato principalmente per l'eliminazione del fondo di raggi cosmici e lo "STIC", il

Figura 8: Lo schema generale dell'apparato DELPHI.



DELPHI

calorimetro a campionamento piombo-scintillatore deputato alla misura della luminosità dei fasci dal conteggio di eventi Bhabha a piccolo angolo.

Il solenoide superconduttore è di dimensioni tali da contenere tutti i rivelatori, fatta eccezione per il TOF, il calorimetro adronico e le camere per i muoni. Tale soluzione limita la quantità di materiale passivo tra il punto di interazione e i rivelatori.

L'analisi descritta in questa tesi si basa sostanzialmente sia sulle informazioni fornite dal rivelatore di microvertice e gli altri sistemi di tracciamento, che sulla rivelazione di leptoni (nel seguito il termine leptone sostituisce elettrone o muone). Le caratteristiche dei rivelatori rilevanti per l'analisi saranno quindi descritte in maggior dettaglio. La descrizione dettagliata del resto dell'apparato insieme con le prestazioni di tutti i sistemi si può trovare in [48].

4.1 Il tracciamento di DELPHI

Nella regione centrale, procedendo radialmente dall'interno all'esterno dell'apparato si trovano:

- Rivelatore di microvertice, costituito da tre strati di rivelatori a silicio a doppia faccia, che verrà descritto in un capitolo dedicato.
- "TPC", una camera a proiezione temporale.
- "Inner Detector", una camera di deriva costituita da 24 sezioni con fili paralleli alla coordinata z per la misura della coordinata radiale con una precisione $\sigma_{R\phi} = 75 - 125\mu m$ in dipendenza dalla distanza di deriva, e da una camera proporzionale divisa in 5 sezioni radialmente con lettura catodica esterna mediante strip anulari, per la misura della coordinata longitudinale con una precisione $\sigma_z = 0.5 - 1$ mm in dipendenza dall'angolo polare. La regione angolare di accettazione del rivelatore è : $23^\circ < \theta < 157^\circ$.
- "Outer Detector", costituito da 5 piani di tubi a streamer limitato caratterizzati da una precisione $\sigma_{R\phi} = 110\mu m, \sigma_z = 3.5cm$. Questo rivelatore completa la ricostruzione delle tracce dai rivelatori più interni, migliorando in particolare la risoluzione in impulso per le particelle di alta energia. La regione angolare di accettazione del rivelatore è : $42^\circ < \theta < 138^\circ$.

La camera a proiezione temporale TPC, che costituisce il dispositivo principale per la ricostruzione delle tracce cariche, è a forma di cilindro cavo, diviso longitudinalmente in due regioni simmetriche e in 6 settori nel piano azimutale. Ogni settore è costituito da una camera a deriva lunga 135 cm, di raggio interno ed esterno pari a 35 cm e 111 cm rispettivamente, e chiusa alle estremità da una camera proporzionale. La regione angolare di accettazione dell'apparato è : $21^\circ < \theta < 159^\circ$.

Le camere a deriva, riempite di una miscela all'80% di argon e al 20% di metano, sono immerse in un campo elettrico $E = 150V/cm$ parallelo al campo magnetico, che assicura una velocità di deriva $v_{drift} \approx 65\mu m/ns$ agli elettroni prodotti per ionizzazione dal passaggio di una particella carica.

Gli elettroni vengono raccolti dalle camere proporzionali, costituite da 192 fili anodici, spazati di 4 mm e 16 file circolare di piastre catodiche, per un totale di 1680 piastre per ogni settore.

Ciascuna piastra ricostruisce la coordinata radiale con precisione sul singolo punto $\sigma_{R\phi} = 0.25mm$. La coordinata azimutale è dedotta dalla misura del tempo di deriva, con precisione $\sigma_z = 0.9mm$. Nella regione $39^\circ < \theta < 141^\circ$ possono essere misurati sino a 16 punti per ogni traccia, e almeno 4 nelle regione $21^\circ < \theta < 39^\circ$ e $141^\circ < \theta < 159^\circ$.

La perdita di energia per ionizzazione viene misurata con una risoluzione $\sigma_{dE/dX} = 7.4\%$ dai fili anodici.

In media nei decadimenti adronici della Z^0 si producono circa 21 particelle cariche.

Nella prima fase del processo di ricostruzione vengono definiti gli elementi della traccia separatamente in ciascuno dei rivelatori. Gli elementi possono essere punti tredimensionali come nel caso del VD, cluster di energia come nel caso dei calorimetri oppure segmenti come nel caso della TPC. L'algoritmo principale di ricerca delle tracce di particelle cariche parte dai segmenti nella TPC estrapolandoli all'interno nell>ID e all'esterno nell'OD per formare le stringhe degli elementi di traccia. Le stringhe trovate vengono utilizzate per ricostruire una traiettoria elicoidale nel campo magnetico con una procedura iterativa basata sul metodo del filtro di Kalman [30] che tiene conto della diffusione multipla e della perdita di energia delle particelle. L'associazione successiva ai punti d'impatto nel Microvertice verrà discussa più avanti.

Alla seconda fase le tracce delle particelle cariche sono estrapolate ai calorimetri elettromagnetici e sono associate ai cluster di energia trovati nei calorimetri se essi sono compatibili con l'ipotesi di aver origine dalla traccia.

La risoluzione complessiva di questo insieme di rivelatori di tracciamento è : $\sigma(p)/p = 0.001 \cdot p(GeV/c)$ per particelle di alta energia. L'efficienza del tracciamento di DELPHI ai fini dell'analisi effettuata verrà discussa in particolare nella discussione sugli errori sistematici.

4.2 La ricostruzione delle particelle neutre e l'identificazione dei leptoni

Il dispositivo principale per l'identificazione di elettroni e di fotoni è il calorimetro elettromagnetico HPC. Questo calorimetro a campionamento piombo-gas [29], è basato su principi di costruzione simili a quelli di una camera a proiezione temporale e consente quindi la ricostruzione tridimensionale degli sciame elettromagnetici.

Esso è posto nella regione centrale del rivelatore all'interno del magnete e copre la regione angolare $43^\circ < \theta < 137^\circ$. Ha la forma di un cilindro cavo, di raggio interno ed esterno rispettivamente pari a 208 cm e 260 cm ed è costituito da 24 settori longitudinali, suddivisi in 6 moduli trasversali. Ogni modulo, di spessore pari a circa 18 lunghezze di radiazione, è formato da 41 strati di fili di piombo che fungono da materiale passivo, separati da 8 mm di gas.

Gli elettroni di ionizzazione derivano in un campo elettrico $E = 100V/cm$, verso una camera proporzionale, situata all'estremità del modulo, che consente il campionamento in 9 strati dello sviluppo longitudinale degli sciame, attraverso un sistema di piastre catodiche di diverse dimensioni. La granularità elevata del rivelatore consente una separazione tridimensionale accurata tra particelle vicine e quindi una buona identificazione degli elettroni all'interno dei getti. La risoluzione angolare è pari a $\sigma_\theta = 1.0 \text{ mrad}$ nell'angolo polare e $\sigma_\phi = 1.7 \text{ mrad}$ nell'angolo azimutale.

La risoluzione dell'apparato in energia misurata sperimentalmente è :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 4.3\% \oplus \frac{32\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

"EMF" è un rivelatore omogeneo, costituito da contatori di vetro al piombo letti da fototriodi che raccolgono la luce Vavilov-Cherenkov emessa dagli elettroni degli sciame. La risoluzione spaziale di questo dispositivo è 0.5 cm e quella in energia :

$$\frac{\sigma_E}{E} = 3\% \oplus \frac{12\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}} \oplus \frac{11\%}{E(\text{GeV})}$$

Un cluster nel calorimetro viene assunto causato da una particella neutra se esso non può essere associato a nessuna traccia. Inoltre circa 7% dei fotoni si convertono prima della TPC producendo una coppia e^+e^- e quindi possono essere ricostruiti in questo modo. Pioni neutri che decadono quasi sempre in due fotoni possono essere identificati combinando due fotoni ricostruiti oppure analizzando gli sciame nei calorimetri elettromagnetici che mostrano una struttura particolare, come ad esempio con due massimi nel deposito di energia. Pioni neutri, che hanno energia troppo alta, producono due fotoni ad un angolo così piccolo che non può essere risolto dal calorimetro. Poiché la maggioranza dei fotoni proviene dai decadimenti dei pioni neutri è quindi assunto che ogni sciame di energia superiore a 6 GeV non associata a nessuna traccia sia un π^0 . La purezza del campione dei π^0 ottenuta in questa ipotesi è pari al 75% con una contaminazione dovuta principalmente a η .

Un cluster nel calorimetro adronico viene assunto causato da una particella neutra (di solito neutrone o K_L) se esso non può essere associato a nessuna traccia.

L'identificazione degli elettroni nella parte centrale di DELPHI è effettuata confrontando l'energia depositata nel calorimetro con l'impulso della particella misurato indipendentemente nella TPC [48]. Inoltre per la migliore separazione $e - \pi$ vengono controllati la forma longitudinale degli sciame e il disaccordo tra la direzione della traccia estrapolata dalla TPC e il punto di sviluppo dello sciame. Nella regione

in avanti l'identificazione è basata sulla selezione del rapporto tra l'energia elettromagnetica associata alla traccia e l'impulso della traccia. Quando è possibile viene utilizzata anche l'informazione dE/dx della TPC. Gli elettroni identificati si dividono in tre classi secondo la qualità dell'identificazione. Le efficienze e le probabilità di misidentificazione per questi classi sono rappresentate in tabella 4.2 :

classe	efficienza (%)	probabilità misiden. (%)
"loose"	85	1.6
"standard"	55	0.4
"tight"	45	0.2

Tabella 2: Le efficienze e le probabilità di misidentificazione degli elettroni.

I dispositivi principali per l'identificazione dei muoni sono le camere per i muoni. Nella regione centrale dell'apparato il rivelatore dei muoni [31] è costituito da 6 piani di camere proporzionali, disposte in modo tale da coprire l'intera regione angolare in ϕ . Un muone che attraversi l'apparato interessa generalmente 4 piani di camere. I primi due piani sono situati nel giogo di ritorno del campo magnetico dopo 90 *cm* di ferro. Gli altri sono posti all'esterno del calorimetro adronico, dopo altri 20*cm* di ferro .

Il dispositivo è diviso in 24 settori azimutali e copre la regione angolare $53^\circ < \theta < 127^\circ$. Esso è costituito da 1372 camere proporzionali di dimensioni tipiche pari a $2.0 \times 20.8 \times 365.0$ *cm*, con un filo anodico lungo l'asse longitudinale. La velocità di deriva, $v_d = 46$ $\mu\text{m}/\text{ns}$, consente una risoluzione nella coordinata radiale $\sigma_{R\phi} = 2 - 3$ *mm* per la singola camera. La coordinata z viene misurata mediante una linea di ritardo, con una risoluzione $\sigma_z \approx 1$ *cm*.

Nella regione in avanti, il rivelatore è costituito da due piani di camere, uno all'interno e uno all'esterno del giogo del magnete. Ogni piano è suddiviso in 4 quadranti, costituiti da due strati ortogonali di 22 camere che operano in regime di streamer limitato, con un filo anodico al centro. La velocità di deriva all'anodo, $v_d = 74$ $\mu\text{m}/\text{ns}$ consente di misurare le coordinate con una risoluzione di 1 *mm*. Queste ultime possono essere determinate anche mediante una linea di ritardo, con una risoluzione di 2 *mm*.

Per migliorare la rivelazione dei muoni nella regione di sovrapposizione dei sistemi centrale e in avanti, è stato installato all'esterno del giogo del magnete un altro strato delle camere a fili che operano in regime di streamer limitato.

Il ferro del calorimetro adronico funziona come un filtro che fa la separazione tra i muoni e gli adroni. La maggioranza degli adroni viene fermata in questo materiale, mentre tutti i muoni con impulso superiore a 2 GeV/c penetrano fino alle camere esterne. Inoltre per migliorare la separazione viene utilizzata l'informazione sulla posizione per associare i punti d'impatto nelle camere alle tracce registrate negli altri sistemi di tracciamento. I segnali provenienti dagli sciame adronici e

decadimenti leptonici in volo dei kaoni generalmente danno le deviazioni maggiori. I muoni identificati si dividono in classi secondo la qualità dell'identificazione. Le efficienze e le probabilità di misidentificazione per questi classi sono rappresentate in tabella 4.2 :

classe	efficienza (%)	probabilità misiden. (%)
"loose"	95	1.5
"standard"	86	0.7
"tight"	76	0.4

Tabella 3: Le efficienze e le probabilità di misidentificazione dei muoni.

5 Il rivelatore di Microvertice di DELPHI

Il rivelatore di microvertice (nel seguito chiamato brevemente Microvertice) ha lo scopo di migliorare la precisione di localizzazione del vertice primario dell'interazione e^+e^- e di eventuali vertici secondari. L'aggiunta di uno o più punti, misurati con altissima precisione vicino alla camera a vuoto, riduce sostanzialmente l'errore sui vertici in confronto con la precisione ottenuta dagli altri rivelatori di tracciamento dell'apparato.

La proposta di un rivelatore di vertice a microstrip di silicio per DELPHI risale al 1982. Una prima parte del rivelatore è stata inserita e provata in LEP nel 1989. Il rivelatore formato da due strati è stato utilizzato per la presa dati nel 1990, mentre nel 1991 è stato aggiunto un ulteriore strato a raggio minore. L'aggiunta del terzo strato è stata resa possibile dalla diminuzione del raggio della camera a vuoto del fascio dal 8.5 cm a 5.5 cm. Per la presa dati nel 1994 il microvertice ha subito un'ulteriore modifica con l'utilizzo di rivelatori a doppia faccia per lo strato più interno (Closer) e quello più esterno (Outer). La configurazione del microvertice dall'anno 1994 sarà descritta in maggior dettaglio in seguito, dato che la maggior parte dei dati rilevanti per quest'analisi è stata presa nel 1994.

Lo sviluppo del 1994 è stato progettato per provvedere alla misura tridimensionale delle coordinate soddisfacendo le seguenti esigenze :

- La precisione nella direzione trasversale non deve essere degradata rispetto al rivelatore precedente.
- La quantità del materiale attraversato dalle particelle non deve essere aumentata per mantenere la buona risoluzione del parametro di impatto per tracce con impulsi bassi.
- La precisione lungo la direzione z deve essere paragonabile a quella in $R\phi$ per migliorare la risoluzione della ricostruzione del vertice. Consideriamo la distanza minima nello spazio tra una traccia e un vertice, chiamata il parametro di impatto della traccia rispetto al vertice. La significanza del parametro di impatto definita come il rapporto tra il parametro di impatto e il suo errore d/σ_d , è mostrata nella figura 9 come funzione dell'angolo tra il parametro di impatto e l'asse radiale in coordinate cilindriche per una traccia con la significanza pari a 4 all'angolo zero (e quindi determinata solo dall'informazione in $R\phi$).

Le distanze tra il vertice e il punto d'impatto in $R\phi$ e z sono supposte uguali e l'effetto della diffusione multipla è stato ignorato. Il guadagno nella significanza del parametro di impatto in tre dimensioni diminuisce rapidamente se la risoluzione in z è peggiore della risoluzione in $R\phi$.

- L'accettanza angolare del rivelatore non deve diminuire.

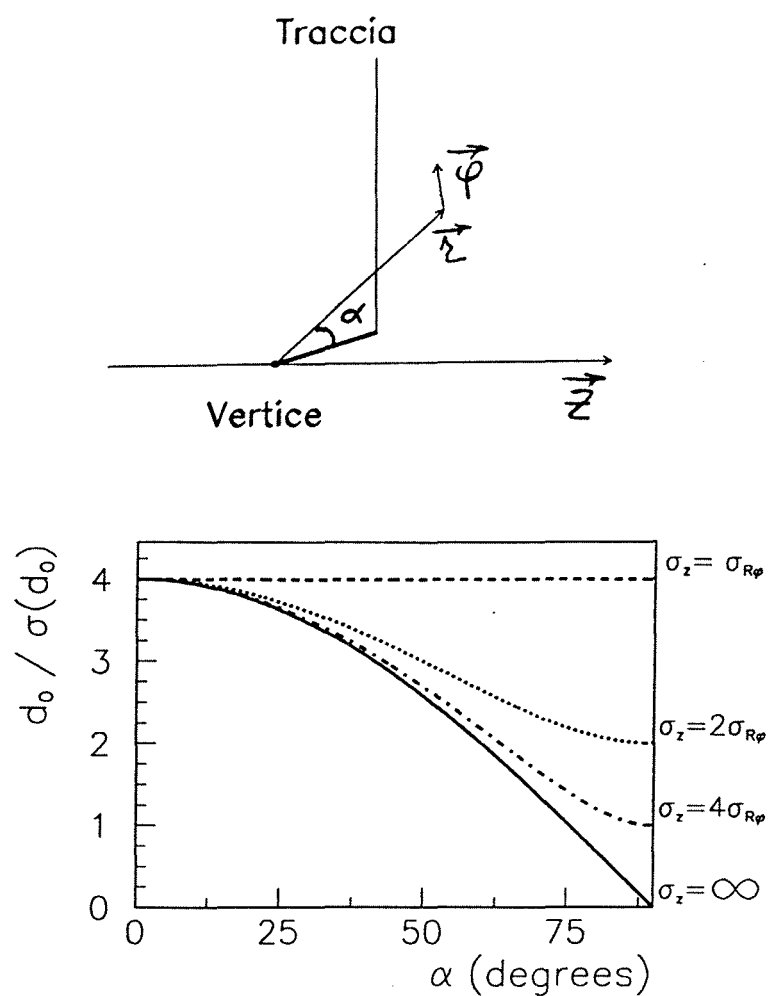


Figura 9: La significanza del parametro di impatto definita come il rapporto d/σ_d della traccia dal vertice secondario in funzione dell'angolo tra il parametro di impatto e l'asse radiale in coordinate cilindriche per una traccia con la significanza pari a 4 all'angolo zero (e quindi determinata solo dall'informazione in $R\phi$).

Queste condizioni sono state soddisfatte utilizzando i rivelatori microstrip di silicio a doppia faccia con strip di lettura orientate ortogonalmente sulle facce opposte del rivelatore. Per mantenere lo stesso spessore del materiale sono stati sviluppati rivelatori a doppia faccia con doppio strato di metallo sul lato n . Con questa configurazione è possibile leggere i segnali dalle due facce su un solo lato del rivelatore. La descrizione di queste tecniche è data nella prossima sezione.

È previsto che dal 1996 DELPHI sarà attrezzato con un Microvertice ancora migliorato [32]. Le modifiche consisteranno in un allungamento dell'attuale Microvertice per coprire la zona in avanti fino a 25° con tre stati di rivelatori. Sarà inoltre migliorata la rivelazione delle tracce in avanti in zona $11^\circ < \theta < 25^\circ$ con l'inserimento di ulteriori rivelatori di pixel e ministrip.

5.1 I rivelatori a microstrip

I rivelatori a microstrip di silicio sono stati originariamente progettati e realizzati in relazione alla necessità di tracciamento ad alta precisione negli esperimenti di fisica delle alte energie.

Per realizzare un rivelatore basato sulle proprietà della giunzione $p - n$ che consenta un'alta risoluzione spaziale, si deve segmentare la giunzione in un alto numero di elementi di piccole dimensioni, indipendenti fra loro. Un rivelatore a microstrip si ottiene da un sottile substrato di silicio di tipo n a basso drogaggio (e quindi alta resistività) su cui vengono processate delle strette linee parallele di diffusione p^+ (che prendono appunto il nome di strip, p^+ sta per silicio di tipo p ad alto drogaggio). Tipicamente il passo delle strip varia tra 10 e 100 μm , la lunghezza delle strip è di alcuni centimetri e lo spessore del rivelatore è circa 300 μm . Quando una particella attraversa il rivelatore, genera per ionizzazione una certa quantità di carica che viene raccolta dalle strip tramite l'elettronica di lettura connessa a loro. L'informazione spaziale si ottiene individuando quale sono le strip interessate dalla particella.

Se il rivelatore è completamente svuotato, la resistenza tra una strip e l'altra è maggiore di 100 $M\Omega$, e una carica prodotta in un punto di silicio è raccolta da una singola strip, fornendo un tipo di informazione essenzialmente digitale, con la risoluzione naturalmente determinata dal passo delle strip.

Nel modello originario di rivelatori a microstrip con accoppiamento cosiddetto DC, l'elettronica di lettura è connessa direttamente ad ogni singola linea di diffusione p^+ . Le singole strip sono alimentate e lette attraverso delle linee di alluminio che ricoprono le strip. Sul retro del rivelatore stesso viene depositato uno strato n^+ . Questo fornisce il contatto ohmico per l'alimentazione e protegge il substrato di silicio da contaminazioni.

5.1.1 Capacità di accoppiamento e delle resistenze in polisilicio

L'accoppiamento DC ha lo svantaggio che non solo il segnale, ma anche la corrente di buio di ogni strip viene raccolta dai preamplificatori dell'elettronica di lettura. Questo non influenza in modo particolare l'elettronica e il funzionamento del rivelatore, però i valori diversi della corrente di buio nei vari canali richiedono un ampio dominio dinamico negli amplificatori e nei convertitori analogico-digitale.

L'idea basilare per aggirare questo problema è quella di introdurre un accoppiamento capacitivo tra le strip e il canale di lettura, in modo di isolare l'elettronica dalla corrente di buio (l'accoppiamento AC). A questo fine sono necessarie alte capacità superiori di almeno dieci volte rispetto alle altre capacità in gioco (e quindi generalmente dell'ordine 10 pF/cm), per impedire perdite capacitive del segnale rispetto al resto del rivelatore.

L'accoppiamento capacitivo viene ottenuto separando la diffusione p^+ e la linea di lettura di alluminio con un sottile strato di ossido di silicio (avente permittività elettrica pari a 0.34 pF/cm) con spessore di 100-200 nm.

In questo caso le strip devono essere alimentate separatamente dall'elettronica per esempio attraverso delle resistenze realizzate in polisilicio, connesse ad una linea di alimentazione comune.

Una via per migliorare la risoluzione senza aumentare il numero dei canali di lettura è la lettura analogica. La carica rilasciata dalla particella si suddivide tra canali adiacenti per effetto della diffusione nel silicio e per la divisione di carica capacitiva tra strip quando non tutte le strip sono collegate all'elettronica (tipicamente è letta una strip ogni due) [33]. Utilizzando una lettura analogica si può ricostruire la distribuzione della carica e, con un adeguato algoritmo, si può migliorare la precisione sulla precisione della traccia.

5.2 I rivelatori a doppia faccia

Per ricostruire una traccia nelle tre dimensioni è di particolare interesse lo sviluppo di rivelatori che forniscano un'informazione spaziale in due dimensioni. Un possibile modo per raggiungere tale scopo è l'estensione della struttura a strip ad entrambe le facce di un rivelatore ad silicio. Essa viene ottenuta segmentando il lato n del rivelatore con strip n^+ ortogonali a quelle sul lato p . In questo modo raccogliendo gli elettroni sul lato n e le lacune sul lato p , si ottiene l'informazione indipendente di due coordinate. Il vantaggio fondamentale di tale soluzione è che la duplice informazione spaziale si ottiene senza aumentare la quantità di materiale presente e quindi contribuire ulteriormente alla diffusione multipla.

La segmentazione del lato n di un rivelatore realizzato con materiale di tipo n anche se concettualmente semplice, presenta subito un problema fondamentale. Esso è strettamente collegato alle procedure di manifattura usate nella tecnica planare convenzionale. Durante la passivazione del cristallo di silicio, prima dell'implantazione della strip n^+ , nella regione di interfacciamento $Si-SiO_2$, l'ossido

diventa sede di cariche positive fisse. Queste inducono uno strato di accumulazione di cariche negative nel silicio di tipo n .

Questo strato agisce da conduttore e corto circuito le strip stesse. Perciò la resistenza interstrip risulta dell'ordine di pochi $k\Omega$ e la carica in arrivo alle strip si diffonde su un'area molto vasta rendendo sostanzialmente impossibili le misure della posizione.

5.2.1 Separazione ohmica delle strip n^+

I modi finora proposti per interrompere lo strato di elettroni e isolare tali strip possono essere riassunti in due principali categorie :

- Si possono alternare alle strip n^+ delle strip p^+ (come mostrato in figura 5.2.1) che hanno lo scopo di interrompere lo strato di accumulazione.

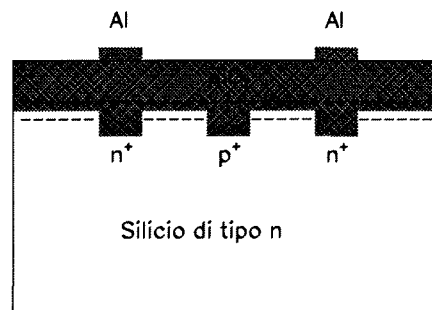


Figura 10: Sezione di un rivelatore con lettura sulla faccia n , dotato di strip "p-stop" per interrompere lo strato di elettroni fra le strip.

- Si possono porre degli opportuni elettrodi sull'ossido in modo da creare un campo elettrico che respinga gli elettroni, utilizzando una struttura MOS (Metal Oxide Semiconductor).

La struttura MOS è già naturalmente disponibile nei rivelatori microstrip con capacità di accoppiamento integrata. Infatti le stesse linee metalliche di lettura

possono essere usate come elettrodi di campo poichè esse possono essere alimentate indipendentemente dal resto del dispositivo. Allora si può ottenere la medesima struttura MOS estendendo la linea di lettura ai margini della strip n^+ (come mostrato in figura 5.2.1).

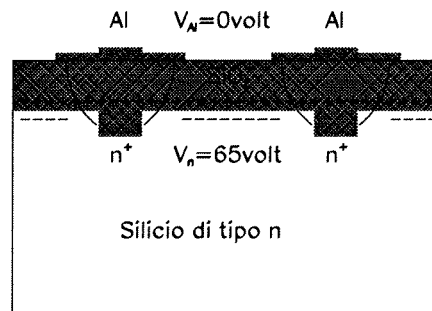


Figura 11: Sezione di un rivelatore con lettura sulla faccia n , dotato degli elettrodi di campo per interrompere lo strato di elettroni fra le strip.

Se si applica una tensione sulle linee di lettura negativa rispetto alla tensione sulle strip n^+ , nell'ossido si crea un campo che provoca una diminuzione della densità di elettroni di conduzione presso l'interfaccia $Si - SiO_2$. A tensione negativa sufficientemente alta viene creata una regione di svuotamento nella zona attorno alle strip e questo isola le strip stesse. In pratica, se l'elettronica di lettura è posta al potenziale vicino allo zero come nel caso di DELPHI, tra le linee di lettura e le strip n^+ già esiste la tensione negativa pari alla tensione di svuotamento, che è sufficiente a separare le strip.

5.2.2 Rivelatori con doppio strato di metallo sul lato n

I rivelatori con lettura su entrambi i lati sono progettati per misurare due coordinate ortogonali fra loro, ciò richiede che l'elettronica di lettura sia montata sui due diversi bordi del rivelatore, ortogonali fra loro. Un parametro importante da considerare in questo tipo di soluzione è la quantità di materiale nella regione centrale. La soluzione adottata da DELPHI per minimizzare tale materiale consiste nell'aggiungere un secondo strato di linee in alluminio sul lato n , orientate ortogonalmente rispetto alle

strip n^+ . I due strati metallici sono separati fra loro da un materiale isolante. In esso vengono realizzati dei fori secondo una precisa struttura : attraverso ognuno di essi una linea del secondo strato può essere messa in contatto con una di primo. Così la lettura può essere effettuata su un solo lato del rivelatore.

La figura 12 mostra un angolo del lato n di un rivelatore della ditta SINTEF utilizzato in DELPHI a doppia faccia con le resistenze in polisilicio e le capacità di accoppiamento con doppia metallizzazione.

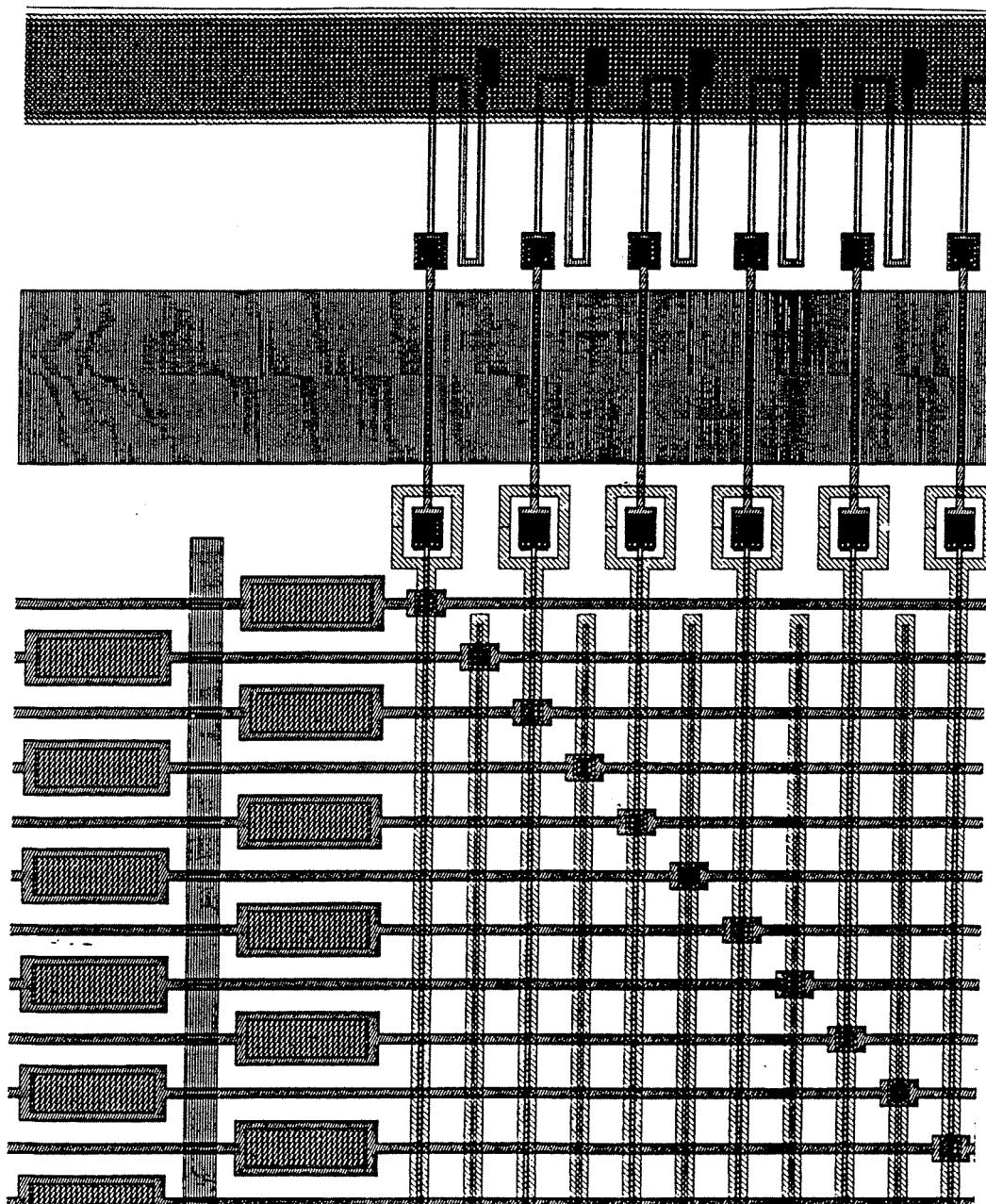


Figura 12: Vista di un angolo del lato n di un rivelatore con doppia metallizzazione.

L'ampia linea più esterna è la linea di alimentazione che fornisce la tensione di polarizzazione alle diffusioni tramite le resistenze in polisilicio (individuate per la loro forma a serpentina). L'altra ampia linea che circonda la regione delle strip è l'anello di guardia. Le diffusioni sono le linee verticali, coperte dalle linee degli elettrodi di campo per ottenere la separazione ohmica sul lato n . Le diffusioni terminano con un piccolo quadrato, punto nel quale si realizza il contatto con una linea metallica, la quale sorpassa l'anello di guardia e si collega alla resistenza in polisilicio sotto l'altro quadrato. Le linee orizzontali sono invece le linee di lettura (secondo strato di metallo), e le piazzuole rettangolari sono destinate al loro collegamento con l'elettronica di lettura. Sono visibili i contatti tra le linee del secondo strato di metallo e gli elettrodi di campo: tali contatti tracciano un'immaginaria linea diagonale ben visibile anche direttamente sui rivelatori.

5.2.3 Il multiplexing

Per rivelatori quadrati e con uguale passo sui due lati, ogni linea di lettura del secondo strato metallico può essere messa in contatto con una sola linea del primo strato. Generalmente, invece, i rivelatori sono rettangolari come nel caso di DELPHI. Per poter mantenere uguale il passo sul lato n , ogni linea di lettura dovrà collegare più linee del primo strato, poste in regioni diverse. Quindi su ogni canale di lettura si leggerà l'informazione relativa a più strip n^+ . Questa molteplicità di informazioni è indicata col termine *multiplexing*. In figura 13 è mostrato un esempio di *multiplexing* per un rivelatore dello strato Closer del rivelatore di microvertice di DELPHI, dove ogni linea di lettura legge tre strip sul lato n .

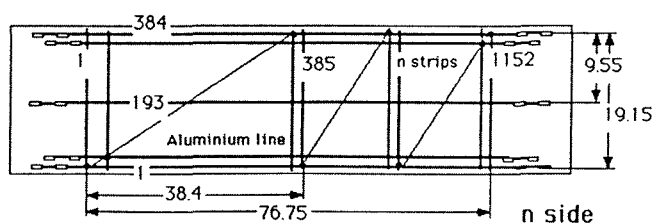


Figura 13: Rappresentazione schematica dell'ambiguità di lettura dovuta al multiplexing all'esempio del rivelatore per lo strato Closer del rivelatore del microvertice di DELPHI. Ogni linea di lettura (linea orizzontale) legge tre strip n^+ (linee verticali).

Questo fatto introduce naturalmente un'incertezza sulla determinazione della posizione della traccia. Al passaggio di una particella si ottiene un segnale dalla linea di lettura, ma a priori non è possibile assegnarlo alla corretta strip n^+ (e quindi alla corretta coordinata z) tra le varie lette dalla stessa linea. È perciò indispensabile l'informazione proveniente da altri rivelatori di tracciamento per assegnare il punto

alla giusta regione del rivelatore. Poichè le diverse strip candidate ad essere associate distano tra loro di almeno 1.9 cm nel caso di DELPHI, è sufficiente una risoluzione dell'ordine di qualche mm sull'informazione proveniente dagli altri rivelatori.

Una buona rivista sugli argomenti dei rivelatori a silicio è [36].

5.3 Il rumore dei rivelatori

Nei rivelatori di microstrip di silicio un parametro di fondamentale importanza è il rapporto segnale-rumore S/N. La perdita più probabile di energia, per una particella al minimo di ionizzazione, nel passaggio in uno spessore di 300 μm di silicio è 81 keV e la perdita media è 117 keV. Queste due quantità possono essere espresse come numero di coppie elettrone-lacuna generate, tenendo presente che l'energia per crearne una in silicio è 3.6 eV. Si ottiene allora come perdita più probabile circa 22000 coppie e come perdita media circa 32000 coppie.

L'elettronica di lettura ed il rivelatore stesso rappresentano però una sorgente di rumore, attraverso vari contributi indipendenti. Il rumore che proviene dall'elettronica di lettura può essere calcolato come carica equivalente attraverso la seguente relazione :

$$ENC = a + b \cdot C \quad (42)$$

dove ENC sta per *Equivalent Noise Charge*, a e b sono quantità costanti che dipendono dal chip utilizzato nella lettura, più precisamente dal suo preamplificatore, C è la capacità di carico del rivelatore. Per i valori del chip di lettura MX6 discusso più avanti e la capacità di carico tipica di DELPHI si ha il valore $340 + 20 \cdot 35(pF) = 1040e^-$ di rumore dall'elettronica.

Il rumore che proviene dal rivelatore stesso è costituito dai contributi dovuti alla corrente di buio, alle resistenze di alimentazione in polisilicio e alla resistenza delle linee di lettura.

Per quanto riguarda la corrente di buio, ENC all'ingresso del preamplificatore è data dalla relazione :

$$ENC = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{(qI)T_p}{4}} \quad (43)$$

dove e è la base del logaritmo naturale, q è la carica dell'elettrone, I è la corrente di buio e T_p è il tempo di integrazione del segnale. Tipicamente, con una corrente di buio di 1 nA per strip ed un tempo di integrazione di 2 μs , si ottiene una carica equivalente $ENC \approx 500e^-$.

Il contributo delle resistenze di alimentazione in polisilicio R_{poli} può essere calcolato dalla seguente espressione :

$$ENC = \frac{e}{q} \sqrt{\frac{(kT)T_p}{2R_{poli}}} \quad (44)$$

dove k è la costante di Boltzmann, T è la temperatura, T_p è ancora il tempo di integrazione del segnale e R_{poli} è il valore della resistenza in questione. Per una resistenza di $5\text{ M}\Omega$ si ottiene $ENC \approx 475e^-$.

Infine il contributo della resistenza R_l delle linee di lettura può essere calcolato dalla seguente espressione :

$$ENC = \frac{1}{q} \sqrt{\frac{(2kT)A}{T_p} R_l (2(C_i + C_0)^2 + C_i^2/2)} \quad (45)$$

dove k, T, T_p sono come in precedenza, A è un coefficiente caratteristico del preamplificatore che dipende da T_p , C_i e C_0 sono rispettivamente la capacità inter-strip e la capacità dovuta alla doppia metallizzazione (nel caso di n-side). Per tipici valori di DELPHI si ottiene $ENC \approx 100e^-$

Una buona rivista sugli argomenti del rumore nei rivelatori a silicio è [37].

Sommando in quadratura tutti i contributi si ottiene un valore finale $ENC \approx 1250e^-$ dominato dal rumore dell'elettronica nel caso di DELPHI. Questo fa risultare un rapporto segnale-rumore S/N pari a 18:1, avendo scelto come valore del segnale la perdita più probabile di carica di una m.i.p. in $300\text{ }\mu\text{m}$ di silicio pari a $22000\text{ }e^-$.

5.4 Lo schema generale del Microvertice

In figura 5.4 si trova una vista prospettica dell'attuale Microvertice. Il Microvertice è composto da tre strati concentrici di rivelatori a microstrip di silicio, disposti ad un raggio medio di 6.3, 9.0 e 11.0 cm.

- Lo strato Outer è costituito da 24 moduli, ognuno avente quattro rivelatori a doppia faccia prodotti dalla ditta Hamamatsu. I rivelatori sono collegati elettricamente in serie due a due, lasciando dunque le due metà del Microvertice in z elettricamente indipendenti fra loro. I rivelatori più esterni del modulo hanno un fattore di multiplexing pari a uno sulla faccia n , mentre per i più interni è due. Questo strato copre la regione angolare fra 44° e 136° . Le caratteristiche dei rivelatori dello strato Outer sono rappresentate nella tabella 5.4. Il numero di canali di lettura per un modulo è pari a $2 \cdot (640 + 640) = 2560$.
- Lo strato Inner è realizzato con moduli di 4 rivelatori a singola faccia : sono ancora 24 e sono costituiti alternativamente in sequenza da moduli dello strato Outer e dello strato Inner del 1992, con numero di canali di lettura pari rispettivamente a 640 e 512. Questa soluzione permette l'utilizzo dei migliori rivelatori a singola faccia disponibili dal vecchio Microvertice. La regione angolare coperta dallo strato Inner è tra 37° e 143° . Le caratteristiche dei rivelatori dello strato Inner sono presentati nella tabella 5.4.

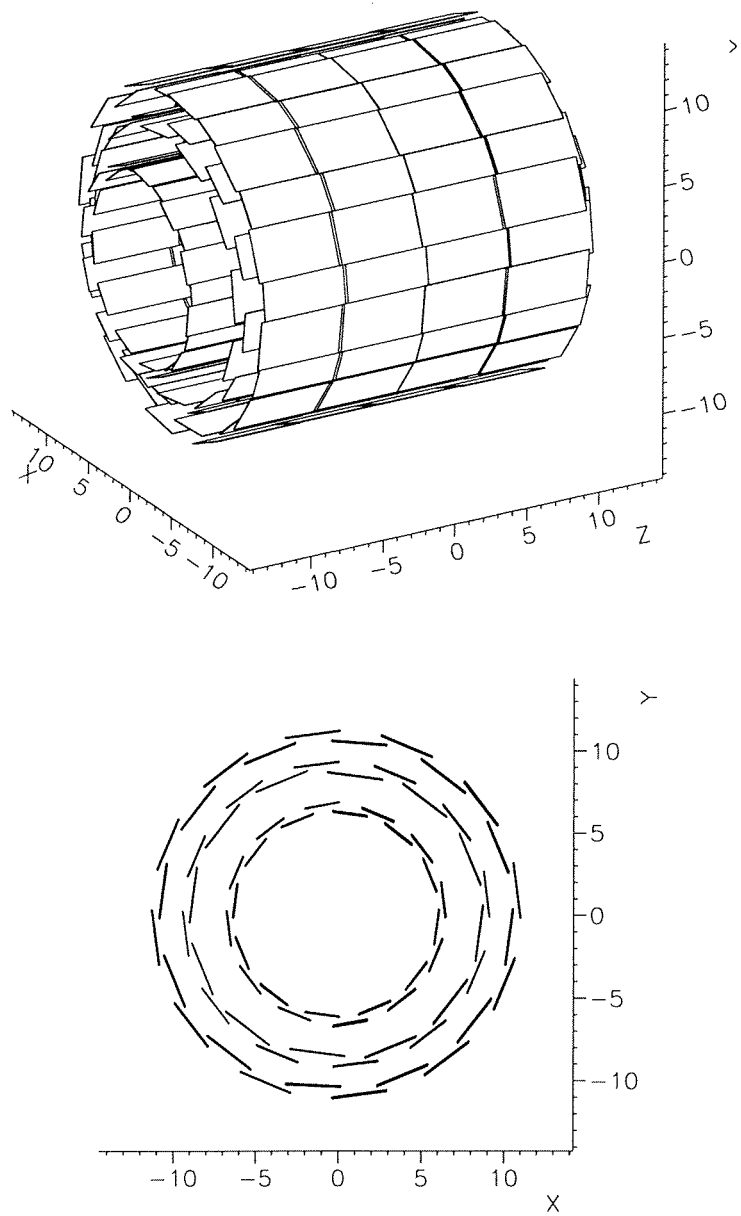


Figura 14: La vista prospettica del Microvertice e la proiezione nel piano trasversale rispetto ai fasci (dimensioni in cm).

Spessore(μm)	320	
dimensioni (cm $\times$ cm)	5.75 $\times$ 3.2	
Drogaggio tipo n	fosforo	
resistività (k Ω /cm)	3-6	
	faccia p	faccia n
separazione strip n^+		P stops
passo strip di diffusione (μm)	25	42
passo strip di lettura (μm)	50	42, 84
larghezza strip di diffusione (μm)	12	14
larghezza strip Al strato 1 (μm)	8	8
larghezza strip Al strato 2 (μm)		6
isolante tra strato 1 e strato 2 (4-5 μm)		SiO_2
spessore di ossido di accoppiamento (nm)	150 – 250	150 – 250
capacità di accoppiamento (pF/cm)	10	20
resistenza di polisilicio (M Ω)	>10	>20
frazione di pinhole	< 1%	< 1%
multiplexing		2 ; 1
numero di canali di lettura	640	640

Tabella 4: Le caratteristiche dei rivelatori a doppia faccia dello strato Outer.

Spessore(μm)	285	
dimensioni (cm $\times$ cm)	5.9 $\times$ 2.56 ; 5.9 $\times$ 3.2	
Drogaggio tipo n	fosforo	
resistività (k Ω /cm)	4.5-5.5	
	faccia p	
passo strip di diffusione (μm)	25	
passo strip di lettura (μm)	50	
larghezza strip di diffusione (μm)	7	
spessore di ossido di accoppiamento (nm)	230	
capacità di accoppiamento (pF/cm)	>7	
resistenza di polisilicio (M Ω)	>1	
frazione di pinhole	< 0.5%	
numero di canali di lettura	512 ; 640	

Tabella 5: Le caratteristiche dei rivelatori a singola faccia dello strato Inner.

- Lo strato Closer è formato da 24 moduli costituiti da quattro rivelatori a doppia faccia letti dai due lati indipendentemente, con fattore di multiplexing pari a tre sulla faccia n del rivelatore interno. Sono prodotti dalla ditta SINTEF. Lo strato copre la regione angolare fra 25° e 155° . Le caratteristiche dei rivelatori dello strato Closer sono presentati nella tabella 5.4. Il numero di canali di lettura per un modulo è pari a $2 \cdot (384 + 384) = 1536$.

Spessore(μm) dimensioni (cm $\times$ cm) Drogaggio tipo n resistività (k Ω /cm)	307 7.9 $\times$ 2.1 ; 6.1 $\times$ 2.1 fosforo 3-6	
	faccia p	faccia n
separazione strip n^+		elettrodi di campo
passo strip di diffusione (μm)	25	49.5, 99, 150
passo strip di lettura (μm)	50	49.5, 99, 150
larghezza strip di diffusione (μm)	6	8
larghezza strip Al strato 1 (μm)	8	17
larghezza strip Al strato 2 (μm)		9
isolante tra strato 1 e strato 2 (4-5 μm)		poliamido
spessore di ossido di accoppiamento (nm)	150 – 250	150 – 250
capacità di accoppiamento (pF/cm)	10-20	20-50
resistenza di polisilicio (M Ω)	4-25	4-25
frazione di pinhole	0.3%	0.3%
multiplexing		3 ; 1
numero di canali di lettura	384	384

Tabella 6: Le caratteristiche dei rivelatori a doppia faccia dello strato Closer.

5.5 Disegno "flipped" di moduli a doppia faccia

Per la realizzazione dei moduli dello strato Outer e Closer le strip di lettura del lato n di uno dei rivelatori sono state collegate in serie con le strip di lettura del lato p dell'altro, e viceversa per le altre due facce (i cosiddetti moduli "flipped"). Il motivo principale di questa soluzione è la riduzione della capacità totale relativa ad una strip "vista" all'entrata del singolo canale dell'elettronica di lettura (la capacità di carico). Infatti dal valore di questa capacità dipende direttamente il rumore del canale come è stato spiegato. I rivelatori utilizzati presentano un valore piuttosto alto di tale capacità sul lato n a causa della presenza del doppio strato di metallo per leggere l'informazione dalla stessa parte del modulo, mentre quella per il lato p risulta molto minore. Collegare un lato n ad uno p consente perciò di ottenere un comportamento analogo delle due facce lette per quel che riguarda il rumore. Inoltre, poichè si è in grado di distinguere i segnali provenienti dal lato p da quelli

del lato n per la loro polarità, ciò permette anche di ridurre il fattore di multiplexing, riducendo le ambiguità introdotte.

5.6 L'elettronica di lettura

Il sistema di lettura dei rivelatori microstrip del Microvertice è basato su circuiti MX6 per gli strati Closer ed Outer ed MX3 per lo strato Inner, che comprendono amplificatori di carica a basso rumore e il "multiplexor" per la lettura seriale. Il chip MX6 è una evoluzione del modello MX3 usato precedentemente per tutti gli strati del Microvertice. La tecnologia CMOS utilizzata assicura una buona uniformità del guadagno dei 128 amplificatori contenuti in un chip.

Il principio di funzionamento dei chip di lettura MX6 ed MX3 può essere descritto con riferimento al diagramma del *timing* rappresentato in figura 5.6.

Il segnale RESET scarica completamente i condensatori C_1 e C_2 . Gli interruttori 1 e 2 in queste condizioni sono chiusi, quindi dopo il RESET simultaneamente i condensatori C_1 e C_2 incominciano a caricarsi. Il segnale S_1 apre l'interruttore 1 e dunque ferma il processo di carica del condensatore C_1 , mentre il segnale S_2 apre successivamente l'interruttore 2 e ferma il processo di carica del condensatore C_2 . Ovviamente C_2 si caricherà maggiormente di C_1 se c'è un segnale dal rivelatore (passaggio di una particella). I valori A_1 e A_2 della carica sulle condensatori C_1 e C_2 sono proporzionali alla carica all'ingresso di amplificatore. Nel seguito A_1 e A_2 vengono letti in modo seriale con un registro di spostamento. Una particella viene rivelata come differenza fra A_1 e A_2 solamente se si trova temporalmente all'interno dell'intervallo fra S_2 e S_1 .

L'utilizzo di questo principio per la cattura del segnale elimina il rumore a bassa frequenza, il quale influendo in ugual misura i segnali A_1 e A_2 , viene eliminato nella sottrazione. I disturbi ad alta frequenza vengono invece tagliati dall'integrazione nell'amplificatore.

Nella tabella 5.6 sono descritte le principali caratteristiche dei chip MX3 e MX6.

È stata valutata la resistenza dei chip ai danni provocati da radiazioni: non si verificano sensibili peggioramenti del funzionamento fino ad una dose integrata di circa 50 krad. Durante l'anno 1994 i moduli hanno accumulato la dose tra 0.1 e 0.9 krad (dipende dalla posizione del modulo) quindi molto fuori del limite di pericolo.

5.7 Il sistema dell'acquisizione dei dati.

Il sistema dell'acquisizione dei dati del rivelatore del microvertice è una parte integrale del sistema dell'acquisizione di DELPHI. Ogni $22 \mu s$ in sincronia con le collisioni dei fasci di LEP, la carica raccolta su tutte le strip viene scritta nei chip di lettura MX3 e MX6. Se questo evento non è stato selezionato dal sistema del *trigger* di DELPHI l'informazione letta viene soprascritta durante il successivo incontro dei fasci. Altrimenti il successivo ciclo di cattura del segnale viene saltato

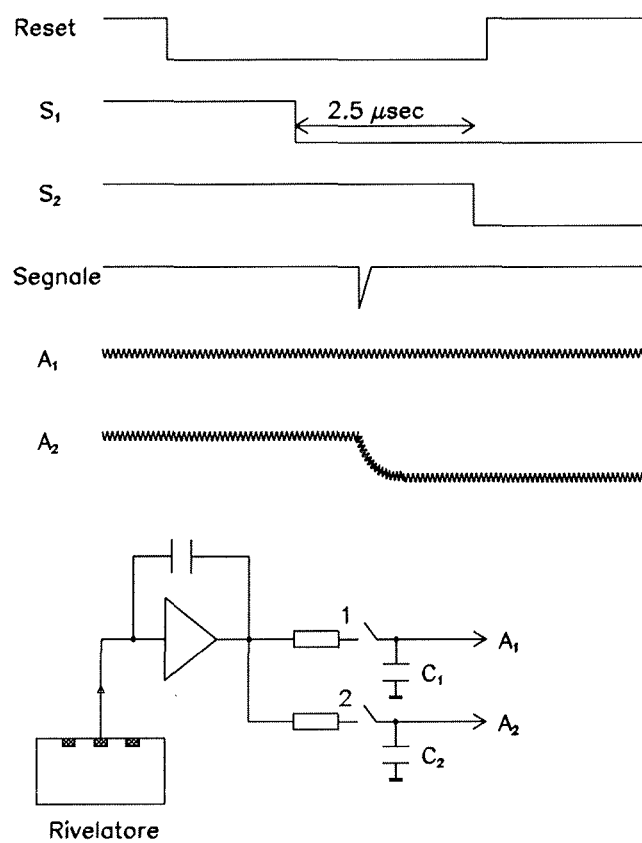


Figura 15: Il diagramma del *timing* e lo schema funzionale dei chip di lettura MX6 ed MX3 con gli interruttori 1 e 2 aperti (quindi dopo l'arrivo del segnale S_2).

	MX3	MX6
dimensioni	6.4 mm × 6.9mm	6.4 mm × 6.9mm
numero di amplificatori	128	128
tecnologia della produzione	CMOS 3 μm	CMOS 3 μm
guadagno preamplificatore	0.25 μV /elettrone	0.5 μV /elettrone
rumore ($S_2 - S_1 = 2\mu s$)	670 + 55 $\times Ce^-$ ENC	340 + 20 $\times Ce^-$ ENC
integrazione del segnale	800 nsec	200 nsec
potenza dissipata	60 mW / canale	200 mW / canale
frequenza di lettura	2.5 MHz	2.5 MHz

Tabella 7: Le principali caratteristiche dei chip MX3 e MX6.

in attesa della decisione del *trigger* secondario. Se l'evento è accettato dal *trigger* secondario, la carica scritta su ogni canale viene letta in modo seriale e viene digitizzata dai 48 moduli SIROCCO in standard FASTBUS [38]. Ogni SIROCCO ha due canali indipendenti di lettura con un *flash* ADC di 10 MHz e un processore digitale DSP56001 utilizzato per compattare i dati.

All'ingresso di ogni canale di SIROCCO arrivano i segnali analogici in modo seriale. Un segnale analogico porta l'informazione dai 12 chip MX6 nel caso dello strato Closer, dai 9 chip MX3 nel caso dello strato Inner e dai 10 chip MX6 nel caso dello strato Outer. Quindi il massimo numero delle strip lette da un canale di SIROCCO è pari al $128 \cdot 12 = 1536$ per lo strato Closer. Con una velocità di lettura di 2.5 MHz per digitizzare questo numero dei canali ci vogliono circa 600 μs prima che il Microvertice sia pronto per il *trigger* successivo.

I dati in seguito sono analizzati dai DSP. Per trovare i canali con i dati di interesse, è necessario stimare tre quantità: il piedistallo di ogni canale, il rumore di ogni canale e il rumore comune di tutte le strip lette da un chip. Il piedistallo e il rumore comune vengono sottratti dai dati e il rumore è utilizzato come riferimento per distinguere i segnali veri dal rumore di fondo.

I piedistalli dei canali variano molto lentamente. I loro valori sono continuamente modificati per seguire i possibili cambiamenti secondo la procedura della "media corrente", dove il valore nuovo modifica il valore vecchio con un peso piccolo. Per i piedistalli il peso è stato scelto 1/32, valore che consente di aggiornarli con una velocità sufficiente, mantenendo una buona insensibilità alle fluttuazioni dovute al rumore.

Il rumore comune viene stimato per ogni chip di lettura. Esso è calcolato facendo la media per tutti i canale dello stesso chip. Il segnale individuale del canale viene ottenuto dopo la sottrazione del piedistallo e del rumore comune dal valore letto dall'ADC.

Il rumore del canale, definito come il valore della variazione statistica (RMS) del segnale, viene aggiornato secondo la stessa procedura della "media corrente".

Per l'aggiornamento di questo rumore il peso è stato stabilito $1/1024$. Il rapporto segnale-rumore per una strip individuale è pari al segnale del canale diviso per il suo RMS di rumore.

L'algoritmo della ricerca dei cluster (cioè il gruppo delle strip interessate al segnale presunto) del DSP accetta le strip nel cluster se il rapporto segnale-rumore del cluster (la sommatoria dei rapporti segnale-rumore delle strip coinvolte) è superiore ad un certo valore. Per la faccia p del rivelatore di solito il numero delle strip aventi il segnale è una o due. Invece per la faccia n il segnale può essere distribuito su più strip e il valore del segnale per una strip può essere minore in confronto con la faccia p in quanto le tracce non sono necessariamente perpendicolari ai rivelatori, ma possono attraversarli con angoli fino a 25° . Allora il cluster è accettato se il rapporto segnale-rumore del cluster di una, due o tre strip è maggiore di $4\sqrt{n}$, dove n è il numero delle strip (una, due o tre). I dati dei canali che soddisfano a questa condizione (e anche i 4 loro vicini da ogni parte del cluster) vengono scritti su nastro per la seguente analisi. L'algoritmo è fatto in modo da cercare segnali di entrambe le polarità provenienti dalla struttura "flipped" dei moduli. La procedura compatta i 125952 canali di informazione tipicamente in 8 *Kbyte* per un evento di decadimento adronico di Z^0 o in 4 *Kbyte* per un evento vuoto. Un evento viene analizzato in DSP durante 50 *msec*, comodamente più rapido in confronto con il tempo medio tra i trigger secondari di 200 *msec*.

I record prodotti dai moduli SIROCCO in seguito vengono letti dal sistema dell'acquisizione di DELPHI e vengono scritti nelle cassette insieme con i record degli altri sub-rivelatori di DELPHI.

5.8 Misure con i rivelatori per lo strato Outer

Nel laboratorio di Padova sono stati assemblati e sottoposti a misure i moduli destinati allo strato Outer del rivelatore del microvertice di DELPHI utilizzati nello sviluppo nel 1994.

5.8.1 I test dell'accettazione dei rivelatori

I rivelatori utilizzati per lo sviluppo del microvertice del 1994 sono stati prodotti dalle due ditte : SINTEF (Oslo, Norvegia) per lo strato Closer e Hamamatsu Photonics K.K. (Hamamatsu City, Giappone) per lo strato Outer. I rivelatori ricevuti dalla SINTEF sono stati misurati strip per strip dato che non erano stati testati in modo completo prima della consegna. Quelli della Hamamatsu invece sono arrivati dopo i test completi, quindi solo pochi rivelatori sono stati testati nel laboratorio dopo l'arrivo per controllarne le specifiche. I criteri per l'accettazione dei rivelatori sono :

- Il numero delle imperfezioni trovate con l'ispezione visuale non deve superare 1% dei canali.
- La corrente di buio misurata nella linea di alimentazione deve essere minore di 10 μA .

- Le resistenze di polisilicio devono avere valori più alti di 5 $M\Omega$.

Questi limiti per la corrente di buio e le resistenze di alimentazione assicurano che loro non aggiungeranno più di 500 elettroni equivalenti di rumore quando i rivelatori vengono collegati all'elettronica di lettura.

- La capacità di accoppiamento deve essere tra 10-20 pF/cm per assicurare la buona raccolta di carica e assenza delle perdite capacitive alle strip adiacente.
- Il numero dei "pinhole" (un foro nell'ossido che fa un corto circuito nelle capacità di accoppiamento integrate) sulla faccia n deve essere meno di 1% ad una tensione 20 V maggiore della tensione di svuotamento. Per la faccia n questo difetto è molto dannoso, e sarà discusso in particolare nel seguito.

Tra i rivelatori ricevuti dalla SINTEF 70% sono stati selezionati. La maggioranza di quelli rifiutati non aveva le resistenze di polisilicio abbastanza alte per l'impiego in DELPHI. Tra i rivelatori ricevuti da Hamamatsu 99% sono stati accettati.

L'assemblaggio è stato eseguito nel modo seguente : l'ibrido e il primo rivelatore a silicio sono stati posizionati sui supporti a vuoto, allineati correttamente uno rispetto all'altro e poi incollati insieme. L'incollaggio del secondo rivelatore a silicio è stato analogo, realizzato con una parziale sovrapposizione con il primo rivelatore. Una volta effettuato l'incollaggio dell'ibrido con il primo rivelatore, sono state fatte le saldature per i contatti elettrici, prima di incollare il secondo rivelatore. La macchina saldatrice (ultrasonica) ha realizzato i contatti con del filo di alluminio di diametro pari a 20 μm in modo automatico. Il modulo composto dall'ibrido e un rivelatore (quarto o 1/4 di modulo) viene sottoposto a una serie di test opportuni per verificare il suo funzionamento. Nello stesso modo dopo l'incollaggio del secondo rivelatore il modulo composto dall'ibrido e dai due rivelatori (mezzo o 1/2 di modulo) viene saldato e testato.

La procedura dell'assemblaggio e le misure dei rivelatori per i test dell'accettazione sono descritte in particolare in [39]. In seguito verrà descritta più dettagliatamente la procedura degli ulteriori test dei moduli già assemblati.

5.8.2 La stazione di test dei moduli

In figura 16 è rappresentato lo schema funzionale della stazione di test dei moduli assemblati nel laboratorio di Padova.

La stazione comprende un contenitore di buio dove si trovano i moduli sotto test, un sistema dell'acquisizione dei dati con un sistema del trigger e un sistema di alimentazione.

All'interno del contenitore di buio i moduli vengono fissati al di sopra di una piattaforma che ne permette lo spostamento con la precisione micrometrica lungo il piano orizzontale di 30×10 cm, controllato da una interfaccia RS232 al computer $\mu VAX2$. Al di sopra del modulo c'è un microscopio per focalizzare un fascio

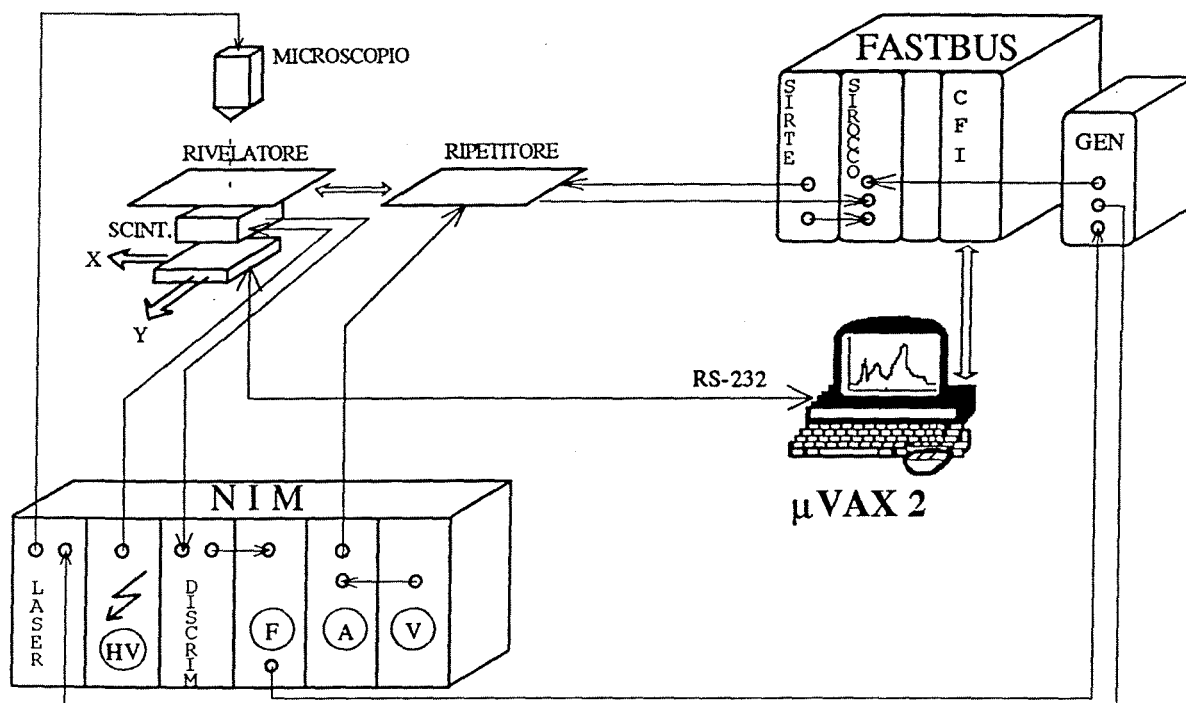


Figura 16: La stazione di test dei moduli assemblati.

laser sulla superficie del rivelatore. Il laser a diodo utilizzato è un C86092E-13 della ditta EG/G Optoelettronica, con radiazione infrarossa a 904 nm. La luce laser è trasportata con un cavo di fibra ottica lungo 2 m dal modulo speciale nello standard NIM che provvede una lunghezza minima dell'impulso di 20 nsec con massima intensità di 250 mW.

Al di sopra del rivelatore oltre al laser si può fissare un collimatore che permette di indirizzare la radiazione da due sorgenti radioattive : una da raggi β di 3.7 MBq ottenuti da Sr^{90} con spettro energetico fino a 2.2 MeV e una da raggi γ di 37 MBq ottenuti da Am^{241} di 60 keV di energia. Sotto la piattaforma, dopo un altro collimatore c'è una targhetta di scintillatore NE110 letta da un fotomoltiplicatore FEU-60. Il fotomoltiplicatore è alimentato da una sorgente dell'alta tensione nel NIM. Il segnale del fotomoltiplicatore va ad un discriminatore NIM e oltre ad un formattore NIM e è usato per avere il trigger nelle misure con Sr^{90} .

I segnali di timing e l'alimentazione arrivano all'ibrido del modulo e i segnali letti dai chip di elettronica escono dal modulo attraverso una carta di ripetitore collegata all'ibrido tramite un cavo flessibile di kapton. Il ripetitore è collegato all'unità di timing "SIRTE" [34], al SIROCCO (entrambi nel FASTBUS) e all'alimentatore CAEN511 nel NIM. Le correnti dall'alimentatore sono controllate da un modulo speciale nel NIM con la precisione $0.1 \mu\text{A}$.

Il funzionamento del sistema dell'acquisizione realizzato in standard FASTBUS assomiglia a quello del sistema dell'acquisizione di DELPHI. I segnali dal modulo sotto test vengono letti e digitizzati da un SIROCCO e tutti i segnali di "timing" per i chip di lettura MX6 e per il SIROCCO sono generati dal SIRTE. SIRTE può essere attivato da un segnale esterno e inoltre può realizzare le coincidenze temporali tra il ciclo di cattura del segnale (la finestra $S_2 - S_1$) e il segnale dal fotomoltiplicatore. Il FASTBUS è collegato al μVAX2 tramite un controllore CFI. Tutto il software per i moduli nel FASTBUS è sviluppato nell'ambiente CMZ VMS in FORTRAN-77, mentre il processore DSP in SIROCCO è programmato in assembler Motorola caricabile sempre dal VMS.

La catena di lettura del segnale è stata calibrata utilizzando le sorgenti radioattive come descritto più avanti. Ogni due-tre giorni durante i test il sistema veniva ricalibrato per il controllo di stabilità del funzionamento. Per ogni quarto e mezzo modulo prodotto sono state effettuate le misure del piedistallo e del rumore con le riparazioni dei eventuali difetti e lo scan con laser. Le calibrazioni con le sorgenti radioattive invece venivano fatte una volta ogni tre-quattro moduli.

5.8.3 Misure del piedistallo e del rumore

Nella figura 17 è visualizzato il valore del piedistallo per ogni canale di lettura (1-1280) di un modulo testato e la distribuzione dei piedestalli in canali ADC per questo modulo.

In figura 18 è rappresentato il valore del rumore per un modulo per ogni canale di lettura nelle vari fasi dell'assemblaggio. Prima si è mostrato il rumore per l'ibrido

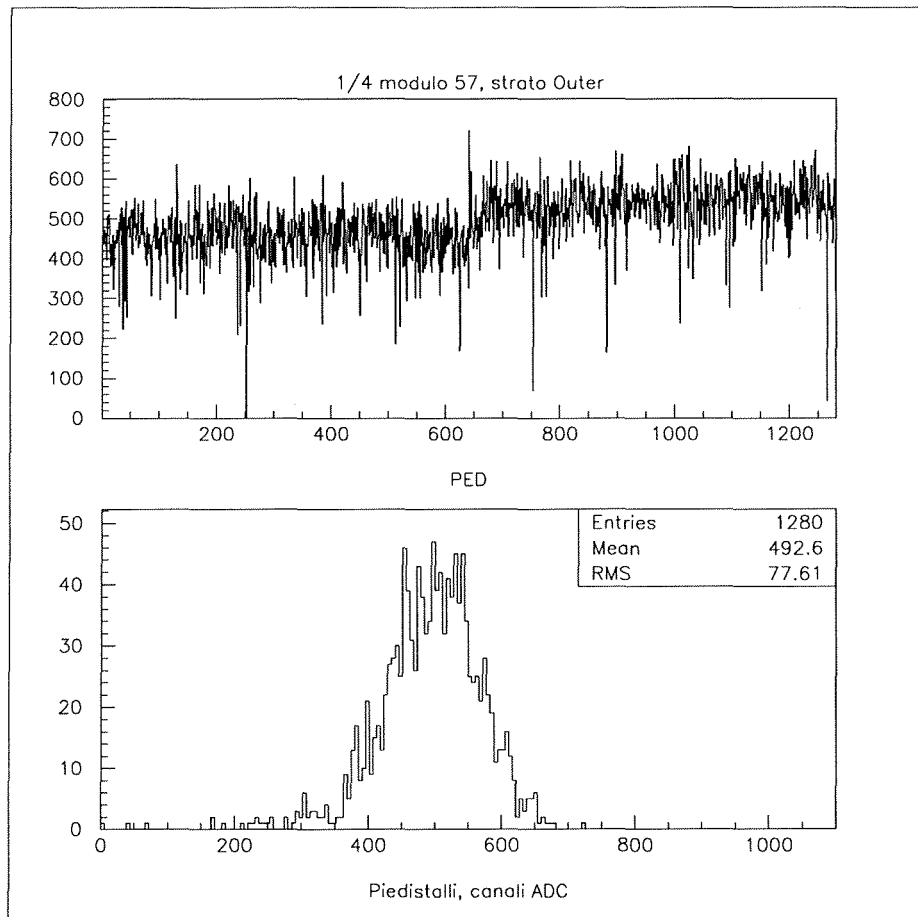


Figura 17: Misura del piedistallo per 1/4 modulo #57 in funzione del canale di lettura (in alto) e la distribuzione dei piedistalli in canali dell'ADC (in basso).

l'ibrido nudo, cioè senza rivelatori collegati. Dopo sono rappresentati i rumori del quarto di modulo e del mezzo modulo.

Dall'ultima figura si nota come il rumore aumenti con il progressivo assemblaggio del modulo e come la faccia n della placchetta del quarto di modulo (canali 641-1280) abbia un rumore maggiore rispetto alla faccia p (canali 1-640). Si vede che per il mezzo modulo (l'istogramma più bassa) con il disegno "flipped" i due lati del modulo (cioè i canali 1-640 in confronto con i canali 641-1280) hanno i rumori praticamente uguali.

In figura 5.8.3 è rappresentata invece la distribuzione di questi rumori per varie combinazioni del carico all'ingresso dell'amplificatore.

Sapendo che un canale di ADC corrisponde a ≈ 200 elettroni equivalenti di rumore (come sarà dimostrato in seguito) si può verificare la seguente relazione che lega insieme i quattro rumori considerati

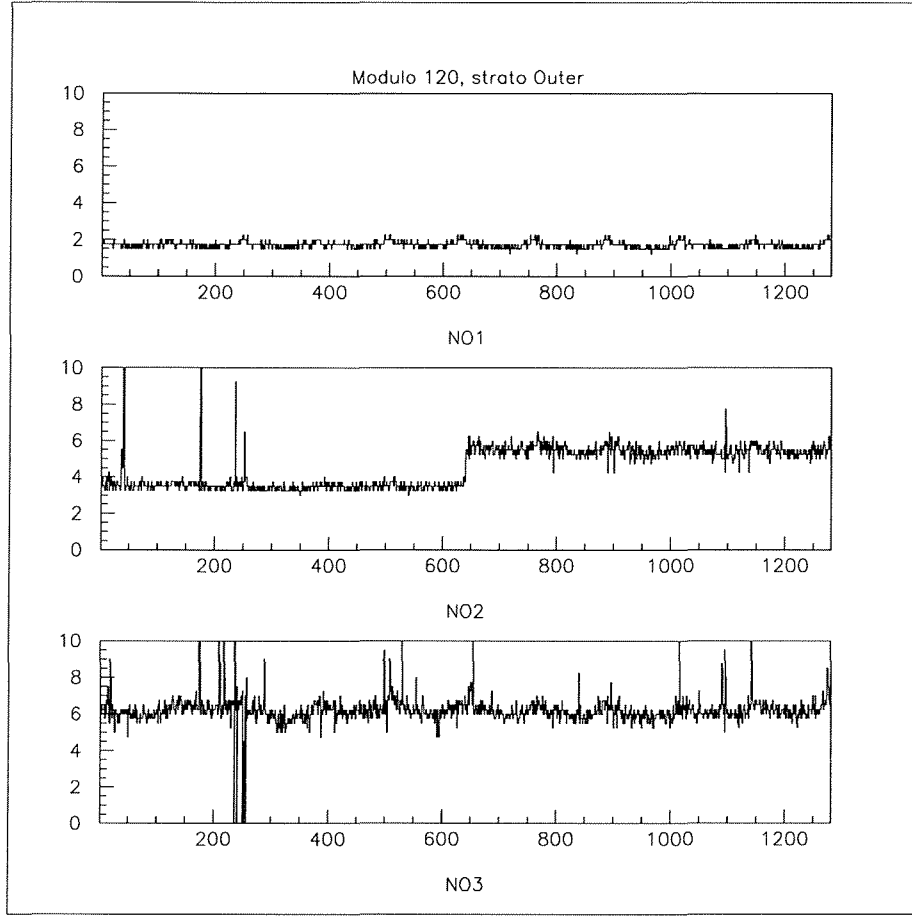


Figura 18: Misura del rumore per l'ibrido, la faccia p e la faccia n del 1/4 di modulo e del 1/2 di modulo #120 per ogni canale di lettura.

$$\sigma_{\frac{1}{2}} = \sqrt{\sigma_{\frac{1}{4}n}^2 + \sigma_{\frac{1}{4}p}^2 - \sigma_{ibrido}^2} = \sqrt{5.6^2 + 3.6^2 - 1.8^2} \cdot 200e^- = 6.4 \cdot 200e^- = 1280e^- \quad (46)$$

Il valore di rumore misurato per il 1/2 di modulo infatti è in buon accordo sia con questo numero $\sigma_{\frac{1}{2}} = 6.3 \times 200 = 1260e^-$, che con la previsione teorica discussa nella sezione 5.3.

5.8.4 I "pinhole"

Di particolare interesse è il caso corrispondente alla possibile presenza di "pinhole" in qualche canale, che produce una distorsione del piedistallo alla zona adiacente al canale difettoso alle tensioni di svuotamento basse. Queste distorsioni vengono chiamate *fuji* (dal nome del vulcano Fujiyama), per il loro aspetto simile al cratere di un

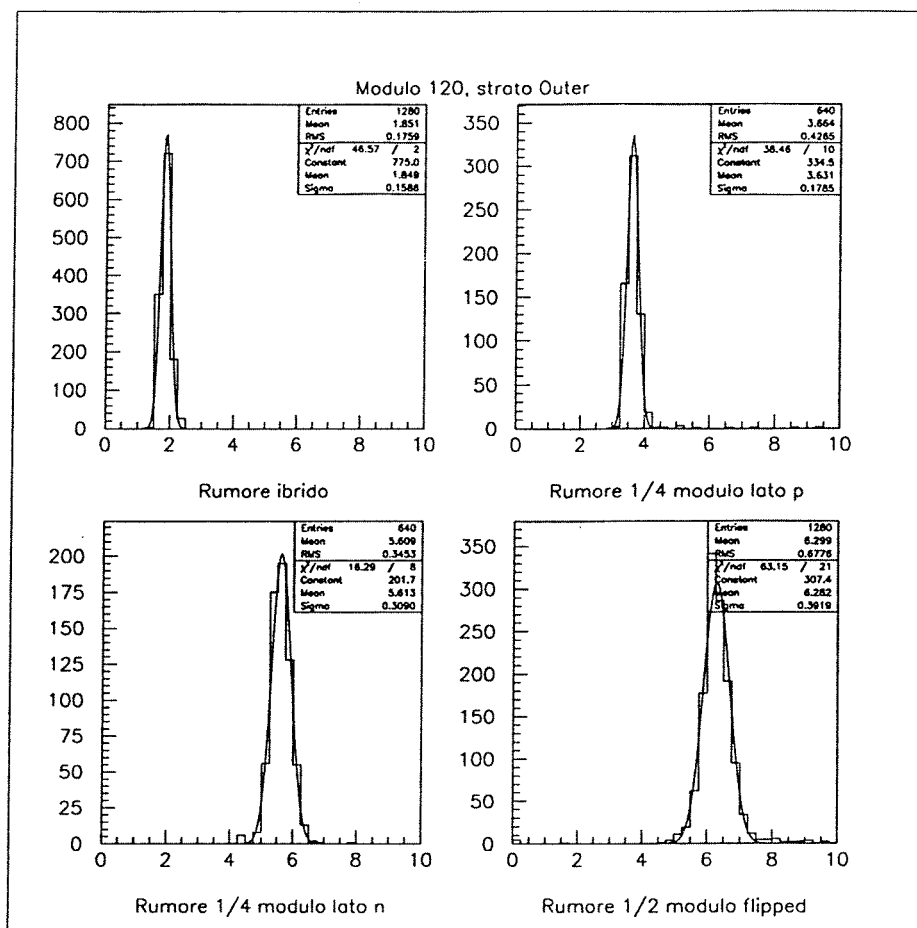


Figura 19: La distribuzione del rumore in canali dell'ADC per l'ibrido, la faccia *p* (canali 1-640) e la faccia *n* (canali 641-1280) del 1/4 di modulo e del 1/2 di modulo #120.

vulcano rovesciato, come rappresentato in figura 20. Per le tensioni più alte questa regione diventa molto rumorosa e in pratica non utilizzabile. Inoltre, la grande corrente dal "pinhole" fluendo nell'elettronica di lettura disturba il funzionamento dell'intero chip di lettura.

Come si nota dalla figura, i canali interessati alla distorsione sono circa 50. In realtà i *fuji* che si riscontrano sono di due tipi : oltre a quello considerato, attribuibile ad un "pinhole" presente in un canale della faccia *n* di rivelatore del modulo, si ha a volte la formazione di un *fuji* più stretto, della larghezza di 5-10 canali di lettura, attribuibile questa volta ad un "pinhole" presente su un canale della faccia *p*. In figura 21 è rappresentato l'andamento del piedistallo per un quarto di modulo, con la presenza di un *fuji* sulla faccia *p* intorno al canale di lettura 620, di una sua struttura correlata intorno al canale 1020 (descritta più avanti) e di un

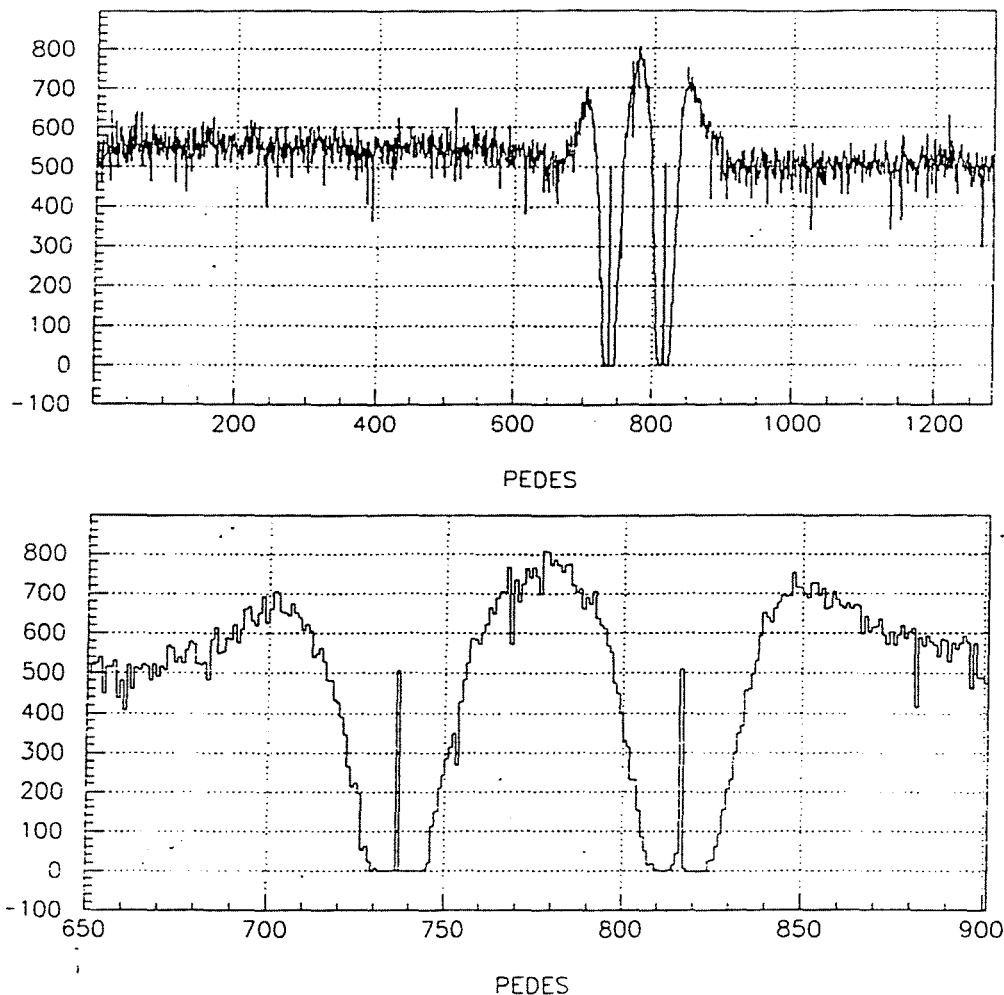


Figura 20: Distorsione del piedistallo dovuta a due fuji (modulo #57, canali di lettura 737 e 818) per la tensione di svuotamento di 10 V.

fuji sulla faccia *n* intorno al canale 1160.

Secondo lo schema seguente di figura 22, rappresentante la sezione di un rivelatore e le tensioni applicate ad esso, la presenza di un "pinhole" sulla faccia *n* dovrebbe generare una corrente di valore :

$$I_{pinhole} = \frac{V_{bias}}{R_{poli}} \approx \frac{60V}{10M\Omega} = 6\mu A \quad (47)$$

dove V_{bias} è la tensione di svuotamento e R_{poli} è la resistenza in polisilicio.

In realtà la corrente misurata era tipicamente 300-600 μA : ciò significa che contribuiscono (300-600) μA / 6 $\mu A \approx$ 50-100 canali vicini, come infatti si vede dall'andamento dei piedistalli nel caso di un *fuji* nella figura 20. Probabilmente la causa dell'andamento anomalo dei piedistalli è un effetto di conduzione superficiale

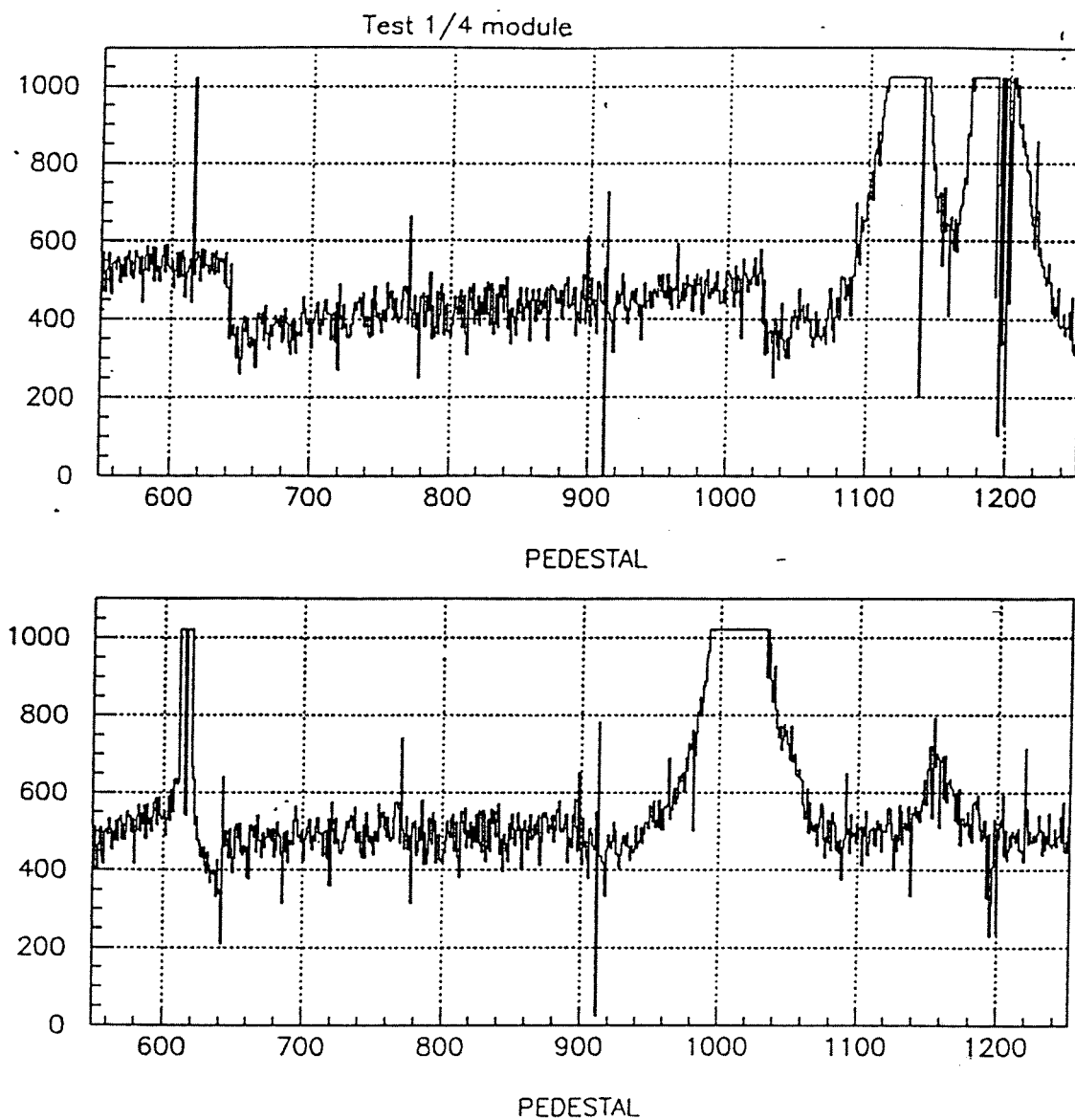


Figura 21: Misura del piedistallo del 1/4 di modulo #85 per due valori della tensione di svuotamento (in alto 5 V, in basso 15 V); si nota la presenza di due *fuji*, uno di tipo *n* (canale ~ 1160), uno di tipo *p* (canale ~ 620) e della sua struttura correlata sulla faccia *n* (canale ~ 1020).

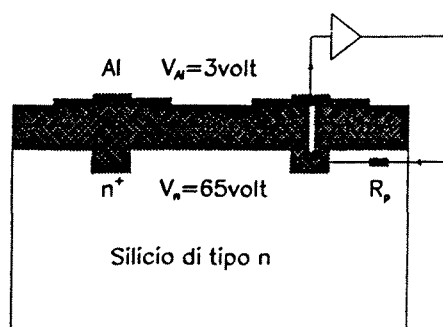


Figura 22: Sezione trasversale di un rivelatore con un "pinhole" su una strip della faccia n

fra le linee di lettura in alluminio.

Sulla faccia p la situazione è analoga, ma ora la corrente che fluisce nel "pinhole" parte dall'altro lato del rivelatore verso il lato p . A questo si deve aggiungere la presenza di un probabile difetto locale. Spesso i "pinhole" sulla faccia p sono accompagnati da una struttura correlata del piedistallo sulla faccia n (vedi figura 21), che conferma questa ipotesi di corrente locale fra le facce n e p . Inoltre quando si scollega dall'elettronica di lettura la strip p con "pinhole", nel piedistallo non compare più il f_{uji} e la sua struttura correlata.

L'effetto dannoso causato da un "pinhole" può essere eliminato rimuovendo la saldatura fra il canale con il "pinhole" ed il relativo chip. Questo non provoca una diminuzione di efficienza in quanto la carica depositata sulla strip sconnessa viene raccolta dalle strip vicine tramite un'accoppiamento capacitivo, ma causa comunque una degradazione della precisione nella rivelazione. Per evitare che i "pinhole" si formino quando tutto il rivelatore è montato in sede di esperimento, quando cioè non si può più intervenire manualmente, tutti i moduli, dopo la loro produzione, sono stati sovra alimentati per molto tempo, ad una tensione di svuotamento di 90 V (nell'esperimento sono alimentati con una tensione di 65-75 V), al fine di provocare la creazione di "pinhole" nelle zone più deboli. Nella tabella 8 è riportato il numero di "pinhole" che sono stati creati dalla sovrappolarizzazione per 100 placchette dello strato outer e 116 del closer, in funzione del tempo di applicazione della stessa.

Per quel che riguarda la stabilità di comportamento per tempi più lunghi, dopo

	Closer	Outer
Numero dei canali	44544	64000
Durata del test	Numero dei pinhole	Numero dei pinhole
1-2 giorni	19	9
3-4 giorni	2	3
5-60 giorni	2	1

Tabella 8: Numero di "pinhole" creati in 100 placchette dello strato Outer e in 116 del Closer, con una tensione di svuotamento di 90 V.

2 anni di funzionamento del Microvertice nell'esperimento vi è stata la comparsa di un solo "pinhole" nello strato outer, che ha ridotto l'efficienza totale dello 0.04%.

5.8.5 Calibrazioni con Am^{241}

Per ottenere la calibrazione dell'apparato di lettura (cioè per conoscere il numero di elettroni corrispondenti ad un canale dell'ADC) sono state eseguite le misure con la sorgente radioattiva Am^{241} . La scelta dell'americio come sorgente radioattiva dipende dal fatto che l'energia del fotone, circa 60 keV, produce il numero di coppie generate ($60000/3.6 \approx 16000$) paragonabile con il numero delle coppie generate da un m.i.p. (~ 25000), dove per m.i.p. si intende una particella con l'impulso corrispondente al minimo di ionizzazione (minimum ionizing particle). I fotoni di 60 keV interagiscono con silicio tramite il processo di fotoeffetto, dando la ionizzazione localizzata dentro il rivelatore. Quindi con questo tipo di sorgente radioattiva non si può avere un trigger per attivare il sistema dell'acquisizione. Pertanto durante le misure il sistema dell'acquisizione è stato attivato dal generatore esterno con la frequenza determinata dalla velocità massima di trasmissione da FASTBUS al computer. La registrazione dei fotoni è stata effettuata tramite delle coincidenze casuali tra le interazioni dei fotoni in silicio con la finestra di sensibilità $S_2 - S_1$.

In figura 23 sono rappresentati gli andamenti sperimentali che sono stati ricavati per uno dei moduli testati.

Dalla figura si vede che il picco più elevato dai fotoni di Am non segue l'andamento gaussiano auspicato in vicinanza dello zero. Questa anomalia si può spiegare con le seguenti argomentazioni :

- Fluttuazioni non gaussiane del rumore.
- Poichè non si può organizzare la sincronizzazione temporale con i segnali dalla sorgente, un evento temporalmente vicino ad S_1 o S_2 , le quali sono distanziate fra loro di $2.5 \mu sec$, non garantisce una integrazione completa del segnale prodotto, e quindi si ha una parte di eventi con ampiezza ridotta.

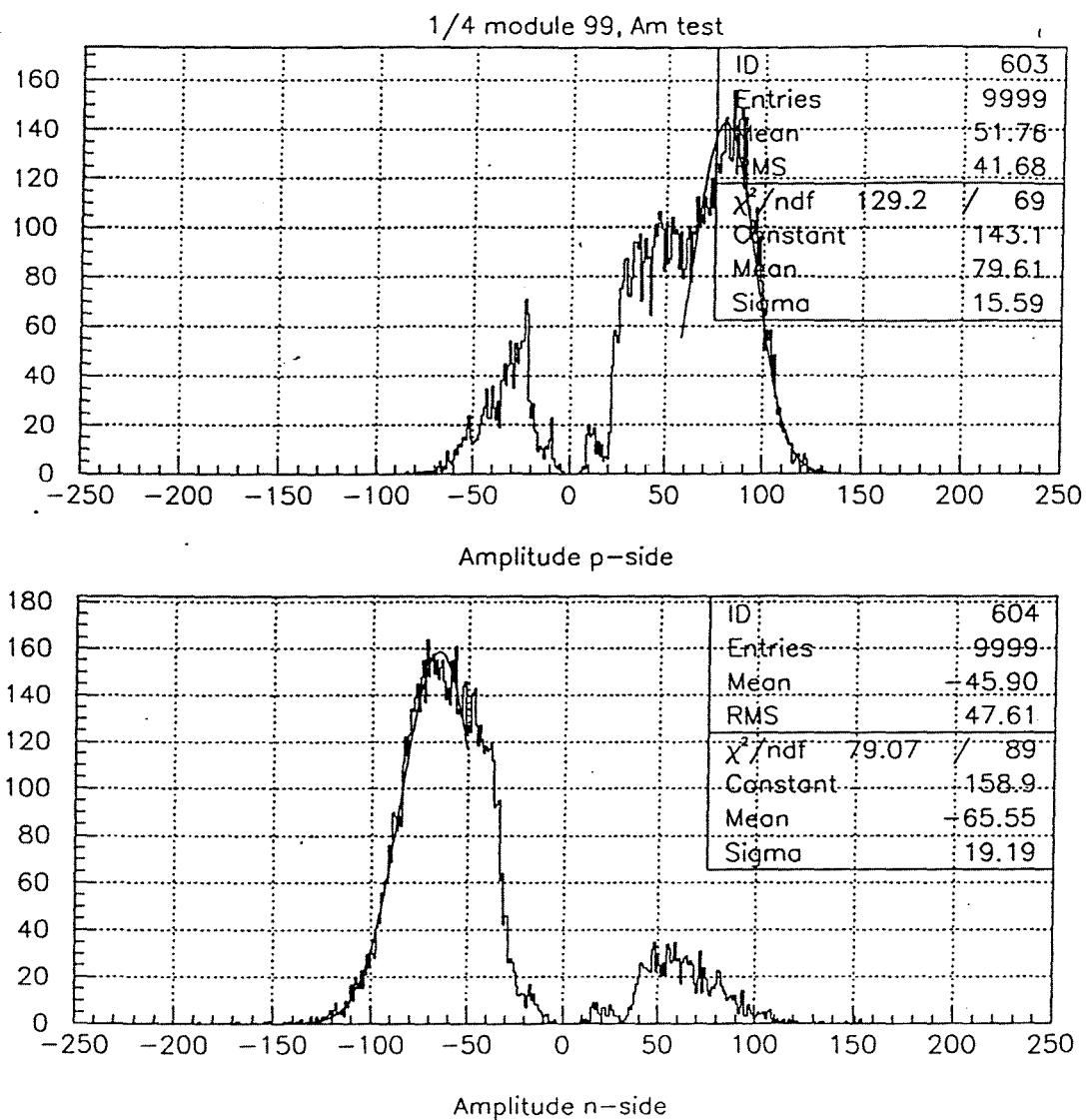


Figura 23: La distribuzione delle ampiezze dei segnali (in canali ADC) per un test con l'americio per il 1/4 modulo #99. Le curve mostrano il risultato di un fit gaussiano.

- Se un gamma produce un fotoelettrone vicino alla superficie, l'elettrone può scappare dalla superficie e dare contributo minore alla misura.

Per conoscere il numero di elettroni corrispondenti ad un canale dell'ADC, basta notare che il valore del massimo del fit gaussiano fatto sulla distribuzione delle ampiezze dei segnali, è pari circa a 16000 elettroni, da cui per la faccia p del rivelatore si ottiene :

$$16000e^-/79.6 = 201e^-/\text{count ADC} \quad (48)$$

Il rapporto segnale-rumore (S/N) per un modulo si ottiene quindi dividendo il valore più probabile di carica rilasciata in uno spessore di $300 \mu m$ di silicio, $22000 e^-$, per la carica equivalente di rumore. Per il modulo rappresentato in figura 23 si ottiene così $22000e^-/1260e^- \approx 17$ che è un valore tipico per i moduli dello strato outer.

5.8.6 Calibrazioni con lo Sr^{90}

Le misure con lo Sr^{90} sono state effettuate principalmente per controllare le calibrazioni ottenute con la sorgente di americio. La perdita di energia degli elettroni della sorgente nell'attraversare il rivelatore è dovuta sostanzialmente al meccanismo di ionizzazione del mezzo e è praticamente pari a quella di un m.i.p. Gli elettroni attraversano facilmente il rivelatore lasciando la ionizzazione in tutto il volume e producendo dei segnali anche nello scintillatore posizionato sotto il rivelatore. Per eliminare la parte dello spettro con energia bassa che ha la perdita di energia elevata è stato posto un assorbitore appropriato tra la sorgente e lo scintillatore subito dopo del rivelatore testato. Solo gli elettroni con l'impulso superiore a 0.4 MeV potevano dare un trigger nel sistema, che corrisponde alla correzione del deposito di energia nel silicio non di più del $+5\%$.

Il ciclo di cattura del segnale è stato attivato dal generatore esterno. Il ciclo di lettura invece è stato effettuato solo per le coincidenze tra il ciclo di cattura con un segnale dal fotomoltiplicatore. La distribuzione delle ampiezze di segnali letti sui moduli segue la caratteristica curva di Landau, che è asimmetrica rispetto all'ampiezza massima. In figura 24 è rappresentata la distribuzione di Landau che è stata misurata per il mezzo modulo #120.

5.8.7 Test con laser

Un altro tipo di test effettuato su ogni modulo è il *laser scan*. Un laser infrarosso è stato utilizzato per ispezionare ogni strip del modulo. È stato focalizzato sulla superficie del rivelatore con l'utilizzo di un microscopio dopo di che il modulo sotto test veniva spostato tramite degli assi controllati dal computer. La dimensione del fascio sul rivelatore era di $15 \mu m$, quindi ben in grado di illuminare distintamente ogni strip. In figura 25 è rappresentato il segnale dal rivelatore durante lo scan con laser.

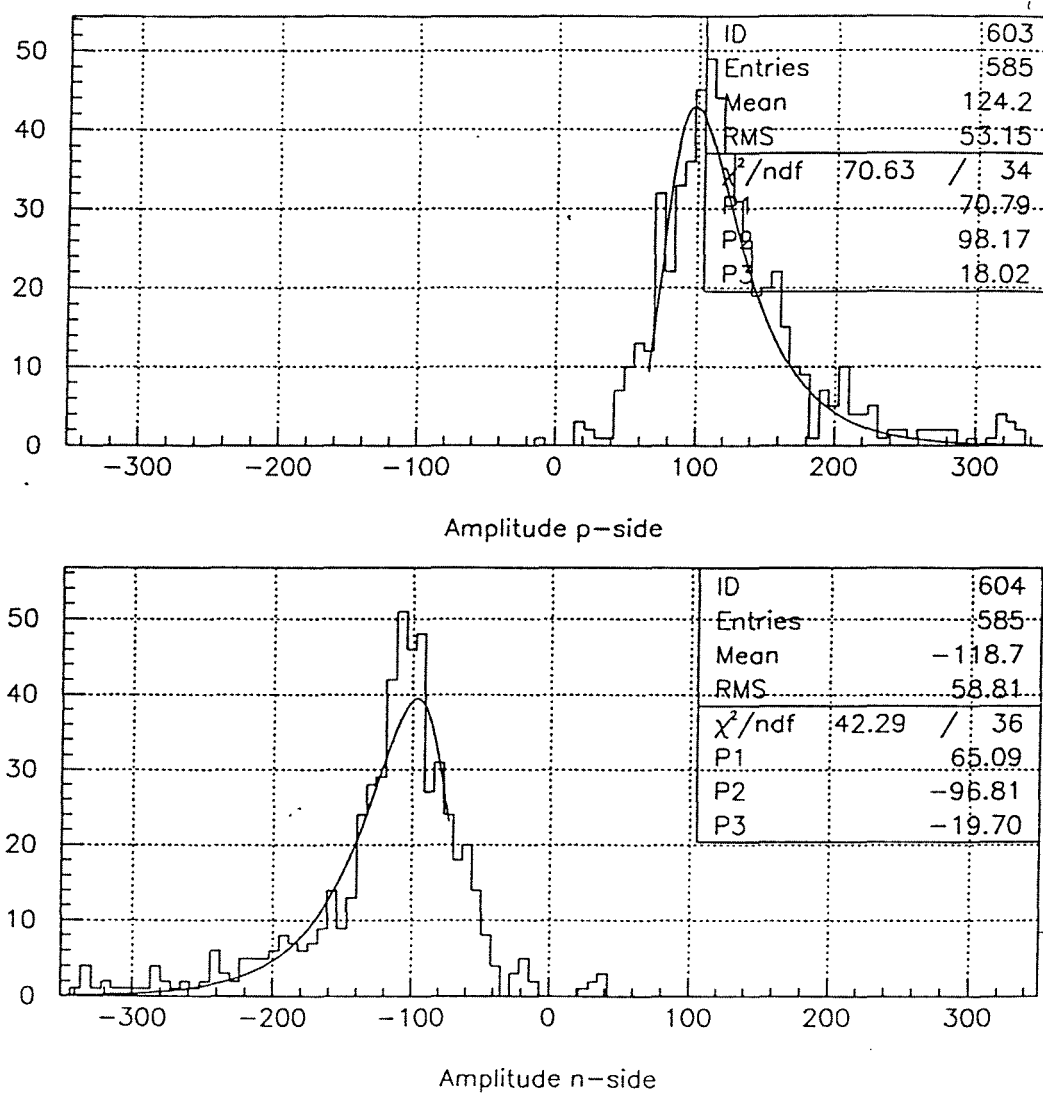


Figura 24: La distribuzione delle ampiezze dei segnali (in canali ADC) per un test con la sorgente dello Sr^{90} per il 1/2 modulo #120. Le curve mostrano il risultato di un fit con funzione di Landau.

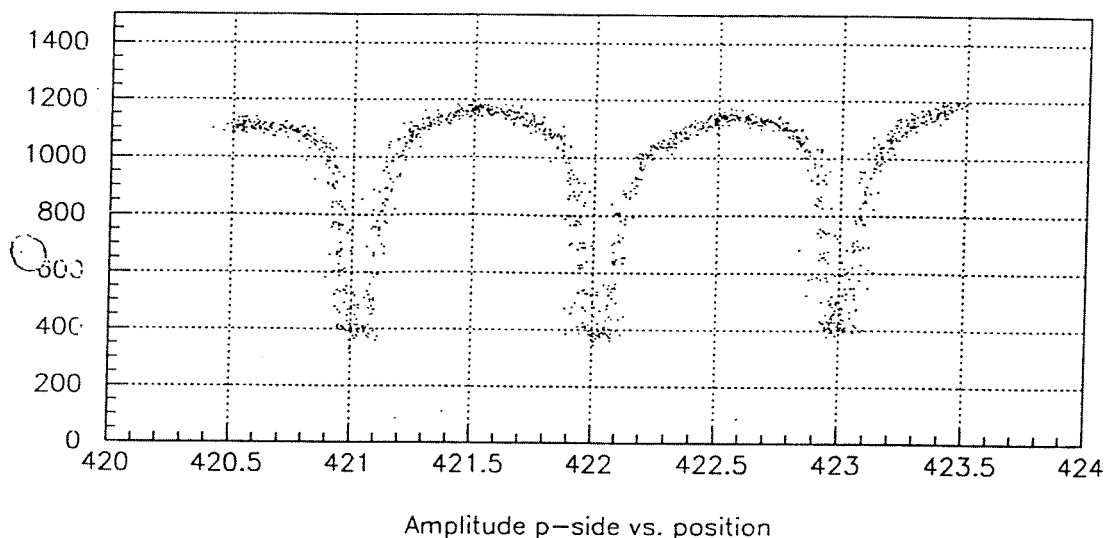


Figura 25: L'ampiezza del segnale dal lato p del rivelatore durante lo scan con il laser in funzione del numero del canale illuminato. Si vede la struttura dovuta alla presenza delle linee di metallizzazione di alluminio sulla superficie del rivelatore. Nel centro delle strip (numeri interi) il segnale diminuisce a causa della riflessione parziale sul metallo.

In questo caso è stata illuminata la faccia n del rivelatore. Si vede la struttura dovuta alla presenza delle linee di metallizzazione di alluminio sulla superficie del rivelatore. La luce del laser, incontrando il metallo, viene riflessa parzialmente e quindi l'ampiezza del segnale diminuisce. Il comportamento dell'ampiezza vicino alle linee rende possibile stimare le dimensioni del fascio del laser. Questo test è stato eseguito per misurare il numero totale dei canali morti per vari motivi. In figura 26 sono rappresentati gli istogrammi relativi al numero dei canali non vedenti il laser. In ascissa è rappresentata la percentuale delle strip che non vedono segnale del laser per : a) le strip $R\phi$ dei quarti di modulo; b) le strip Rz dei quarti di modulo; c) le strip $R\phi$ dei mezzi di modulo; d) le strip Rz dei mezzi di modulo. Due istogrammi aperti in c) e d) rappresentano la percentuale totale delle strip difettose sugli stessi moduli. In essi sono state incluse oltre alle strip non vedenti il laser anche quelle rumorose con $S_{mip}/N_{strip} < 8$.

Il numero medio delle strip difettose (non vedenti laser o rumorose) dunque per un mezzo modulo dello strato Outer prodotto secondo le procedure di test effettuate è pari al 4.4%. Effettivamente l'inefficienza di uno strato del Microvertice composto da questi moduli è minore della percentuale delle strip difettose misurata, in quanto

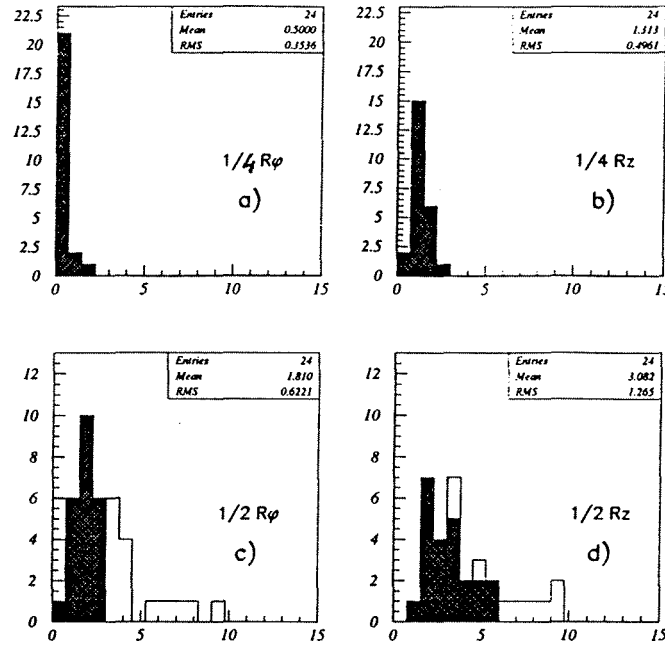


Figura 26: Istogrammi ombreggiati sono relativi al test con il laser. In ascissa è rappresentata la percentuale delle strip che non vedono segnale del laser per : a) le strip $R\phi$ dei $1/4$ moduli; b) le strip Rz dei $1/4$ moduli; c) le strip $R\phi$ dei $1/2$ moduli; d) le strip Rz dei $1/2$ moduli. Due istogrammi aperti in c) e d) rappresentano la percentuale totale delle strip difettose sugli stessi moduli. In essi sono state incluse, oltre alle strip non vedenti il laser, anche quelle rumorose con $S_{mip}/N_{strip} < 8$.

esistono delle sovrapposizioni dei moduli, ma anche perchè spesso la carica depositata viene raccolta dalle strip vicine e non causa il peggioramento dell'efficienza. Parte dell'informazione spaziale dalle strip "morte" si può recuperare con un algoritmo speciale detto degli "split" cluster discusso più avanti.

5.9 Algoritmi di ricostruzione delle coordinate

Mentre la ricerca dei cluster online in SIROCCO ha lo scopo di non perdere i cluster prodotti e quindi è abbastanza "larga", la ricerca dei cluster offline e gli algoritmi di ricostruzione della coordinata ottimizzano la risoluzione e l'efficienza del Microvertex.

In offline un canale viene incluso nel cluster quando il suo rapporto segnale-rumore (S/N) è maggiore di 2.5 nella faccia p e di 1.4 nella faccia n , considerando

la maggiore larghezza dei cluster sulla faccia n e il valore più probabile del rapporto S/N. C'è inoltre un algoritmo speciale, descritto in particolare più avanti, per recuperare i cluster divisi in due cluster con una strip morta o per altri motivi (così detti "split" cluster). Un cluster viene accettato all'associazione se la sommatoria dei rapporti S/N delle sue strip (in seguito viene chiamato il S/N del cluster) supera 5.

La posizione dove la particella ha attraversato il rivelatore viene calcolata secondo la distribuzione della carica tra canali. Il passo più grande scelto per angoli di incidenza maggiori impedisce di avere la carica estesa su troppe strip. Sulla faccia p , la posizione dell'attraversamento è ricostruita dalla variabile η con l'interpolazione fra due strip consecutive aventi i segnali più grandi, considerando anche la possibile divisione non lineare della carica tra due strip :

$$\eta = S_{i+1}/(S_i + S_{i+1}) \quad (49)$$

Tutti i cluster sulla faccia n aventi l'angolo di incidenza minore di 15° sono trattati in modo simile, perchè la distanza attraversata dalle particelle nel piano del rivelatore perpendicolare alle strip è minore del passo di lettura. Per gli angoli di incidenza maggiori la distanza attraversata diventa sufficientemente grande. In questo caso l'informazione della coordinata è contenuta maggiormente nei canali ai bordi del cluster. Quindi la posizione è determinata come la media tra il primo (la testa) e l'ultimo (la coda) canale del cluster :

$$\omega = [\min(S_{testa}, \bar{S}) - \min(S_{coda}, \bar{S})]/(2\bar{S}) \quad (50)$$

dove $\bar{S}$ è l'ampiezza media di tutti canali tra la "testa" e la "coda". Il minimo $S_{coda/testa}$ e $\bar{S}$ viene usato per eliminare fluttuazioni dovute alle code di distribuzione di Landau della perdita di energia per ionizzazione.

La distribuzione del rapporto S/N del cluster è rappresentata in figura 5.9 per tutti i tre strati del Microvertice.

Il segnale è stato moltiplicato per il fattore di $\sin \theta$ dove θ è l'angolo polare della traccia associata per correggere la distanza più lunga (e quindi il segnale maggiore) percorsa dalle tracce con gli angoli di incidenza grandi. Il valore più probabile del S/N è pari a 17:1 per entrambi i tipi del cluster (facce p o $R\phi$ e n o z) nello strato Outer, 12:1 nello strato Inner, 13:1 per i cluster $R\phi$ e 11:1 per i cluster z dello strato Closer. La differenza tra $R\phi$ e z per lo strato Closer appare perchè la maggioranza delle tracce attraversa la placchetta più interna di 7.9 cm. Quindi la maggioranza dei cluster $R\phi$ prodotti vede il rumore più basso della faccia n della placchetta della lunghezza di 6 cm senza *multiplexing*, mentre la maggioranza dei cluster z si trova sulla faccia n della placchetta di 7.9 cm con il *multiplexing* pari a 3 e quindi il rumore più elevato.

Siccome il rapporto segnale-rumore è sufficientemente buono, la distribuzione di carica è maggiormente determinata dal passo di lettura e dall'angolo di incidenza. In questo caso ci si può aspettare la correlazione tra il segnale raccolto sulla faccia

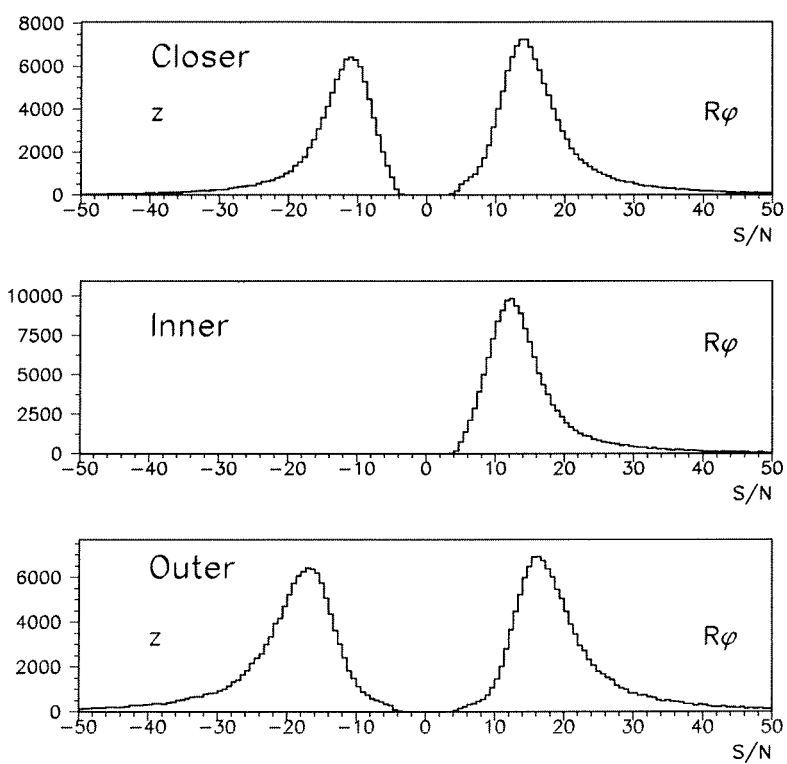


Figura 27: Il rapporto segnale-rumore corretto con $\sin \theta$, dove θ è l'angolo polare della traccia associata.

n e quello sulla faccia p del rivelatore, in quanto le particelle producono un numero uguale di elettroni e di lacune. In figura 5.9 è rappresentato il grafico della correlazione tra il segnale dalle facce opposte del rivelatore chiamata la correlazione di Landau.

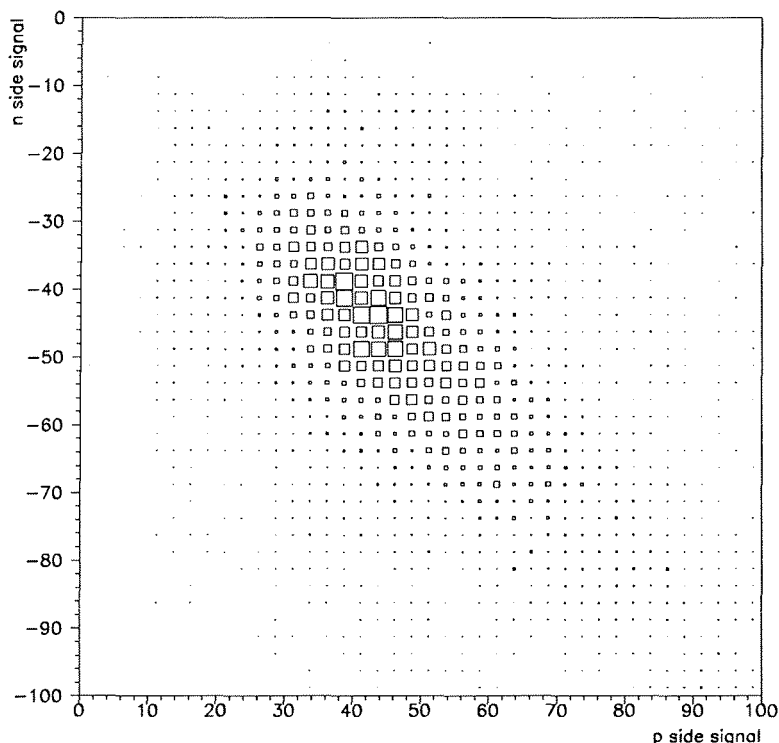


Figura 28: La correlazione Landau tra le facce p e n per lo strato Outer.

5.9.1 Il recupero degli "split" cluster

La ionizzazione prodotta da una particella in un rivelatore si divide su più strip. Se una di queste strip è morta (cioè non è sensibile al segnale), il cluster può essere suddiviso in due parti. Un semplice algoritmo della ricerca dei cluster, basato sull'applicazione di una soglia fissa al rapporto S/N di strip, trova in questo caso due cluster. È chiaro che questo effetto confonde l'associazione e degrada la risoluzione del Microvertice. I cluster sulla faccia n dove si misura la coordinata Rz soffrono di più, in quanto questi cluster sono più larghi per tracce inclinate (sono possibili fino a 4-5 strip in un cluster) e quindi la probabilità di avere tra loro una strip morta è più elevata.

Ci sono anche degli altri motivi per cui un cluster dovuto ad una particella può essere diviso in due parti. Per le tracce inclinate, quando una traccia interessa un grande numero delle strip, il segnale raccolto da una strip diminuisce nonostante

la crescita del segnale totale. Una fluttuazione di perdita di energia oppure una fluttuazione di rumore può causare un basso segnale in una delle strip e quindi spaccare il cluster in due.

Un'altra causa degli "split" cluster è puramente tecnologica e dovuta al fatto che per un tipo di rivelatori dello strato Outer con il passo di lettura $42\ \mu m$ ogni seconda strip sulla faccia n è $0.7\ mm$ più lunga delle strip vicine. Allora, quando una particella passa vicino al bordo del rivelatore, spesso si originano due cluster.

Infine, l'ultima causa dello spaccamento è il *multiplexing* sulla faccia n . Le strip vicine di un cluster possono essere lette dai canali di elettronica non vicini quando il cluster capita nella regione tra due zone di *multiplexing*.

Per recuperare i cluster divisi per vari motivi è stato implementato un'algoritmo di recupero. L'algoritmo cerca per ogni cluster il cluster più vicino. Nel caso in cui questi due cluster sono separati solo da strip morte, i due cluster vengono uniti in uno. La coordinata del cluster risultante viene ridefinita assumendo l'assenza di perdita di segnale. L'errore in posizione associato al cluster viene ridefinito in base alle misure di risoluzione per i cluster uniti. Questo algoritmo viene applicato per tutti i cluster $R\phi$ e per una parte dei cluster Rz quando ci si aspetta non più di due strip nei cluster. Nel caso del rivelatore dello strato Outer con il passo di $42\ \mu m$ sul lato n i due cluster vicini tra loro e posizionati vicino al bordo di rivelatore vengono uniti in uno quando sono separati da una sola strip senza la richiesta che essa sia morta.

Per i cluster Rz larghi (cioè per le tracce inclinate), due cluster vicini vengono uniti quando il numero di strip nel cluster unito corrisponde al numero di strip atteso per questo angolo di incidenza della traccia. Il numero di strip atteso viene aumentato di uno se tra le strip del cluster sono presenti anche strip morte. La coordinata e l'errore vengono ridefiniti come è già stato descritto sopra. I casi dei cluster divisi con *multiplexing* vengono trovati considerando solo le regioni vicine ad un confine tra due zone di *multiplexing*. Non vengono uniti mai i due cluster entrambi associati alle tracce.

Per considerare le strip morte è stata fatta una base di informazioni sulle strip morte. Una strip viene definita morta quando ha una efficienza bassa di avere il rapporto segnale-rumore più di 3 nei dati. Notiamo che in questo caso nella base delle strip morte vengono incluse anche le strip aventi un rumore grande, comunque non utili ai fini della raccolta di segnale. La tabella 5.9.1 mostra la frazione delle strip morte e le frazioni degli "split" cluster uniti dall'algoritmo di recupero per ogni tipo di rivelatore presente nel Microvertice di DELPHI.

In figura 29 è rappresentata la distribuzione delle distanze tra due cluster vicini per rivelatori dello strato Outer lato n con passo di $42\ \mu m$.

L'applicazione dell'algoritmo di recupero interessa il 1-2% delle tracce e migliora la qualità del tracciamento.

Tipo di rivelatore	% strip morte	% cluster uniti a causa di		
		strip morto	fluttuazione	<i>multiplex</i>
$R\phi$ Outer	4.4	0.6	-	-
Rz Outer 42 μm		0.6	0.5+0.3 bordo	0.15
Rz Outer 84 μm		0.03	1.6	-
$R\phi$ Inner	2.0	0.3	-	-
$R\phi$ Closer	7.2	1.0	-	-
Rz Closer 49.5 μm		0.8	0.25	0.10
Rz Closer 99 μm		0.2	1.0	-
Rz Closer 150 μm		0.01	2.4	-

Tabella 9: La frazione mediata per ogni strato delle strip morte nella base di informazione sulle strip e le frazioni degli "split" cluster uniti dall'algoritmo di recupero per ogni tipo di rivelatore presente nel Microvertice di DELPHI nell'anno 1994. Per i rivelatori Rz Outer 42 μm il contributo 0.3% dei cluster suddivisi al bordo del rivelatore è scritto esplicitamente nella colonna 'fluttuazione'.

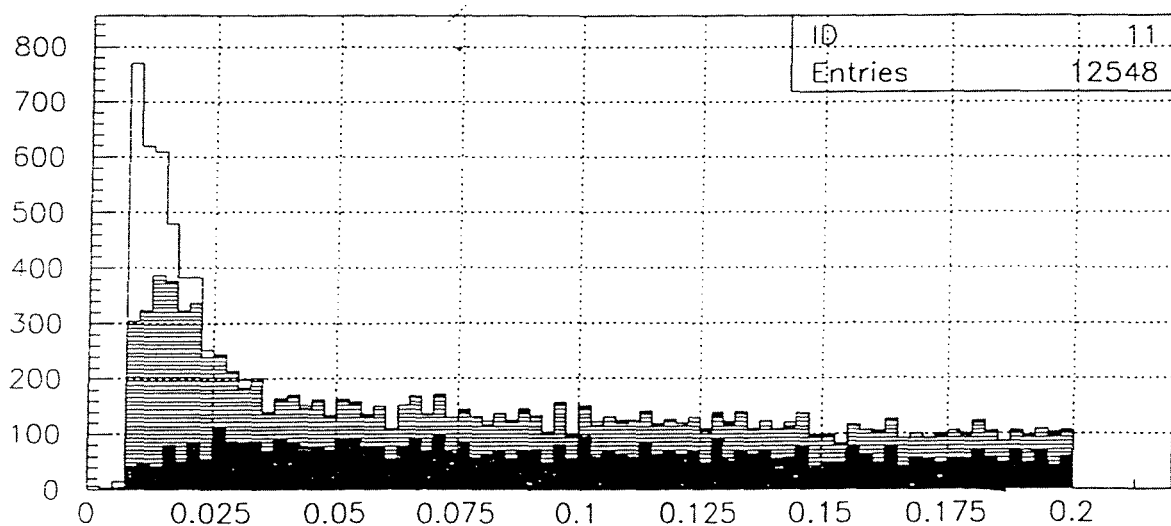


Figura 29: La distribuzione delle distanze (in cm) tra due cluster per rivelatori dello strato Outer lato n con passo di 42 μm . L'istogramma nero corrisponde al caso quando entrambi i cluster sono associati a tracce. L'istogramma aperto è la distribuzione senza richiesta per il cluster vicino di essere associato prima l'applicazione dell'algoritmo di recupero e l'istogramma ombreggiato è la stessa distribuzione dopo l'applicazione dell'algoritmo.

5.10 L'associazione alle tracce

Le tracce vengono ricostruite prima senza il rivelatore del Microvertice usando i punti da ID, TPC e OD. Dopo l'estrapolazione al Microvertice le tracce vengono associate ai punti del Microvertice, indipendentemente per $R\phi$ e z . L'algoritmo di associazione dei punti alle tracce cerca delle combinazioni di due punti del Microvertice dai diversi strati che soddisfano certi tagli sul residuo tra il punto e la traccia ricostruita. La traccia è forzata a passare attraverso questi due punti mantenendo la sua curvatura fissa, dopo di che vengono associati gli altri punti nel terzo strato (per $R\phi$) e nelle regioni di sovrapposizione dei settori. I tagli dipendono dagli errori delle tracce con il contributo dalla diffusione multipla incluso. Benchè il risultato più comune è di avere 3 punti nella coordinata $R\phi$ e due punti nella coordinata z , il numero dei punti d'impatto aggiuntivi nelle regioni di sovrapposizione è abbastanza grande per avere un effetto considerabile sull'efficienza media per strato e sull'allineamento del Microvertice. In figura 5.10 è rappresentata la distribuzione del numero dei punti d'impatto associate per traccia negli eventi multiadronici nel Microvertice. Il numero massimo dei punti d'impatto per una traccia è 6 per la coordinata $R\phi$ e 4 per la coordinata z che dà il numero massimo totale di 10 punti d'impatto per una traccia.

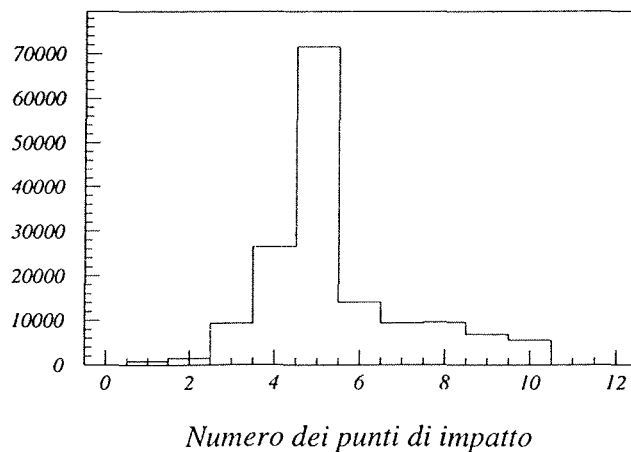


Figura 30: Distribuzione del numero dei punti d'impatto associate per traccia negli eventi multiadronici nel Microvertice.

Le tracce con una sola soluzione sono associate per prime. Tutte le soluzioni con tre strati interessati vengono associate prima di una qualsiasi soluzione con due strati, e tutte quelle con due strati prima di una qualsiasi con uno strato. Per recuperare le tracce di qualità minore viene fatta un'altra iterazione con tagli più

bassi.

Le associazioni in coordinata $R\phi$ vengono fatte per prime, dopo di che le tracce vengono rifittate con i punti $R\phi$ del Microvertice aggiunti nel fit. Questo minimizza l'incertezza radiale dei punti del Microvertice in coordinata z migliorando i residui in z .

Il "multiplexing" della faccia n non degrada significativamente il riconoscimento del pattern, in quanto le posizioni possibili in z sono separate di almeno 1.9 cm. Le eventuali ambiguità sono ridotte con l'associazione simultanea nei due strati.

Per aumentare la purezza delle associazioni con un singolo punto d'impatto in $R\phi$ viene applicata una combinazione dei criteri sulla qualità della traccia insieme con il limite ulteriore di 1 mm per il residuo tra il punto d'impatto e la traccia. Il primo criterio richiede che la traccia sia stata rivelata anche dall'Inner Detector e il secondo criterio che il rapporto segnale-rumore per il punto d'impatto del Microvertice sia più di 8. Il terzo criterio richiede che il numero previsto dei punti d'impatto aggiunti non sia più di uno, tenuto conto della descrizione geometrica e l'elenco delle inefficienze note. Se il parametro di impatto della traccia è maggiore di 1 cm tutti i tre criteri devono essere soddisfatti. Per parametri di impatto più piccoli la purezza delle associazioni con un singolo punto d'impatto è già abbastanza buona. Allora una qualsiasi combinazione dei due criteri viene accettata tra 1 cm e 1 mm e solo uno dei criteri sopra citati deve essere soddisfatto per parametro di impatto minore di 1 mm.

Non si accettano le associazioni in coordinata z a meno che non ci sia almeno un punto d'impatto in $R\phi$ per questa traccia. Questa richiesta non danneggia l'efficienza di associazione, perchè l'associazione con due punti d'impatto in z dovrebbero avere almeno 3 punti d'impatto in $R\phi$ e l'associazione con un solo punto d'impatto in z avrebbe la purezza molto bassa.

In aggiunta, i punti d'impatto rimasti dopo la fase di associazione appena descritta vengono analizzati con lo scopo di cercare altre tracce non ricostruite. In questo caso durante la ricerca viene applicato un vincolo aggiuntivo della posizione del fascio oppure della posizione del vertice principale ricostruito. Negli eventi del decadimento adronico di Z^0 vengono trovati in media altre 1.5 nuove tracce. Alcuni di loro corrispondono alle tracce già ricostruite ma non associate ai punti d'impatto nel Microvertice a causa delle interazioni nel materiale oppure delle distorsioni dovute ai punti male misurati. Alcune vengono perse o non ricostruite bene perchè stanno troppo vicino alle altre tracce o a regioni della congiunzione dei settori del TPC.

Da poco tempo ci sono due altri algoritmi nuovi per la ricerca di tracce che rendono più importante il ruolo del rivelatore del Microvertice nella ricerca. Questi due algoritmi vengono usati in parallelo con l'algoritmo standard sopradescritto. Il primo associa i punti del Microvertice agli elementi della traccia nell'Inner Detector prima di attaccare alla traccia gli elementi da TPC e da OD. Il secondo algoritmo, sviluppato per la topologia speciale dei decadimenti di Z^0 in leptoni τ , all'inizio prende in considerazione solo gli elementi di traccia da TPC e i punti del Microver-

tice. In entrambi i casi solo i punti in $R\phi$ vengono utilizzati nella ricerca mentre i punti in z vengono aggiunti più tardi.

5.11 L'allineamento

Il punto di partenza nell'allineamento del Microvertice è costituito da misure meccaniche, in cui viene determinata la posizione delle strip con una precisione di circa $25\text{ }\mu\text{m}$. Le misure vengono eseguite con la macchina POLY [40] al CERN. Tale macchina ha un braccio meccanico che si muove in tre dimensioni e sostiene un tastatore : questo segnala la posizione del punto del rivelatore per mezzo di un segnale elettrico prodotto dal contatto con la superficie degli stessi. Con queste misure viene ricostruita una mappa tridimensionale del Microvertice, utilizzata nei successivi passi dell'allineamento.

L'allineamento è realizzato in due fasi. Inizialmente, dopo una approssimativa determinazione della posizione del rivelatore nel sistema di riferimento di DELPHI, viene fatto un allineamento esclusivamente interno, che riguarda la posizione relativa dei moduli. Questo è seguito dall'allineamento esterno vero e proprio dell'oggetto "rigido" così ottenuto rispetto agli altri rivelatori di tracciamento di DELPHI.

Per fare l'allineamento interno si utilizzano gli eventi muonici e una parte degli eventi adronici. Negli eventi adronici vengono considerate tracce con un momento maggiore di $1\text{ GeV}/c$ e con almeno un punto in ogni strato del Microvertice. Vengono eliminati gli eventi con vertici secondari ed eventi con troppe tracce mal ricostruite.

Prima si allinea lo strato Outer. Vengono minimizzati i residui $R\phi$ e Rz delle tracce nelle regioni di sovrapposizioni nello strato Outer considerando tre spostamenti in $R\phi$, R e Z ed una rotazione per ogni singolo rivelatore. Poi i rivelatori dello strato Closer e dello strato Inner vengono allineati rispetto allo strato Outer utilizzando le tracce con almeno un punto in ogni strato del Microvertice. Come per lo strato Outer vengono minimizzati i residui delle tracce. L'allineamento interessa anche i possibili piegamenti in R dei moduli interi e i possibili spostamenti, rotazioni e torsioni delle due metà del Microvertice considerate separatamente come oggetti "rigidi".

La procedura dell'allineamento consiste dai tanti passi elementari che sono effettuati in modo iterativo fino alla convergenza dei risultati. L'allineamento del Microvertice è descritto in dettagli in [50].

5.12 Le prestazioni del Microvertice

5.12.1 Funzionamento del nuovo rivelatore di microvertice

Il nuovo rivelatore di microvertice, installato in aprile 1994, ha funzionato dall'inizio molto bene, partecipando nel 99% del tempo nella presa dati di DELPHI. Sono stati notati dei problemi di efficienza con 9 mezzi moduli su un totale di 144 : in 5 casi è stato interrotto il collegamento della tensione di svuotamento. Il resto è stato causato

dalle regioni rumorose dei rivelatori. Nella maggior parte dei casi i problemi sono apparsi durante la presa dati e quindi ne hanno influenzato solo una parte.

I "pinhole" del lato n , che erano una preoccupazione principale del funzionamento, infatti non hanno causato problemi. Un "pinhole" solo è apparso dopo 10 giorni di funzionamento alla tensione di 65 V su uno dei moduli dello strato Outer. Dopo aver ottimizzato la tensione di svuotamento, un totale di 60 strip sono risultate inefficienti su questo modulo.

Tutti gli effetti menzionati insieme a tutte le strip difettose rivelate durante i test nel laboratorio hanno introdotto un'inefficienza del 4.7% per lo strato Closer, del 4.7% per lo strato Inner e del 2.1% per lo strato Outer. A causa delle sovrapposizioni dei moduli, la probabilità di aver registrato almeno un punto d'impatto nello strato è stato il 97.5% nello strato Closer, il 96.4% nello strato Inner e 98.2% nello strato Outer.

5.12.2 Risoluzione intrinseca dei rivelatori a microstrip

La qualità dell'allineamento può essere verificata nel modo migliore paragonando la precisione misurata da quei residui che soffrono poco del disallineamento con quella ottenuta da un'altro tipo di residui che includono imperfezioni dell'allineamento.

I limiti ulteriori della precisione in $R\phi$ sono misurati dai residui delle tracce nelle regioni di sovrapposizioni nello strato Outer del Microvertice e anche dai residui nello strato Inner per le tracce con punti d'impatto presenti in tutti tre gli strati (figura 31c e 31d). Ricordiamo che proprio queste distribuzioni sono state minimizzate durante la procedura dell'allineamento.

Dopo le correzioni per il fattore geometrico, la precisione intrinseca in $R\phi$ è $7.6 \mu m$. La precisione effettiva del punto d'impatto viene misurata dalla distribuzione dei residui nelle sovrapposizioni negli strati Closer e Inner che non sono stati usati come dei vincoli nella procedura dell'allineamento (figura 31a e 31b). In questo caso la precisione è pari a $8.8 \mu m$. L'eccesso di questo numero sopra il limite sopracitato di $7.6 \mu m$ indica la qualità dell'allineamento.

La stessa precisione intrinseca viene misurata anche dalla distribuzione delle distanze mancanti tra due tracce di muoni negli eventi dimuonici (vedi figura 32). La distanza mancante viene definita come la distanza minima trasversa tra due tracce dei muoni nel processo $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

Dopo le correzioni per il fattore geometrico, dalla precisione della distanza mancante si ottiene una risoluzione asintotica del parametro di impatto in $R\phi$ pari a $20 \mu m$ che riproduce bene il risultato del Microvertice precedente per il piano $R\phi$.

Il limite ulteriore per la precisione intrinseca in coordinata z viene misurata dai residui delle tracce nelle regioni sovrapposte dello strato Outer (figura 33).

Questa figura dimostra il vantaggio del cambiamento del passo di lettura sulla faccia n per confrontare la larghezza di cluster. Dalla distribuzione nell'inserimento nella figura si ottiene il limite ulteriore di $9 \mu m$ a $\theta = 90^\circ$ per la precisione intrinseca in z . La precisione misurata dai residui delle tracce nelle sovrapposizioni dello strato

DELPHI

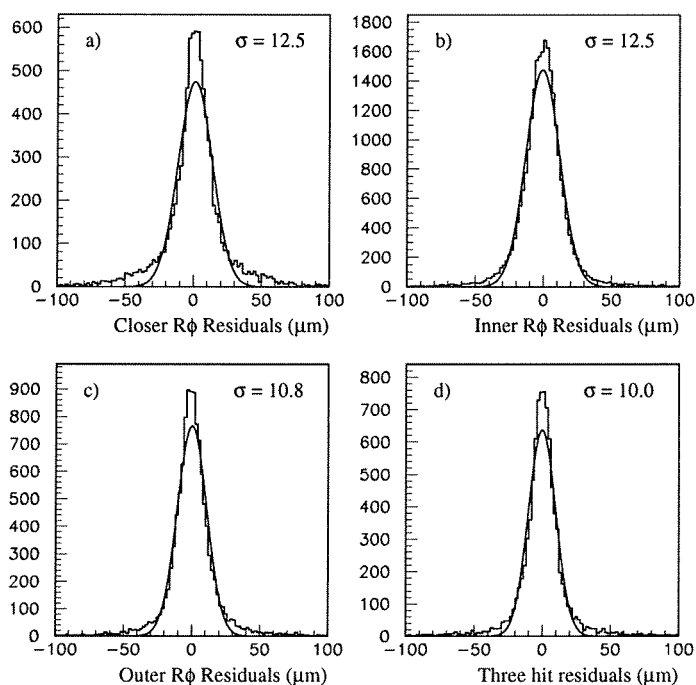


Figura 31: Distribuzioni dei residui per $R\phi$ per a) tracce nelle sovrapposizioni in Closer, b) tracce nelle sovrapposizioni in Inner, c) tracce nelle sovrapposizioni in Outer. La larghezza di ogni distribuzione deve essere divisa per 1.41 per estrarre la precisione intrinseca del tal strato del Microvertice. È rappresentata anche d) la distribuzione dei residui per lo strato Inner per le tracce con punto d'impatto in ogni strato. In questo caso la larghezza deve essere divisa per il fattore geometrico 1.22 per ottenere la precisione intrinseca assumendo che sia uguale per ognuno dei tre strati.

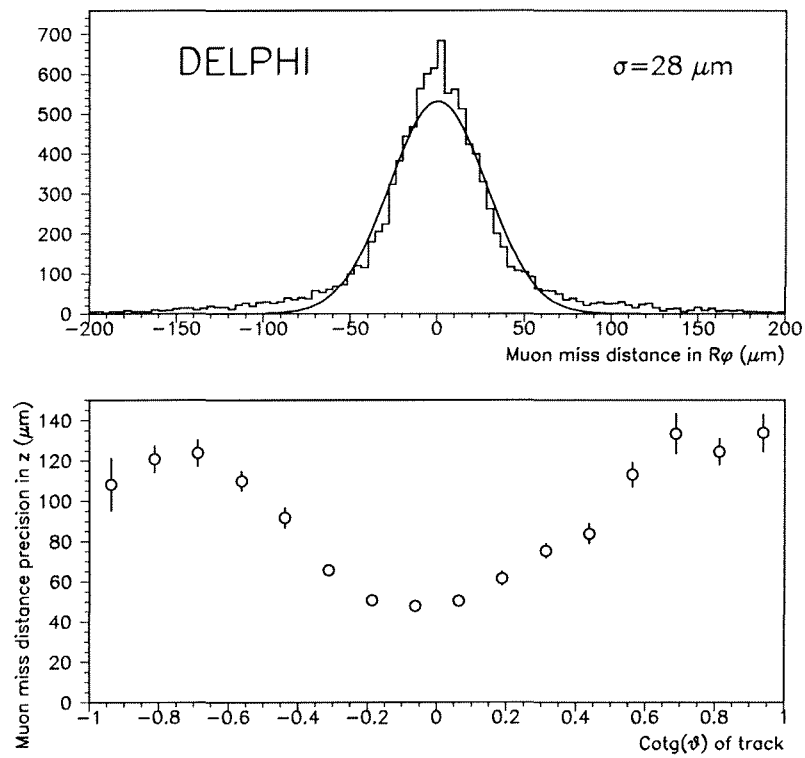


Figura 32: a) Distribuzione della distanza mancante tra due muoni nel processo $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in piano $R\phi$; b) Precisione della distanza mancante tra due muoni nel processo $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ in piano Rz come funzione dell'angolo polare della traccia.

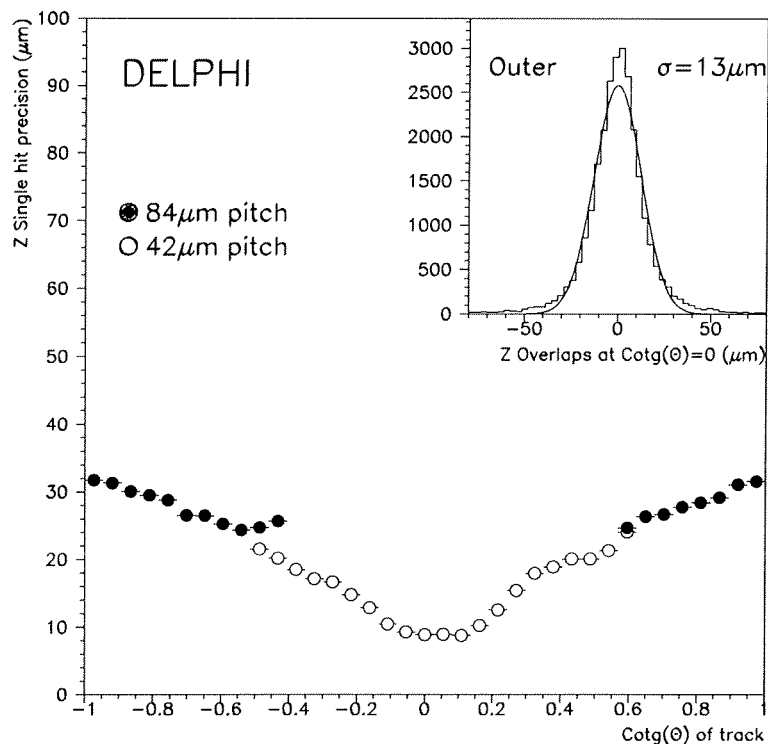


Figura 33: Precisione del punto d'impatto z per lo strato Outer come funzione dell'angolo incidente. Pallini neri rappresentano la regione dove il passo di lettura viene raddoppiato. Nell'inserimento sono rappresentati i residui dei punti d'impatto in z per le particelle perpendicolari. La larghezza della distribuzione deve essere divisa per 1.41 per esibire la precisione di un punto d'impatto per questo strato del Microvertice.

Closer è circa 20 % peggiore.

La figura 32b rappresenta la distribuzione della distanza mancante tra due tracce di muoni come funzione dell'angolo polare. La distribuzione raggiunge il minimo di $48 \mu m$ a $\theta = 90^\circ$. Questa figura dimostra, dopo il confronto con le aspettative di precisione del punto d'impatto, una qualità dell'allineamento paragonabile a quella raggiunta per il piano $R\phi$. Dalla stessa figura si ottiene la risoluzione asintotica di $34 \mu m$ sul parametro di impatto nel piano Rz a $\theta = 90^\circ$.

5.12.3 Risoluzione del parametro di impatto

Il parametro di impatto è un valore molto utilizzato nelle analisi. Esso viene definito come la distanza minima tra una traccia e un vertice. Spesso si utilizza anche il parametro di impatto con segno. Il segno del parametro di impatto, come schematizzato nella figura 5.12.3, è definito positivo se il vettore congiungente il vertice e il punto di minimo approcio della traccia a quest'ultimo forma un angolo minore di

90° con l'impulso del getto (o con un altro vettore che contiene l'informazione di direzione) o negativo altrimenti. I parametri di impatto nei piani $R\phi$ e Rz al vertice principale dell'evento si chiamano i parametri di perigeo della traccia in $R\phi$ e Rz rispettivamente.

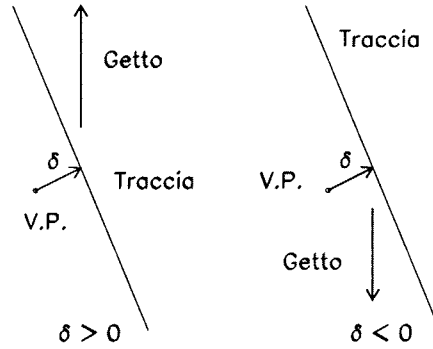


Figura 34: Definizione di parametro d'impatto δ .

L'incertezza del parametro di impatto, σ_{IP} , ha dei contributi da tre sorgenti indipendenti. C'è l'incertezza puramente geometrica, σ_0 , dovuta all'errore della misura del punto d'impatto nel rivelatore del Microvertice, l'incertezza dovuta alla diffusione multipla nel tubo contenente fascio e negli strati del Microvertice, σ_{MC} , e l'incertezza della posizione del vertice primario, σ_V . Quindi

$$\sigma_{IP}^2 = \sigma_0^2 + \sigma_{MC}^2 + \sigma_V^2.$$

Per misurare la risoluzione del parametro di impatto per ogni evento è stato ricostruito il vertice primario utilizzando la procedura iterativa per eliminare le tracce lontane per motivi vari dal vertice. Per sopprimere un qualsiasi contributo dalle particelle aventi il tempo di vita lungo, il campione è stato arricchito selezionando gli eventi con un numero di 10 tracce rimaste o più nel vertice principale. Il parametro di impatto è stato stimato rispetto ad un vertice ricostruito dalle tracce rimaste dopo le selezioni. Sono state stimate entrambe le proiezioni in piani $R\phi$ e Rz . Queste due incertezze del parametro di impatto possono essere stimate come :

$$\sigma_{IP_{R\phi}}^2 = \left(\frac{\alpha_{MS}}{P \sin^{3/2} \theta} \right)^2 + \sigma_{0,R\phi}^2 \quad \sigma_{IP_{Rz}}^2 = \left(\frac{\alpha_{MS}}{P \sin^{5/2} \theta} \right)^2 + \sigma_{0,Rz}^2 \quad (51)$$

dove α_{MS} è un fattore di diffusione multipla [GeV/c $\cdot \mu m$] e P è l'impulso della traccia [GeV/c]. In entrambe le espressioni il primo termine è dovuto al contributo della diffusione multipla e il secondo all'incertezza dell'estrapolazione di traccia. In figura 5.12.3 è rappresentato l'errore misurato del parametro di impatto nel piano $R\phi$ come funzione di $P \sin^{3/2} \theta$. L'incertezza della posizione del vertice rappresentata dalla curva in fondo è stata sottratta.

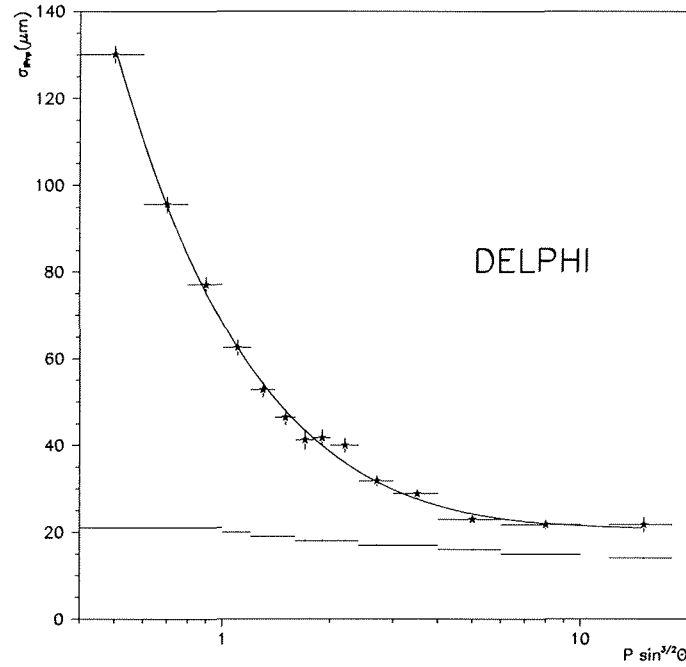


Figura 35: Incertezza misurata sul parametro di impatto nel piano $R\phi$ in funzione di $P \sin^{3/2} \theta$. L'errore sulla posizione del vertice rappresentata dalla curva in basso è stata sottratta. La linea è un fit con $65/P \sin^{3/2} \theta \oplus 20 \mu m$.

Parametrizzando il parametro di impatto nello stesso modo come la distribuzione aspettata si ottiene :

$$\sigma_{IP_{R\phi}} = \frac{65}{P \sin^{3/2} \theta} \oplus 20 \mu m \quad (52)$$

La risoluzione del parametro di impatto nel piano Rz dipende fortemente dall'angolo polare della traccia di particella. Ci sono due effetti che degradano la misura del parametro di impatto per tracce non perpendicolari. Il primo è la precisione intrinseca variabile in z che incide sull'incertezza di estrapolazione di traccia. Il secondo è la distanza percorsa più lunga nel materiale che contribuisce

all'aumento dell'incertezza dovuta alla diffusione multipla. L'effetto di questi due contributi viene illustrato in figura 5.12.3.

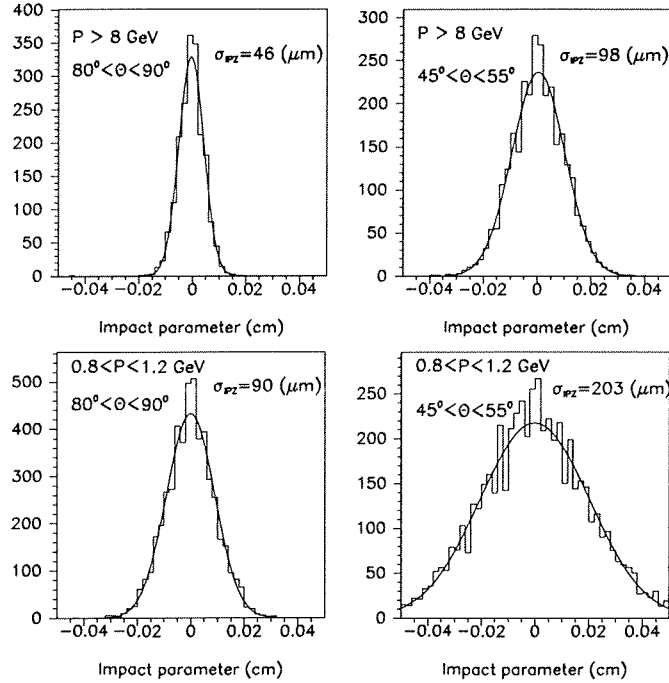


Figura 36: L'incertezza misurata del parametro di impatto nel piano Rz dei dati reali per due diversi intervalli angolari e due intervalli di impulso. L'errore della posizione del vertice non è stata sottratta.

La risoluzione del parametro di impatto (compresa l'incertezza del vertice) per tracce con impulso attorno 1 GeV è $90 \mu\text{m}$ e $203 \mu\text{m}$ per $80^\circ < \theta < 90^\circ$ e $45^\circ < \theta < 55^\circ$ rispettivamente. Per tracce con impulso più alto di 8 GeV i valori corrispondenti sono $46 \mu\text{m}$ e $98 \mu\text{m}$.

In figura 5.12.3 l'incertezza del parametro di impatto è rappresentata come una funzione di P per gli stessi intervalli angolari già menzionati prima.

Qui, l'incertezza della ricostruzione del vertice è stata sottratta. I valori asintotici di $39 \mu\text{m}$ e $96 \mu\text{m}$ rispettivamente aderiscono bene con il risultato ottenuto dalle distanze mancanti agli stessi angoli. Il coefficiente della diffusione multipla α_{MS} è pari a $71 \text{ GeV}/c \cdot \mu\text{m}$ che si adatta abbastanza bene col risultato per $R\phi$.

L'effetto dell'aggiunta di informazione nella coordinata z dal nuovo rivelatore del Microvertice è rappresentato in figura 5.12.3 dove la distribuzione del parametro di impatto nel piano Rz è mostrato con e senza i punti d'impatto in z del Microvertice per tracce quasi perpendicolari con impulso più alto di 6 GeV (in entrambi casi i

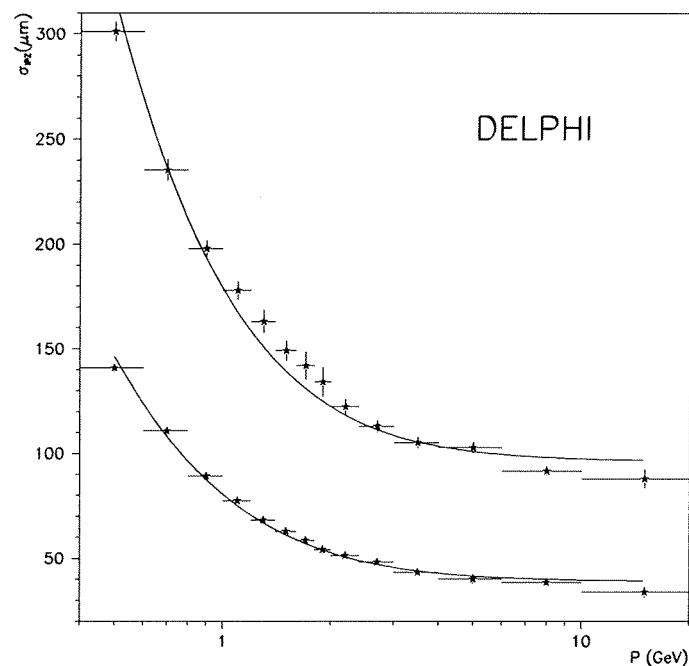


Figura 37: L'incertezza del parametro di impatto nel piano Rz misurata come funzione di impulso. Le due curve corrispondono alle tracce con $80^\circ < \theta < 90^\circ$ e $45^\circ < \theta < 55^\circ$ rispettivamente. Il contributo dall'errore della posizione del vertice è stato sottratto. Le linee sono un fit con $71/P \oplus 39\mu m$ e $151/P \oplus 96\mu m$ rispettivamente.

punti d'impatto in $R\phi$ sono stati usati per il fit della traccia).

Si vede un fattore 20 di miglioramento nella precisione del parametro di impatto in Rz .

5.13 Algoritmi di ricostruzione dei vertici

La ricostruzione accurata dei vertici di decadimenti è un requisito indispensabile per una analisi basata sulle misure dei parametri di impatto e delle lunghezze di volo.

Le coordinate V_x, V_y del vertice sono ottenute minimizzando la funzione χ^2 definita da :

$$\chi^2(V_x, V_y) = \sum_{n=1}^{N_{tr}} \frac{\delta_n^2}{\sigma_n^2} \quad (53)$$

La sommatoria è estesa alle N_{tr} tracce del fit; δ_n e σ_n sono, rispettivamente, il

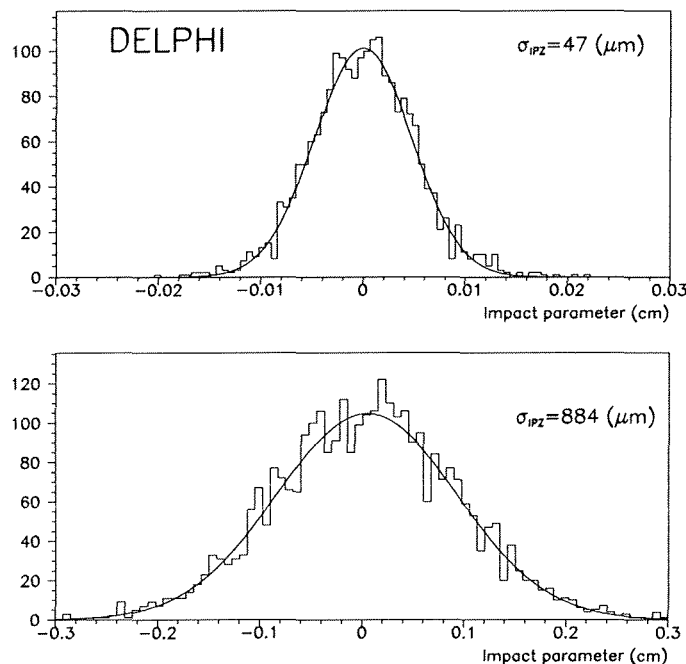


Figura 38: La distribuzione del parametro di impatto nel piano Rz per tracce con $P > 6\text{GeV}/c$ e $70^\circ < \theta < 90^\circ$ utilizzando il Microvertex nel fit (figura sopra) e rimuovendolo dal fit (figura sotto).

parametro di impatto e l'errore sulla posizione del perigeo per la traccia n .

Nel caso del vertex principale dell'interazione si può utilizzare l'informazione aggiuntiva dato che il punto di incrocio dei fasci è abbastanza compatto da una parte e stabile dall'altra parte e può quindi servire come un vincolo nella procedura del fit del vertex principale. La posizione del punto di incrocio dei fasci è misurata circa ogni 200 eventi adronici con la precisione di $9 \mu\text{m}$ in x e $4 \mu\text{m}$ in y , utilizzando i vertici principali degli eventi. Come errore di questo "beamspot" si usano le dimensioni dei due assi dell'ellisse che costituisce la regione d'interazione con valori tipici di $\sigma_x \approx 100 \mu\text{m}$ e $\sigma_y \approx 10 \mu\text{m}$.

Mentre, nel caso di decadimento della Z^0 in coppie di quark leggeri, l'algoritmo riproduce con buona precisione le coordinate del vertex principale, ciò è vero in misura minore per il canale $b\bar{b}$. In questo caso la risoluzione peggiore è da imputare sia alla molteplicità inferiore di tracce dal vertex stesso, che all'utilizzo nel fit di tracce da decadimenti secondari. Per eventi simulati $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, $q = u, d, s$, si ottiene una risoluzione di circa $22 \mu\text{m}$ sulla ricostruzione della coordinata x , ma questa sale a circa $35 \mu\text{m}$ per eventi $b\bar{b}$.

L'aspetto più delicato nella ricostruzione del vertice principale è rappresentato dalla selezione delle tracce da includere nel fit. Infatti, le tracce con associazione sbagliata di alcuni punti ricostruiti nel Microvertice, quelle originate da decadimenti di particelle a lunga vita media come Λ e K^0 e quelle generate da interazioni nel materiale del rivelatore, tendono a peggiorare la risoluzione e vengono quindi rimosse.

Nell'analisi descritta nel prossimo capitolo nel fit del vertice principale vengono utilizzate solamente le tracce cariche che soddisfino ai requisiti seguenti [41] :

- Punti associati alla traccia in almeno 2 strati del Microvertice;
- Parametro di impatto relativo al punto di incrocio dei fasci compatibile con 0 con probabilità superiore al 95%;
- $\sum_{i=1}^{N_{VD}} \left(\frac{d_i}{\sigma_{i,VD}} \right)^2 / N_{VD} \leq 4$, dove N_{VD} indica il numero di punti del Microvertice associati alla traccia, d_i la distanza minima della traccia dall'iesimo punto e $\sigma_{i,VD}$ la precisione del Microvertice in questo punto.
- Vengono applicati degli algoritmi per la selezione di K^0 e Λ .

Il fit viene eseguito con un algoritmo iterativo escludendo ad ogni iterazione la traccia con il maggiore contributo al χ^2 complessivo, se tale contributo supera una soglia Δ_{max} . Tale procedura si ripete fino a che siano state eliminate tutte le tracce di questo tipo. Nel caso in cui vengano eliminate tutte le tracce ($\approx 1\%$ degli eventi), la posizione del vertice principale viene assunta coincidente con il punto di incrocio dei fasci.

In questo caso le coordinate V_x, V_y del vertice principale vengono quindi ottenute minimizzando la funzione χ^2 definita da :

$$\chi^2(V_x, V_y) = \sum_{n=1}^{N_{tr}} \frac{\delta_n^2}{\sigma_n^2} + \sum_{i=x,y} \frac{(b_i - V_i)^2}{(\sigma_i^b)^2} \quad (54)$$

La seconda sommatoria vincola le coordinate del vertice alla posizione del punto di incrocio dei fasci; b_i e σ_i^b sono le coordinate e le dimensioni rispettivamente di tale punto.

Nel caso del vertice secondario per migliorare la precisione del vertice si può utilizzare l'informazione aggiuntiva come il vincolo di massa e il vincolo di tempo di vita. D'altra parte, il fatto che le particelle provengono dallo stesso vertice o che l'evento abbia la topologia ben determinata può essere utilizzato per migliorare la risoluzione su parametri cinematici delle particelle. In questo caso le tracce sono vincolate a passare per il vertice modificando i loro parametri di impatto nel piano $R\phi$ e Rz rispetto a questo vertice. Tre altri parametri della traccia : θ, ϕ e $1/R$ vengono variati per minimizzare il χ^2 del fit. Questo approccio sarà applicato nell'analisi della prossima sezione ai vertici dei mesoni D^0 e B per migliorare la risoluzione sulla massa di D^0 e la differenza delle masse D^* e D^0 .

5.14 Risoluzione dei vertici secondari

La risoluzione sui vertici secondari e sulla distanza di volo dipende non solo dagli impulsi delle particelle nel decadimento e dalla risoluzione di posizione intrinseca del Microvertice come nel caso del parametro di impatto, ma anche dalla geometria del decadimento. Quando l'angolo di apertura tra le particelle nel decadimento è piccolo, la risoluzione della distanza di volo peggiora. Poichè l'angolo di apertura nel decadimento diminuisce con la crescita dell'impulso della particella che decade, per grandi impulsi la risoluzione diventa peggiore nonostante la dipendenza dall'impulso del contributo dalla diffusione multipla sia opposta. La figura 5.14a) mostra la risoluzione sul vertice del decadimento $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ lungo la direzione di volo del D^0 in funzione del coseno dell'angolo di apertura α tra K e π . I decadimenti fanno parte del campione di dati sperimentali per lo studio del processo $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$ (con $D^{*-} \rightarrow D^0\pi^-$) che verrà descritto nel prossimo capitolo. L'errore del vertice per angoli molto piccoli è due volte peggiore di quello per $\cos \alpha < 0.9$. In figura 5.14b) è rappresentata la distribuzione degli angoli di apertura tra K e π . Si vede che la maggioranza degli eventi in questo caso si trova nella zona dove l'errore incomincia a crescere.

In figura 5.14 è rappresentata la risoluzione sul vertice in piano longitudinale rispetto al volo per mesone D^0 nello stesso processo $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ in funzione dell'impulso ricostruito del D^0 (5.14 a) e in funzione dell'impulso ricostruito del K (5.14 b). La figura 5.14 a) è un'altra rappresentazione della figura 5.14a) perchè c'è una correlazione diretta tra l'impulso del D^0 e l'angolo di apertura tra i suoi prodotti di decadimento (con la precisione al fondo presente negli eventi). La figura 5.14 b) dimostra che la risoluzione raggiunge un minimo nella regione attorno all'impulso del kaone di 5 GeV. Per gli impulsi minori il contributo principale nell'errore è la diffusione multipla, mentre per gli impulsi maggiori contribuisce di più l'apertura piccola tra le particelle nel decadimento.

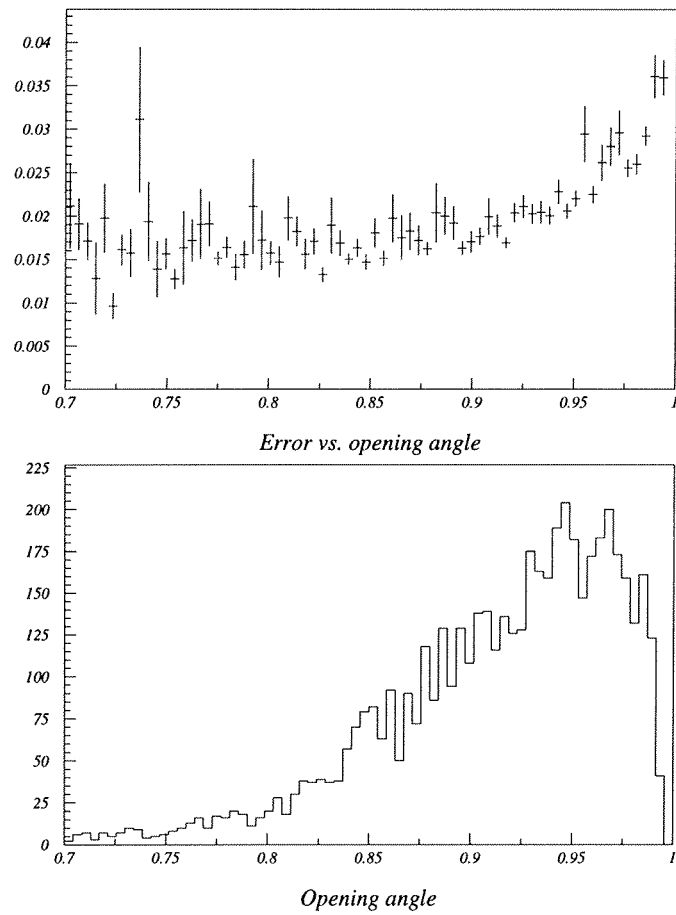


Figura 39: a) L'incertezza del vertice (in cm) in piano longitudinale rispetto al volo per mesone D^0 nel processo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ in funzione $\cos \alpha$, dove α è l'angolo di apertura tra K e π . b) la distribuzione su $\cos \alpha$ degli eventi considerati.

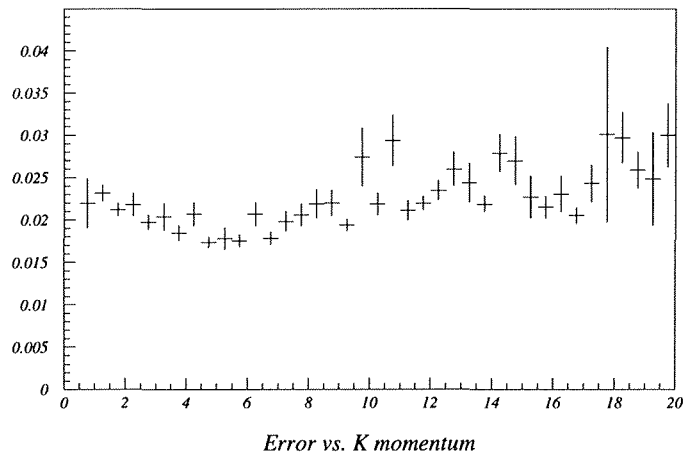
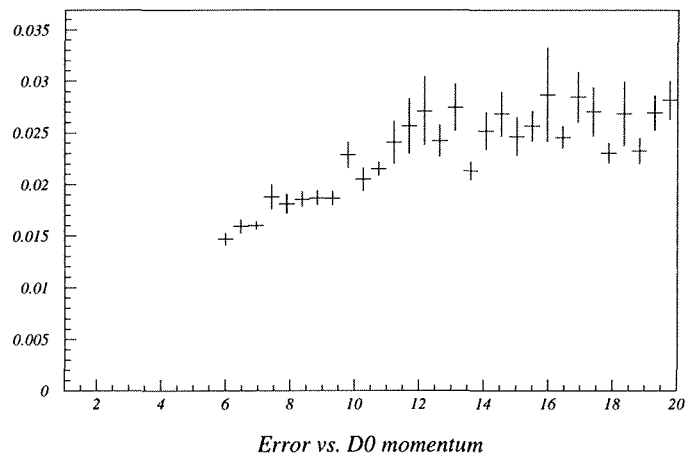


Figura 40: L'incertezza del vertice (in cm) in piano longitudinale rispetto al volo per mesone D^0 nel processo $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ in funzione dell'impulso ricostruito del D^0 a) e in funzione dell'impulso ricostruito del K b).

6 Analisi dei dati

6.1 Descrizione dei dati raccolti e Simulazione

Nella tabella 6.1 è rappresentata la statistica raccolta con l'esperimento DELPHI nel corso degli anni 1991 - 1994.

Anno	Numero di Z^0 (in milioni)
1991	0.28
1992	0.75
1993	0.76
1994	1.48

Tabella 10: Numero dei eventi $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ raccolti con DELPHI.

Per essere utilizzate nell'analisi le tracce cariche di un evento devono superare la seguente selezione :

- Impulso $0.1 \text{ GeV} < p < 50 \text{ GeV}$;
- Errore relativo su p : $\sigma_p/p < 100\%$;
- Lunghezza totale nella TPC $L > 30 \text{ cm}$;
- Proiezione del parametro di impatto nelle coordinate Z e $R\phi$ inferiori rispettivamente a 10 cm e 5 cm .

Le particelle neutre di un evento, per essere utilizzate nell'analisi, devono superare la selezione seguente :

- Deposito di energia nei calorimetri $1 \text{ GeV} < E < 30 \text{ GeV}$, in assenza di associazione con una traccia carica;
- Angolo polare $20^\circ < \theta < 160^\circ$.

La misura di V_{cb} si basa sull'analisi dei decadimenti adronici $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$, caratterizzati da una molteplicità elevata delle particelle. Per la selezione degli eventi adronici si richiede :

- Le particelle cariche selezionate con $p > 0.4 \text{ GeV}$;
- Numero di tracce cariche ≥ 5 ;
- Energia ricostruita rilasciata nell'apparato dalle tracce cariche, $E > 12\%$ dell'energia di collisioni al LEP assumendo che tutte le particelle siano pioni.

Per stimare l'efficienza della selezione degli eventi adronici sono stati utilizzati eventi simulati del decadimento $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$.

Lo scopo principale della simulazione è di produrre dei dati che sono più vicini possibile ai dati sperimentali, approfittando del fatto che per le interazioni e^+e^- la molteplicità delle particelle è abbastanza bassa e quindi è possibile fare una simulazione completa degli eventi. Gli eventi di simulazione nel seguito vengono trattati con la stessa procedura di ricostruzione e con la stessa sequenza dell'analisi come i dati reali. Il programma di simulazione dell'apparato DELSIM [43] è basato su tre componenti :

- I processi fisici primari del decadimento $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ sono generati utilizzando il codice JETSET 7.3 Parton Shower [42], che utilizza i modelli di frammentazione già discussi nella parte teorica. I generatori vengono aggiustati secondo la conoscenza corrente sperimentale delle proprietà dei decadimenti degli adroni. Per questo lavoro il tempo di vita media del mesone B durante la simulazione è stato messo a 1.6 psec .
- Il comportamento nel mezzo delle particelle generate e dei prodotti dei decadimenti è simulato tenendo conto della struttura del materiale di DELPHI descritta nel modo più preciso possibile, del campo magnetico e delle eventuali interazioni secondarie.
- Nei componenti attivi vengono simulate le risposte dei rivelatori in un formato identico a quello dei dati reali.

Un totale di 7 milioni di eventi simulati dei decadimenti adronici della Z^0 sono stati utilizzati in questa analisi. Per aumentare la significanza statistica della simulazione è stato generato anche un campione speciale di eventi con decadimenti $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$ o $B \rightarrow D_J^{(*)}\ell^+\nu$, che corrisponde a circa 20 milioni di decadimenti adronici della Z^0 .

Dunque, l'efficienza della selezione degli eventi adronici stimata con la simulazione è uguale a $(95.1 \pm 0.2)\%$, dove l'errore è determinato principalmente dalla conoscenza dei processi fisici coinvolti e l'esattezza della descrizione dell'apparato nella simulazione. La contaminazione del campione con decadimenti non-adronici, dovuta principalmente a eventi $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, è stimata inferiore allo 0.1% dalla simulazione.

Le particelle cariche e neutre sono state raggruppate nei getti tramite l'algoritmo ricorsivo LUCLUS [42]. Ad ogni iterazione, per ogni coppia di particelle, viene calcolata la quantità :

$$y_{ij} = \frac{2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2} \quad (55)$$

dove con θ_{ij} si indica l'angolo tra la direzione delle due particelle di energia E_i e E_j e con E_{vis} l'energia totale ricostruita. La coppia di particelle con y_{ij} inferiore

viene sostituita da una "pseudo-particella" di massa pari alla massa invariante delle due (nell'ipotesi che le particelle registrate siano pioni) e di impulso $p = p_i + p_j$.

Il procedimento si interrompe quando la quantità y_{ij} relativa a ogni coppia di particelle risulta maggiore di un valore pari a 0.01. Per questo valore la simulazione prevede il migliore accordo tra la direzione del quark primario e quella del getto prodotto dalla frammentazione successiva. D'altra parte, è abbastanza basso per raccogliere nello stesso getto i prodotti di decadimento del quark b caratterizzati da impulsi trasversali elevati. Gli impulsi delle "pseudo-particelle" sopravvissute definiscono gli assi dei getti dell'evento.

Quando i getti contengono i candidati leptoni, la direzione del getto viene definita come la direzione della sommatoria su impulsi di tutte le particelle con l'impulso del leptone escluso.

Ogni evento è stato diviso inoltre in due emisferi attraverso l'asse del *thrust* calcolato utilizzando tutte le particelle cariche e neutre nell'evento. Il vettore di *thrust* di evento viene definito come :

$$T \equiv \max \frac{\sum_i |p_{i||}|}{\sum_i |p_i|} \quad (56)$$

dove p_i è l'impulso della particella i e $p_{i||}$ è l'impulso longitudinale della stessa particella rispetto all'asse del *thrust*. La sommatoria è realizzata per tutte le particelle.

6.2 Analisi esclusiva

In questa sezione è rappresentata l'analisi basata sulla ricostruzione completa delle particelle D^* . Saranno discussi i criteri per la selezione degli eventi e la procedura di ricostruzione di $q^2 = (p_B - p_{D^*})^2$ indispensabile per la misura di V_{cb} . I candidati D^* sono stati ricostruiti nel canale $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$ e nel seguito i candidati $\bar{D}^0$ sono stati ricostruiti nei due modi di decadimento $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ e $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$. Nel seguito per tutti gli stati espliciti si intendono anche gli stati coniugati in carica.

6.2.1 Selezione degli eventi con $D^{*-} l^+$

Per ogni evento è stato ricostruito il vertice principale come è spiegato in sezione 5.13.

I mesoni con *charm* vengono cercati solo nei getti con almeno un leptone identificato. L'impulso trasversale del leptone deve essere maggiore di 0.8 GeV per diminuire il possibile fondo dai decadimenti $Z^0 \rightarrow c\bar{c}$. Il quark b , avendo la massa superiore alla massa del quark c , trasferisce ai prodotti di decadimento impulsi trasversali maggiori. Il taglio utilizzato abbassa il rapporto tra gli eventi $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$ nel campione di circa 5 volte. Il leptone deve avere almeno un punto d'impatto nel Microvertice.

Per formare un candidato $\overline{D}^0$ in canale $K^+\pi^-$ i candidati K^+ e π^- devono superare i seguenti criteri :

- Le particelle devono appartenere allo stesso getto.
- Il candidato kaone deve avere lo stesso segno di carica del leptone identificato;
- Il candidato pione deve avere il segno opposto di carica del leptone identificato;
- Ognuna di queste due tracce deve avere almeno un punto d'impatto nel Microvertice;
- Impulso delle particelle ricalcolato col vincolo del vertice secondario comune deve essere superiore a 1 GeV/c;
- L'angolo θ^* tra la direzione di volo del $\overline{D}^0$ e del kaone nel sistema di riposo del $\overline{D}^0$ deve soddisfare la condizione : $\cos(\theta^*) > -0.9$. Per i veri decadimenti $\overline{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ si aspetta una distribuzione uniforme su questo parametro mentre il fondo è fortemente piccato indietro.

Per formare un candidato $\overline{D}^0$ in canale $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ le combinazioni dei candidati $K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ devono superare i seguenti criteri :

- Tutte le particelle devono appartenere allo stesso getto.
- Il candidato kaone deve avere lo stesso segno di carica del leptone identificato;
- Due candidati pioni devono avere i segni opposti di carica del leptone identificato e un candidato pione deve avere lo stesso segno di carica del leptone identificato;
- Ognuna di queste 4 tracce deve avere almeno un punto d'impatto nel Microvertice;
- Gli impulsi delle particelle sono ricalcolati col vincolo del vertice comune. L'impulso del kaone deve superare 1 GeV/c, mentre gli impulsi dei pioni devono essere superiori a 0.2 GeV/c;
- Tutti i parametri di impatto rispetto al vertice del D^0 devono essere minori di 300 μm ;

Il vertice tra il leptone e D^0 (il vertice del decadimento del mesone B) viene fissato nello spazio e l'impulso del leptone viene ricalcolato assumendo che la sua traccia origini in questo vertice. La lunghezza del decadimento è definita come la distanza tra il vertice principale e il vertice secondario tra il leptone e il D^0 . Per i dati 1991-1993 questa distanza viene calcolata nel piano $R\phi$, mentre per i dati del 1994 essa viene calcolata nello spazio. Alla distanza si attribuisce anche un

segno pari al segno del prodotto scalare dell'impulso $\overline{D}^0 l^-$ con il vettore tra i vertici principale e secondario.

Per i dati 1991-1993 solo le lunghezze di decadimento trasversale superiori a $500 \mu m$ vengono selezionate per la seguente analisi, mentre per i dati 1994 le lunghezze di decadimento nello spazio devono superare $750 \mu m$.

Tutte le altre particelle del getto vengono utilizzate come candidate pioni nel decadimento $D^{*-} \rightarrow \overline{D}^0 \pi^-$ (nel seguito riferito come π^*). Per considerarsi come candidate esse devono superare le seguenti selezioni :

- La particella deve avere segno di carica opposto a quello del leptone identificato;
- L'impulso del pione ricalcolato nell'ipotesi che esso origini dal vertice $D^0 l$ deve contenersi nell'intervallo tra $0.4 \text{ GeV}/c$ e $4.5 \text{ GeV}/c$. Quest'intervallo permette la selezione dei D^* con la frazione d'energia relativa alla l'energia del fascio, $X_E(D^*) = E(D^*)/E_{beam}$, tra 0.15 e 1 ;
- Per ridurre il fondo combinatorio il parametro di impatto del pione relativamente al vertice principale deve essere minore di 3.0 mm , visto che non vengono fatte delle richieste sul microvertice;

Dopo tutti questi tagli la selezione degli eventi $D^{*-} l^+ X$ si basa sulla piccola differenza di massa tra il D^{*-} e il $\overline{D}^0$ $\Delta M = M_{D^{*-}} - M_{\overline{D}^0}$ e la piccola larghezza della massa invariante del $\overline{D}^0$ dovuta alla buona risoluzione del rivelatore. Siccome l'identificazione del kaone non è stata chiesta nelle selezioni precedenti, nel canale $\overline{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ si presenta un fondo combinatorio quando l'ipotesi delle masse del pione e del kaone di segno uguale viene erroneamente scambiata. Questo fondo viene parzialmente soppresso facendo un taglio più forte su ΔM e descrivendo il resto del fondo combinatorio con un contributo aggiuntivo. Alla fine, come sarà spiegato nella prossima sezione, al campione $D^{*-} l^+ X$ viene applicata la selezione su q^2 .

In figura 6.2.1 a) è rappresentata la distribuzione della differenza di massa invariante $M(K^+ \pi^- \pi^-) - M(K^+ \pi^-)$ quando la massa invariante $M(K^+ \pi^-)$ si trova dentro l'intervallo definito dalla massa nominale di $D^0 \pm 70 \text{ MeV}/c^2$. In figura 6.2.1 b) è rappresentata la distribuzione della massa invariante $M(K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-)$ quando la differenza delle masse ΔM si trova dentro l'intervallo definito dalla differenza delle masse nominali di D^* e $D^0 \pm 1.4 \text{ MeV}/c^2$ per l'anno 94 e $\pm 2.1 \text{ MeV}/c^2$ per gli anni 91-93. La scelta delle distribuzioni diverse per i due canali è determinata da una ragione di semplicità del fit. La distribuzione $M(K^+ \pi^-)$ nel canale $K^+ \pi^-$ ha un satellite dal canale $K^+ \pi^- \pi^0$, mentre la distribuzione ΔM nel canale $K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ ha un contributo combinatorio $K^+ \leftrightarrow \pi^+$ (discusso più avanti) più pronunciato. Si osserva il segnale chiaro corrispondente agli eventi $D^{*-} l^+$ in ogni distribuzione quando il candidato kaone e il leptone hanno gli stessi segni di carica (i punti dei dati). Non è

stato osservato nessun aumento significativo per gli eventi corrispondenti alla combinazione sbagliata dei segni K^+l^- (l'istogramma ombreggiato) indicando il contributo trascurabile da eventi $c\bar{c}$.

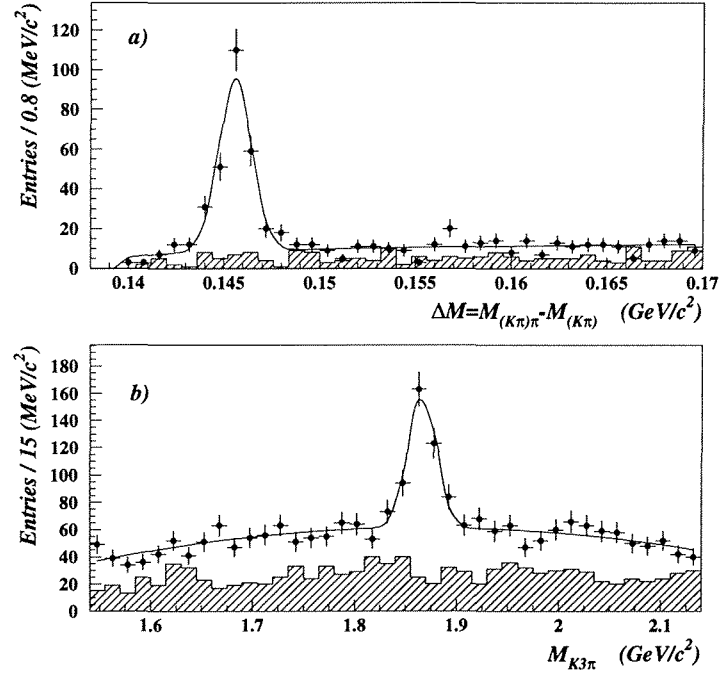


Figura 41: Segnali D^{*-} nell'analisi esclusiva nei canali $(K^+\pi^-)\pi^-$ e $(K^+\pi^-\pi^+\pi^-)\pi^-$: a) la distribuzione $\Delta M = M((K^+\pi^-)\pi^-) - M(K^+\pi^-)$ quando la massa invariante $M(K^+\pi^-)$ si trova dentro l'intervallo: la massa nominale di $D^0 \pm 70 \text{ MeV}/c^2$ e b) la distribuzione della massa invariante $M(K^+\pi^-\pi^+\pi^-)$ quando la differenza delle masse ΔM si trova dentro l'intervallo: la ΔM nominale di D^* e $D^0 \pm 1.4 \text{ MeV}/c^2$ per l'anno 94 e $\pm 2.1 \text{ MeV}/c^2$ per gli anni 91-93 per gli stessi segni della carica del candidato kaone e il leptone (i punti dei dati). Gli istogrammi ombreggiati sono le stesse distribuzioni corrispondenti alla combinazione sbagliata dei segni K^+l^- . Per le combinazioni con gli stessi e opposti segni vengono applicate le stesse selezioni. Le curve sono i risultati dei fit descritti nel testo.

Nella figura 6.2.1 a) il fondo viene descritto con una funzione $\alpha(\Delta M - m_\pi)^\beta$ dove α e β sono parametri liberi nel fit. Il segnale $D^{*-} \rightarrow (K^+\pi^-)\pi^-$ viene descritto con una funzione gaussiana con la normalizzazione, la media e la larghezza libere. Il valore medio ottenuto di $(145.6 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$ è compatibile con il valore della ΔM prevista e la risoluzione è pari a $(0.9 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$.

La distribuzione della massa $K3\pi$ nella figura 6.2.1 b) viene fittata utilizzando

una polinomiale del secondo ordine per il fondo combinatorio, una funzione gaussiana per gli eventi $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ e una seconda funzione gaussiana che descrive gli eventi dove le masse del kaone e del pione vengono permutate nella combinazione $K^+\pi^+$. Secondo la simulazione l'ultimo contributo risulta pari al 7% del segnale fittato con una larghezza 10% maggiore e il valore medio $3 \text{ MeV}/c^2$ più basso del segnale fittato. Il risultato del fit per la media della prima funzione gaussiana è $(1866 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$ in buon accordo con la massa nominale del D^0 . La risoluzione sperimentale è pari a $(14 \pm 2) \text{ MeV}/c^2$.

Il numero totale degli eventi $D^{*-}l^+$ è 235 ± 19 nel canale $K\pi$ e 210 ± 25 nel canale $K3\pi$.

6.2.2 Ricostruzione di q^2

La ricostruzione del quadrato quadri-impulso trasferito nel decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$

$$q^2 = (p_B - p_{D^*})^2 \quad (57)$$

è realizzata dalle misure del quadri-impulso del mesone D^{*-} p_{D^*} e del quadri-impulso del mesone B^0 p_B . I valori sperimentali utilizzati per determinare l'energia e l'impulso del mesone B , in aggiunta a quelli del D^* e del leptone, sono l'energia del neutrino e la direzione del mesone B .

L'energia del neutrino E_ν viene stimata dall'energia mancante nell'emisfero E_{miss} , corretta con l'energia del sistema $D^{*-}l^+$:

$$E_{miss} = \sqrt{s}/2 - E_{same} + \frac{m_{same}^2 - m_{oppo}^2}{2\sqrt{s}} \quad (58)$$

$$E_\nu = E_{miss} + F(E_{D^*l})$$

dove *same* e *oppo* riferiscono agli emisferi dalla stessa parte e dalla parte opposta rispetto alla direzione di volo del sistema $D^{*-}l^+$; m_{same} e m_{oppo} sono le masse invarianti ricostruite in ogni emisfero e sono incluse per correggere l'energia per gli eventi con un numero di getti superiore a due. $F(E_{D^*l})$ è una parametrizzazione opportuna ottenuta dalla simulazione. Se l'energia del neutrino ottenuta in questo modo risulta essere negativa, essa viene messa a zero. Le figure 6.2.2 a) e 6.2.2 b) rappresentano la differenza tra l'energia del neutrino ricostruita e l'energia del neutrino generata per decadimenti $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$ nella simulazione dei dati degli anni 1991-1993 e dell'anno 1994 rispettivamente. Si ottiene una risoluzione di 2.7 GeV in entrambi i casi.

La direzione del volo del mesone B viene determinato dal suo angolo azimutale ϕ_B nel piano trasversale all'asse dei fasci e dall'angolo polare θ_B . Per i dati del 1994, dove il Microvertice fornisce anche la misura della coordinata z , l'angolo polare viene determinato dal vettore tra il vertice principale e il vertice del decadimento in $D^{*-}l^+$. Per i dati degli anni 1991-1993 per la determinazione dell'angolo θ_B vengono utilizzati l'energia del neutrino e l'angolo azimutale ϕ_B insieme al vincolo della conservazione di energia-impulso nell'evento. Tra le due possibili soluzioni

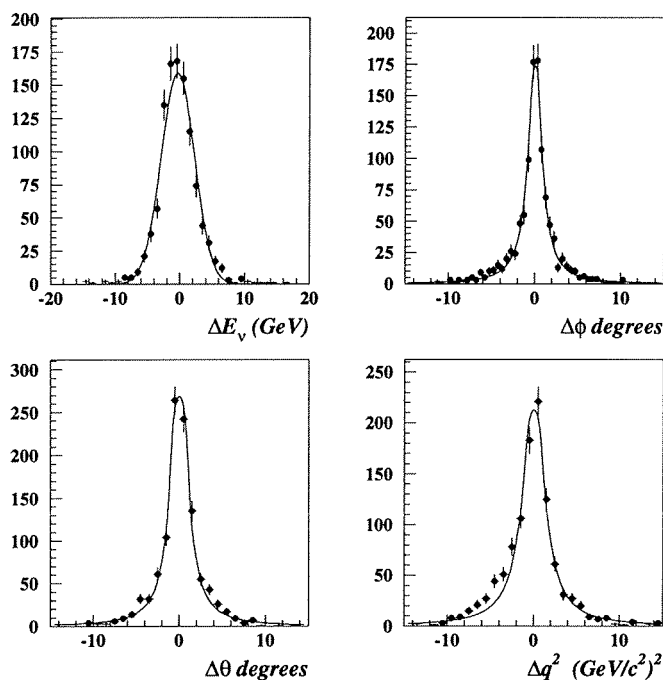


Figura 42: Distribuzioni della differenza tra i valori ricostruiti e i valori generati nella simulazione dell'analisi esclusiva degli anni 1991-1993 per a) l'energia del neutrino E_ν , b) l'angolo azimutale ϕ_B del mesone B , c) l'angolo polare θ_B del mesone B calcolato col vincolo di conservazione di energia-impulso, d) il q^2 ricostruito. Le curve sono i risultati di un fit gaussiano in a) e di un fit di Breit-Wigner in b, c, d).

dell'equazione della conservazione di energia-impulso, viene scelta quella più vicina alla direzione dell'asse del *thrust* dell'evento. Le figure 6.2.2 b) e 6.2.2 b) rappresentano la differenza tra l'angolo azimutale ricostruito e l'angolo azimutale generato nella simulazione dei dati degli anni 1991-1993 e dell'anno 1994 rispettivamente. Sono ottenute le risoluzioni di 1.4° e 1.2° nei due casi. Le distribuzioni simili per θ_B sono rappresentate nelle figure 6.2.2 c) e 6.2.2 c). Le risoluzioni sono 1.6° e 1.2° per i dati degli anni 1991-1993 e del 1994 rispettivamente. Finalmente le figure 6.2.2 d) e 6.2.2 d) rappresentano la differenza tra q^2 stimato e generato. Si raggiunge la risoluzione di 2.2 e $1.8 \text{ GeV}^2/c^2$ su questo parametro per i dati degli anni 1991-1993 e del 1994 rispettivamente.

L'efficienza globale dell'identificazione e della ricostruzione è determinata da un campione dei decadimenti simulati $B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$. Per i due modi del decadimento del $\bar{D}^0$ considerati è stata stimata l'efficienza media di $(11.7 \pm 0.6)\%$ nel canale $K\pi$ e $(6.8 \pm 0.4)\%$ nel canale $K3\pi$. In figura 6.2.2 è rappresentata l'efficienza di ogni

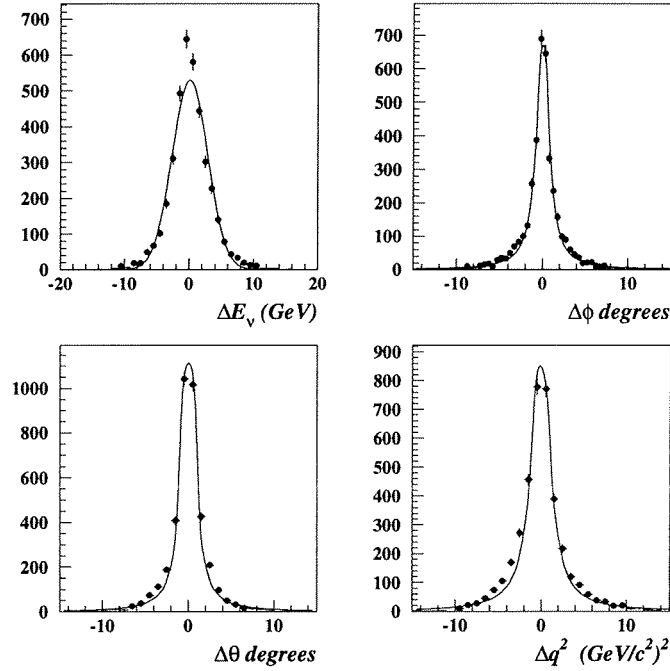


Figura 43: Distribuzioni della differenza tra i valori ricostruiti e i valori generati nella simulazione dell'analisi esclusiva dell'anno 1994 per a) l'energia del neutrino E_ν , b) l'angolo azimutale ϕ_B del mesone B , c) l'angolo polare θ_B del mesone B , d) il q^2 ricostruito. Le curve sono i risultati di un fit gaussiano in a) e di un fit di Breit-Wigner in b, c, d).

canale in funzione di q^2 . Siccome si osserva una piccola dipendenza dell'efficienza dal q^2 , viene applicata la correzione corrispondente.

6.3 Analisi inclusiva

Con il metodo esclusivo sopradescritto si può ricostruire solo una frazione limitata dei decadimenti del D^0 . L'approccio inclusivo alla ricostruzione del D^0 permette invece di usufruire dell'assortimento più ampio degli stati finali del D^0 e quindi aumenta la precisione statistica della misura al costo dell'aumento del fondo. L'analisi inclusiva è stata realizzata per 1.48 milioni di decadimenti adronici della Z^0 raccolti con DELPHI nel corso dell'anno 1994.

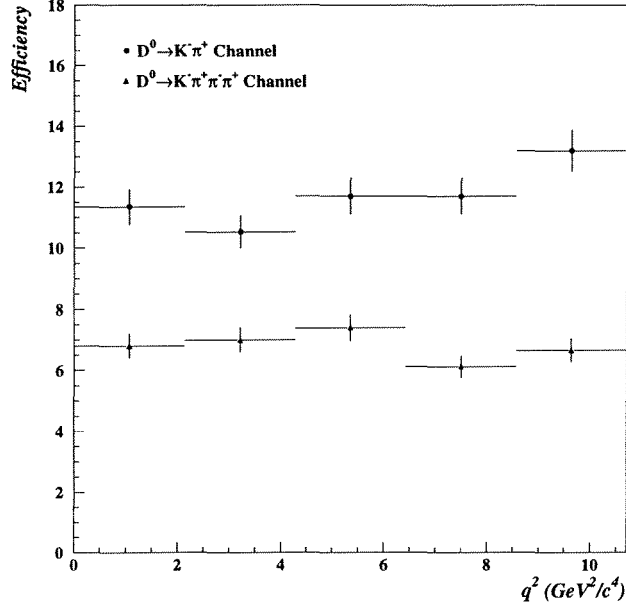


Figura 44: Efficienze come funzioni del q^2 ricostruito nell'analisi esclusiva stimate dagli eventi simulati $B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$ con $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ (triangoli) e $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (punti neri).

6.3.1 Selezione degli eventi con $D^{*-} l^+$

Nell'approccio inclusivo il pione π^* prodotto nel decadimento $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi^-$, viene utilizzato per identificare le particelle D^{*-} . Grazie allo spazio delle fasi limitato nel decadimento il pione π^* è prodotto quasi a riposo nel sistema di riferimento del D^{*-} . Alle energie del LEP esso riceve un considerevole boost di Lorentz (quando il D^{*-} viene prodotto nei decadimenti di mesone B , l'energia media del π^* è approssimativamente pari a 1.5 GeV), ma sempre può essere selezionato grazie al suo impulso basso nel piano ortogonale alla direzione del volo del D^{*-} .

Il campione dei decadimenti adronici della Z^0 è stato arricchito con gli eventi $b\bar{b}$ applicando l'algoritmo di b-tagging già utilizzato da DELPHI per analisi precedenti [41]. L'algoritmo alla base dell'informazione dei parametri d'impatto costruisce una probabilità per l'evento di essere causato dai decadimenti di quark leggeri controllando la compatibilità delle tracce con il vertice principale. Selezionando gli eventi con probabilità bassa il campione si arricchisce in eventi $b\bar{b}$ contraddistinti da particelle con vita media lunga. Il taglio a 7.5% sulla probabilità utilizzato nell'analisi dà una purezza di selezione pari all'82% mantenendo però l'efficienza al livello del 75%.

Solo i getti con leptoni sono stati considerati per l'analisi. L'impulso trasversale

del leptone rispetto al getto deve superare 1 GeV/c.

Per identificare un D^{*-} possibilmente presente nel getto, tutte le altre particelle del getto vengono considerate come candidati π^* . Per essere selezionato per le seguenti fasi dell'analisi il pione deve soddisfare questi criteri :

- Deve avere il segno della carica opposto di quello del leptone;
- L'impulso trasversale alla direzione del getto (con il leptone rimosso dal getto) $p_T^2 < 30 MeV^2/c^2$. La simulazione mostra che questo taglio rimuove solo il 2% dei pioni veri dal decadimento del D^{*-} ;
- L'impulso deve contenersi nell'intervallo : $0.5 \text{ GeV}/c < p < 2.5 \text{ GeV}/c$.

Nel caso di più di un candidato trovato, tutte le combinazioni vengono tenute per l'analisi. Le particelle aventi lo stesso segno del leptone, che soddisfano tutti gli altri criteri, vengono utilizzate per controllare la descrizione del fondo nella simulazione.

La ricostruzione inclusiva del D^0 viene quindi effettuata utilizzando tutte le particelle del getto, tranne il leptone e il candidato π^* . Una parte notevole di esse si origina dal processo di frammentazione. Queste particelle vengono rimosse utilizzando il tempo di vita più lunga e il grande boost del mesone B^0 [44]. La probabilità che la traccia origini dal vertice principale dell'interazione viene calcolata in base al suo parametro di impatto e al suo errore. Inoltre viene calcolata per ogni particella la rapidità rispetto alla direzione del getto definita come :

$$y = 0.5 \log \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (59)$$

dove E è l'energia della particella assumendo che la particella sia un pione e p_z è l'impulso longitudinale rispetto alla direzione del getto.

Il quadri-impulso del candidato D^0 è stimato come la sommatoria dei quadri-impulsi delle particelle selezionate. Le particelle devono superare le seguenti selezioni :

- Le particelle cariche devono avere probabilità di venire dal vertice principale minore di 10% o rapidità maggiore di 2;
- Le particelle neutre devono avere rapidità maggiore di 1.5;
- La massa invariante ricostruita del D^0 deve essere nell'intervallo tra $0.5 \text{ GeV}/c^2$ e $3.0 \text{ GeV}/c^2$. La simulazione dimostra che la massa dello stato ricostruito inclusivamente è compatibile con il valore della massa del D^0 , ma a causa delle inefficienze e contaminazione residua la larghezza della distribuzione è pari a $700 \text{ MeV}/c^2$;
- L'energia del D^0 ricostruito deve essere minore di 25 GeV.

In seguito viene ricostruito il candidato D^{*-} sommando il quadri-impulso del D^0 "inclusivo" con il quadri-impulso del π^* . Per identificare il D^{*-} guardando la differenza nelle masse degli stati inclusivi D^{*-} e D^0 bisogna sapere anche le direzioni di volo di entrambe le particelle. Secondo la simulazione la direzione vera del D^{*-} viene riprodotta dal D^{*-} così ricostruito con precisione 2.4° , da confrontare con la precisione di 3.5° ottenuta utilizzando invece la direzione del getto come uno stimatore.

L'energia del D^{*-} viene ottenuta parametrizzando opportunamente l'impulso del π^* . Grazie allo spazio delle fasi molto limitato, c'è una correlazione forte tra l'impulso del D^{*-} e quello del π^* . L'energia del D^{*-} viene misurata in questo modo con precisione relativa del 14%.

6.3.2 La cinematica degli eventi e la ricostruzione del q^2

Per stimare il q^2 nell'evento bisogna conoscere come nel caso dell'analisi esclusiva l'energia del neutrino e la direzione di volo del mesone B .

L'energia del neutrino viene stimata dall'energia mancante nell'evento nello stesso modo della ricostruzione esclusiva del D^{*-} . Si ottiene una risoluzione di circa 4 GeV sull'energia del neutrino per l'analisi inclusiva.

Il vertice del decadimento del B non viene ricostruito. La direzione di volo del B si misura utilizzando la conservazione di impulso nell'evento. Gli impulsi di tutte le particelle, tranne il leptone e le particelle attribuite al D^{*-} inclusivo, vengono sommati. La direzione risultante viene invertita in spazio e viene considerata come uno stimatore di direzione del B . La risoluzione ottenuta con questo algoritmo è pari a 1.5° per l'angolo azimutale e anche per l'angolo polare.

La simulazione dimostra una dipendenza lineare tra il q^2 ricostruito e quello generato. Però la risoluzione dipende dal valore del q^2 migliorando per valori più alti. La figura 6.3.2 rappresenta la differenza tra il q^2 ricostruito e quello generato per diversi valori del q^2 .

La risoluzione ottenuta è dominata in maggior parte dall'incertezza nella direzione di volo del B^0 , che si riflette in code verso valori bassi del q^2 ricostruito. La funzione della risoluzione è quindi parametrizzata come la somma di mezza distribuzione di Cauchy e di mezza distribuzione gaussiana con larghezze variabili.

La parametrizzazione ottenuta è basata solo sull'informazione dalla simulazione. Vari test sono stati effettuati per controllare che la simulazione descriva accuratamente i dati. Un ottimo accordo è stato sempre trovato. Per esempio in figura 6.3.2 è rappresentata la distribuzione della massa mancante quadro MM^2 del sistema in rinculo contro $D^{*-}l^+$ (corrispondente alla massa del neutrino in processo $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$) in confronto con le aspettative dalla simulazione dopo la sottrazione del fondo combinatorio.

Sia la larghezza che la coda della distribuzione sono ben riprodotte. La simulazione mostra che gli eventi prodotti dai processi di fondo tendono ad avere il massimo ai valori della massa mancante più grande. Nel caso della produzione del

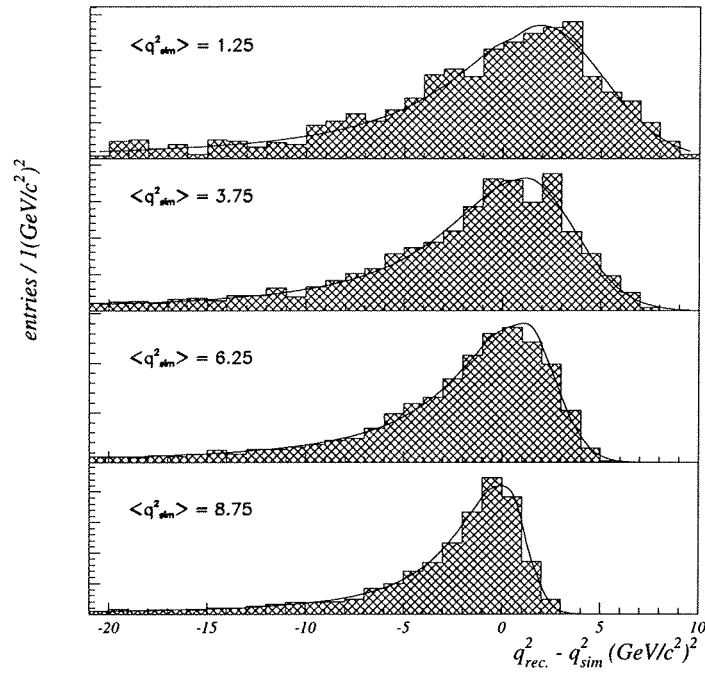


Figura 45: La differenza tra il q^2 generato e q^2 ricostruito nell'analisi inclusiva per diversi valori del q^2 generato.

$D_f^{(*)}$ (sarà discusso in particolare più avanti) questo fatto è dovuto alla produzione di pioni aggiuntivi non considerati nella ricostruzione dello stato. Per ridurre questa sorgente di fondo, la massa mancante quadro viene richiesta quindi di essere minore di $2 \text{ GeV}^2/c^4$.

In figure 6.3.2 a) e 6.3.2 b) sono rappresentati la distribuzione $\Delta M = M_{D^{*-}} - M_{\bar{D}^0}$ per eventi che sopravvivono alle selezioni appena descritte, quando i segni di carica del leptone e del pione sono uguali o opposti rispettivamente. L'area tracciata mostra la forma del fondo combinatorio come è predetto dalla simulazione. I campioni sono stati normalizzati utilizzando gli eventi nella regione fuori picco del segnale con $0.2 < \Delta M < 0.4$.

In figura 6.3.2c) vengono confrontati i dati dopo la sottrazione del fondo com-

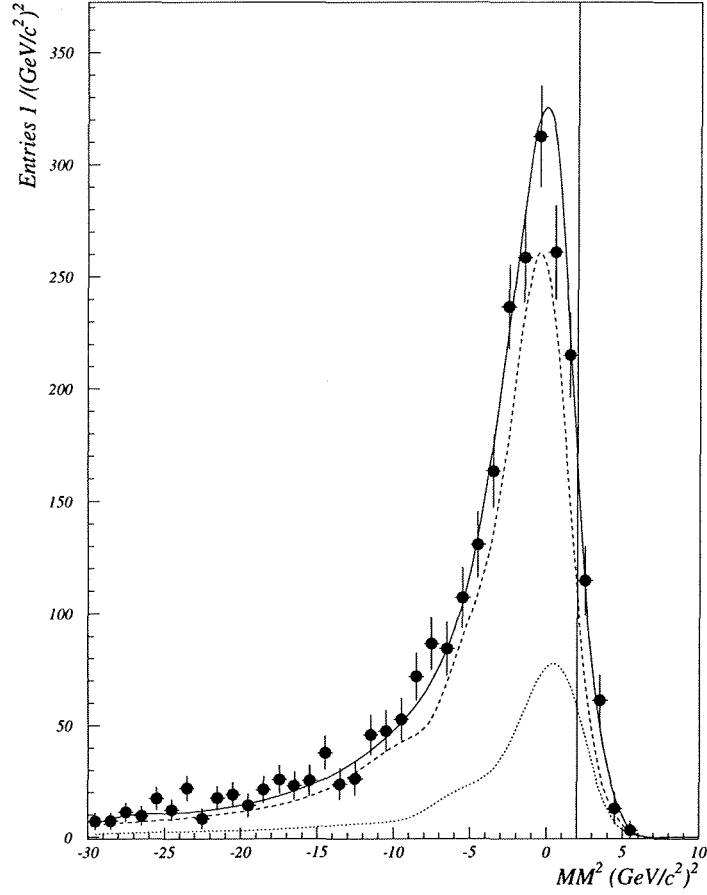


Figura 46: La distribuzione della massa mancante quadro (MM^2) in rinculo contro il sistema $D^{*-}l^+$ nell'analisi inclusiva. I punti rappresentano i dati dopo la sottrazione del fondo combinatorio e degli altri fondi diversi dal $D_J^{(*)}$. La linea continua corrisponde al segnale previsto dalla simulazione (D^{*-} e $D_J^{(*)}$), le linee tracciate sono i contributi dai D^{*-} e $D_J^{(*)}$ separatamente (sempre si intende il decadimento semileptonico del B). Il taglio $MM^2 < 2 \text{ GeV}^2/c^4$ viene applicato per ridurre la presenza del $D_J^{(*)}$ nel campione utilizzato per l'analisi.

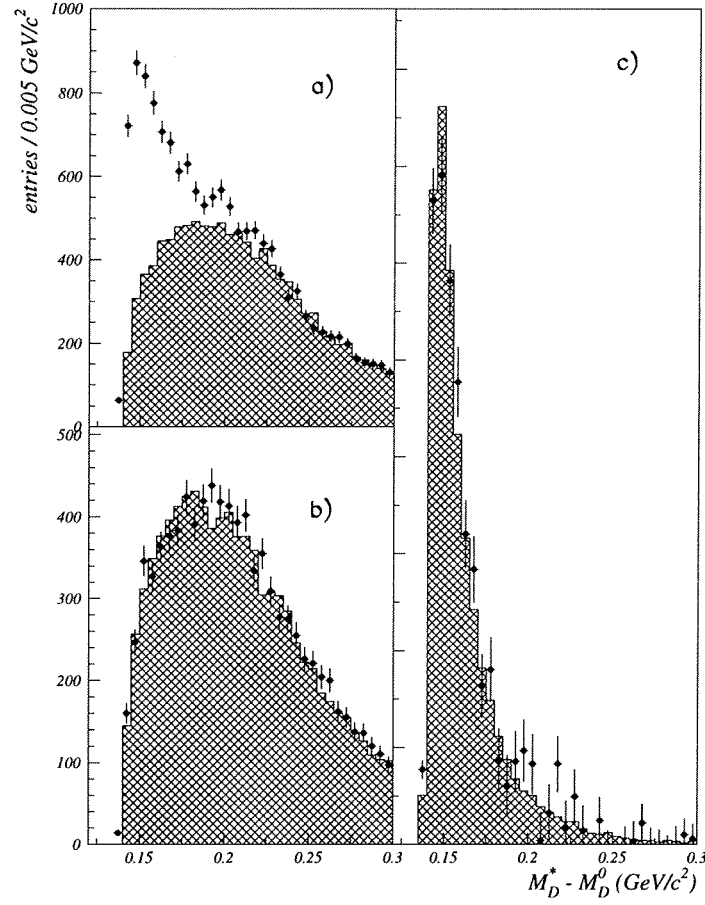


Figura 47: La distribuzione di $\Delta M = M_{D^{*-}} - M_{\bar{D}^0}$ per l'analisi inclusiva, quando il leptone e il π^* hanno a) i segni opposti, e b) i stessi segni. I punti sono i dati, l'area tracciata indica la predizione della simulazione. La distribuzione sperimentale dopo la sottrazione del fondo simulato è confrontata in c) con la somma di tutte le sorgenti previste di D^{*-} .

binatorio con gli eventi simulati dove il sistema $D^{*-}l^{+}$ è presente nello stato finale. Gli eventi con $\Delta M < 0.17 \text{ GeV}/c^2$ in figura 6.3.2 sono considerati i candidati del $D^{*-}l^{+}$. Dopo la sottrazione del fondo combinatorio 2420 ± 69 (-36 ± 44) candidati degli eventi $D^{*}l$ sono stati trovati nei campioni con lo stesso (opposto) segno di carica del D^{*} e del leptone. Gli errori citati sono solo statistici.

Dalla simulazione, l'efficienza totale nel ricostruire il vero decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}l^{+}\nu$ è pari al $(11.3 \pm 0.5)\%$, dove l'errore contiene le incertezze sistematiche. La dipendenza dell'efficienza da q^2 generato è rappresentato in figura 6.3.2.

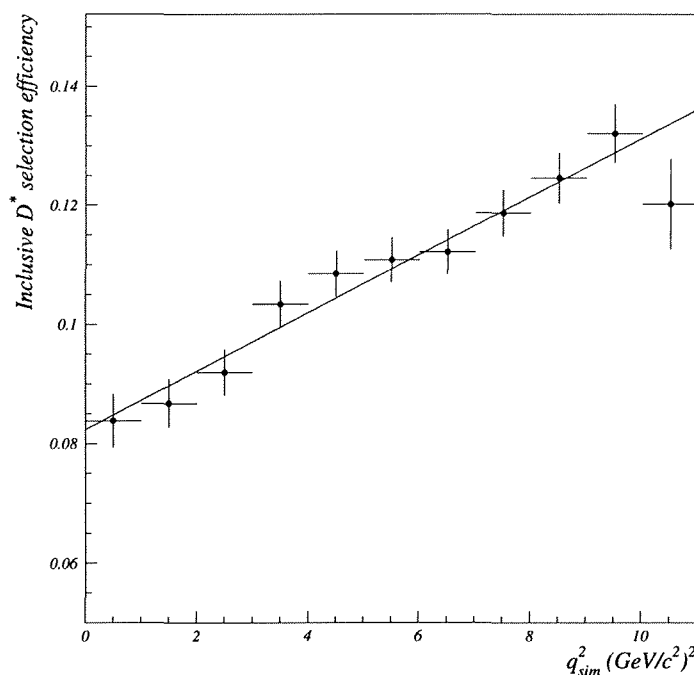


Figura 48: La variazione dell'efficienza in funzione di q^2 generato nell'analisi inclusiva. La linea è una parametrizzazione lineare utilizzata nei calcoli.

6.4 Misura del contributo del fondo principale da $D_J^{(*)}$

Diverse sorgenti di fondo possono imitare il processo di interesse $B^0 \rightarrow D^{*-}l^{+}\nu$. Una sorgente importante di fondo viene dal processo $B \rightarrow D^{*-}l^{+}\nu X$ che include decadimenti risonanti $B^+ \rightarrow D_J^{0(*)}l^{+}\nu$ (seguiti dal $D_J^{0(*)} \rightarrow D^{*-}\pi^+$), ma anche i decadimenti non-risonanti.

Il contributo di questo fondo viene stimato selezionando gli eventi $B \rightarrow D^{*-}l^{+}\nu\pi^+(X)$ tramite una ricerca topologica nel Microvertice. Qui viene utiliz-

zato il fatto che in questo caso c'è un pione aggiuntivo della stessa carica del leptone uscente dal vertice $D^{*-}l^+$. Il π^+ aggiuntivo nel seguito sarà indicato π^{**} .

Questa misura utilizza un campione di particelle D^{*-} completamente ricostruite. Le selezioni in questo caso sono ottimizzate per migliorare la risoluzione sul vertice secondario. Per mantenere una statistica adeguata i tagli sugli impulsi sono stati rilassati. Sfruttando il vantaggio del nuovo rivelatore di microvertice solo i dati dell'anno 1994 sono stati utilizzati per questa parte dell'analisi. I vertici sono stati ricostruiti nello spazio. L'analisi si limita al canale del decadimento $D^0 \rightarrow K^+\pi^-$ per ridurre il fondo combinatorio. Le seguenti richieste vengono applicate per definire il campione per l'analisi :

- La lunghezza di decadimento deve essere maggiore di 0.75 mm;
- La probabilità del vertice D^0 deve superare 1%;
- χ^2 del vertice $D^{*-}l^+$ deve essere minore di 20;
- L'impulso trasversale rispetto al getto del leptone deve essere superiore a 0.2 GeV/c;
- La differenza di massa $M_{D^{*-}} - M_{D^0}$ è richiesta essere in un intervallo di 2 MeV dalla differenza nominale;
- La massa del D^0 ricostruito deve essere compresa in un intervallo di 50 MeV dalla massa nominale;

Tutte le particelle nello stesso emisfero del D^* , eccetto il leptone e le particelle assegnate al D^* con segno di carica uguale a quello del leptone vengono considerate per cercare il π^{**} . Si ricostruisce il parametro di impatto di queste particelle nello spazio rispetto al vertice D^0l . La particella con la significanza S_2 , definita come il parametro di impatto diviso l'errore, più bassa viene scelta come il candidato π^{**} dal decadimento $B \rightarrow D^{*-}l^+\nu\pi^+(X)$. Agli eventi è stata applicata ancora una richiesta in aggiunta alle selezioni già menzionate :

- L'errore del parametro di impatto del π^{**} rispetto al vertice principale deve essere minore di 0.5 mm e rispetto al vertice D^*l deve essere minore di 1.5 mm.

Per gli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$ il pione scelto è una particella della frammentazione che origina dal vertice principale dell'evento. Per discriminare meglio questi tipi di eventi da eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu\pi^+(X)$ viene considerata anche la significanza S_1 del parametro di impatto del pione selezionato rispetto al vertice principale. S_1 è maggiore per gli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu\pi^+(X)$ e minore per gli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$ (questi processi saranno nel seguito riferiti come $D^*\pi$ e D^* rispettivamente), mentre S_2 si comporta nel modo opposto. La separazione migliore tra le due classe di eventi si raggiunge utilizzando il rapporto S_2/S_1 .

In figura 6.4 sono rappresentate le distribuzioni delle significanze S_1 e S_2 e il loro rapporto S_2/S_1 per la simulazione dedicata degli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$ e $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+l^+\nu$.

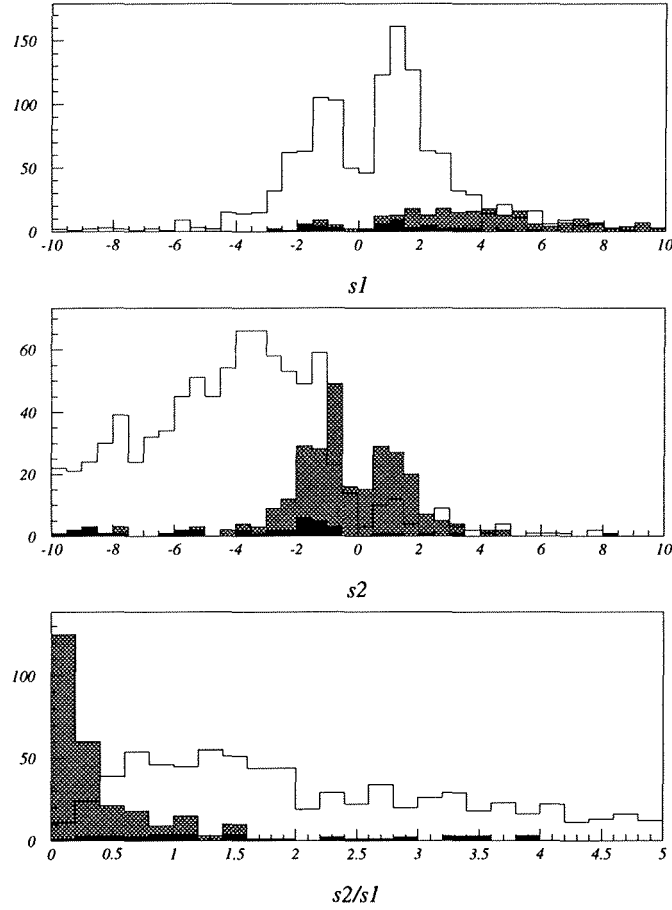


Figura 49: La distribuzione di a) S_1 , b) S_2 e c) il rapporto S_2/S_1 per la simulazione dedicata degli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$ (l'istogramma aperto) e $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+l^+\nu$ (l'istogramma ombreggiato). Gli eventi nell'istogramma nero sono i casi degli eventi $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+l^+\nu$ quando il vero π^{**} è stato perso per vari motivi e al suo posto è stata scelta una particella da frammentazione.

Si vede che il picco vicino al zero nella distribuzione S_2/S_1 è popolato maggiormente dagli eventi $D^*\pi$, mentre il resto della distribuzione è dominato dagli eventi D^* .

In realtà, i dati sperimentali sono contaminati dal fondo combinatorio. Per utilizzare la distribuzione del rapporto S_2/S_1 a definire i campioni D^* e $D^*\pi$ bisogna

conoscere il comportamento della distribuzione S_2/S_1 del fondo.

Il fondo nei dati è stato determinato utilizzando le distribuzioni sperimentali nella variabile $\Delta M = M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ rappresentate in figura 6.4. Le distribuzioni sono state fittate come nel caso dell'analisi esclusiva e il fondo è stato calcolato al livello di 20 % per le selezioni dell'analisi topologica.

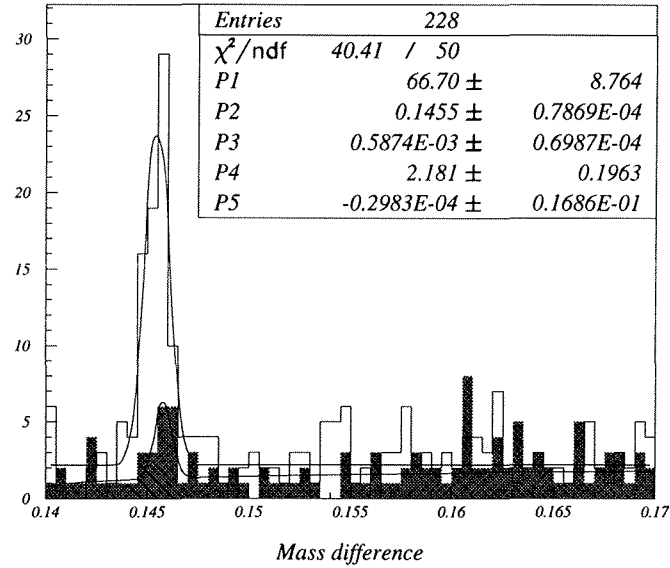


Figura 50: Le distribuzioni sperimentali $\Delta M = M_{K\pi\pi} - M_{K\pi}$ per le selezioni dell'analisi topologica. L'istogramma aperto corrisponde agli eventi con i segni opposti del D^* e leptone. L'istogramma ombreggiato corrisponde agli eventi con gli stessi segni del D^* e leptone.

Questo risultato è stato confermato dalla simulazione degli eventi $q\bar{q}$, che ha permesso di precisare le varie sorgenti di questo fondo. Sul 20% dei casi degli eventi di fondo, 11% provengono dagli eventi con un D^* dal decadimento del mesone B con un'adrone misidentificato come un leptone. Inoltre, 3% provengono dagli eventi con un D^0 dal decadimento del mesone B con un π^* combinatorio e 6% dagli eventi con un D^0 combinatorio.

È stata studiata la forma della distribuzione S_2/S_1 del fondo utilizzando tre campioni dei dati : gli eventi dalla regione sotto il picco del D^* nella distribuzione di ΔM per la combinazione di segni sbagliata, gli eventi dalla regione fuori picco D^* per le combinazioni di segni giusta e sbagliata. Ogni tipo di fondo è stato normalizzato al 20% del campione sperimentale del segnale ed è stato sottratto dalla distribuzione S_2/S_1 sperimentale. Il risultato finale quindi è stato ottenuto come una media dei tre valori. La differenza sul risultato finale tra vari campioni di fondo sottratti è

stata utilizzata per stimare l'errore sistematico. In figura 6.4 è rappresentato la distribuzione sperimentale del rapporto S_2/S_1 col fondo sottratto per uno dei casi insieme con le predizioni della simulazione. L'ultimo bin dell'istogramma include tutti gli eventi con $S_2/S_1 > 5$.

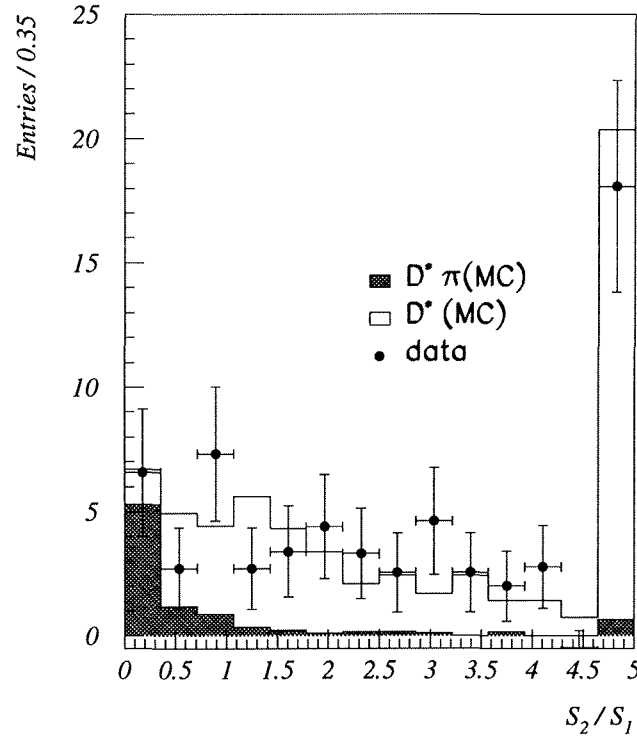


Figura 51: La distribuzione del rapporto S_2/S_1 . I punti con errori sono i dati col fondo sottratto, gli istogrammi sono la simulazione dedicata degli eventi $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$ e $B^+ \rightarrow D^{*-}\pi^+l^+\nu$ con il contributo dagli ultimi nell'istogramma ombreggiato. L'ultimo bin dell'istogramma include tutti gli eventi con $S_2/S_1 > 5$.

Per estrarre il numero degli eventi $D^*\pi$ e D^* la distribuzione sperimentale del rapporto S_2/S_1 è stata divisa in due parti a $S_2/S_1 = 0.6$. Le frazioni attese degli eventi $D^*\pi$ e D^* vengono stimate dalla simulazione. È stato trovato che il 5% degli eventi D^* e il 77% degli eventi $D^*\pi$ soddisfano la condizione $S_2/S_1 < 0.6$. È stata calcolata la frazione R :

$$R = \frac{Br(B \rightarrow D^{*-} l^+ \nu X)}{Br(B \rightarrow D^{*-} l^+ \nu X) + Br(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu)} = \frac{k N_{D^* \pi}}{k N_{D^* \pi} + \frac{\epsilon_{D^* \pi}}{\epsilon_{D^*}} N_{D^*}}$$

dove k è un fattore di correzione di isospin che tiene conto degli altri possibili canali di decadimento e $\frac{\epsilon_{D^* \pi}}{\epsilon_{D^*}}$ è il rapporto delle efficienze dopo tutte le selezioni includendo l'efficienza di assegnare un pione aggiuntivo al vertice $D^* l$ negli eventi $D^* \pi$ e D^* . Il rapporto corrispondente delle efficienze è stato determinato dagli eventi di simulazione di essere pari a 1.33 ± 0.02 . Per stimare k è stato assunto che X sia saturato dai canali con un solo pione carico o neutro. In questo caso a causa delle regole di isospin

$$k = \frac{Br(B \rightarrow D^{*-} l^+ \nu X)}{Br(B^+ \rightarrow D^{*-} l^+ \nu \pi^+)} = 1.5$$

Includendo nella stima del k gli altri possibili canali con la composizione $D^* \pi \pi$ e il canale $B_s^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu K^0$ con seguente $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e facendo ragionevoli ipotesi sui valori dei tassi di decadimento e le efficienze, è stato trovato che k è pari a 1.45. La differenza tra due valori di R ottenuti per questi valori di k è stata inclusa nell'errore sistematico della misura.

Un'altra sorgente dell'errore sistematico è stata stimata variando il taglio su S_2/S_1 da 0.2 a 1.0. L'errore totale sistematico, che è stato calcolato come la somma in quadratura di tutti i tre contributi, è dominato dall'effetto di sottrazione del fondo.

Dunque si ottiene il seguente valore del rapporto R :

$$R = 0.19 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$$

6.5 Altre sorgenti di fondo

In questa sezione vengono discusse le altre sorgenti di fondo al processo $B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu$. Esse sono stimate con la simulazione completa di eventi $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$. Esistono le seguenti sorgenti di fondo :

- Il decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu$ (quando il τ decade leptonicamente) e il decadimento $B \rightarrow D^{*-} \bar{D}$ (quando il $\bar{D}$ decade semileptonicamente) danno i candidati $D^* l$ che sono stati parzialmente eliminati a causa del taglio su p_T del leptone.
- Il decadimento $B \rightarrow D^{*-} (n) \pi$, quando un pione viene misidentificato come un leptone, può produrre un eccesso nelle combinazioni di segno giusto $D^{*-} l^+$.
- Il D^{*-} vero con una particella, misidentificata come un leptone, nello stesso getto può apparire negli eventi $c\bar{c}$ dove un pione viene misidentificato come un leptone. Questo fondo è fortemente soppresso grazie al taglio su impulso p_T di leptone e su lunghezza di decadimento del B . Questo fatto è confermato anche

dall'assenza del segnale dal D^{*-} osservata nelle distribuzioni della massa con la combinazione di segni sbagliata.

I tassi di decadimento assunti in questa analisi per i processi sopradescritti sono rappresentati in tabella 11.

Canale	Tassi di decadimento (%)	Ref.
$B(b \rightarrow \bar{B}^0)$	41 ± 3	[26]
$B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu$	2.34 ± 0.39	[58]
$B \rightarrow D^{*-}X_c, X_c \rightarrow l^+\nu Y$	0.33 ± 0.15	[26]
$B^0 \rightarrow D^{*-}(n)\pi$	6.1 ± 3.1	[26]
$B(D^+ \rightarrow D^0\pi^+)$	68.1 ± 1.6	[26]
$B(D^0 \rightarrow K^-\pi^+)$	4.01 ± 0.14	[26]
$B(D^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^-\pi^+)$	8.10 ± 0.50	[26]

Tabella 11: L'elenco dei tassi di decadimento utilizzati nell'analisi.

La composizione di campioni selezionati del $D^{*-}l^+$ per l'analisi esclusiva e inclusiva è rappresentata in tabella 12.

campione $D^{*-}l^+$	Esclusivo	Inclusivo
segnale $B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu$	76.3 ± 2.0	84.6 ± 0.8
$B \rightarrow D_J^{(*)}l^+\nu$	13.2 ± 1.6	11.3 ± 0.5
$B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu$	2.7 ± 0.7	1.6 ± 0.2
$B \rightarrow D^{*-}\bar{D}$	2.9 ± 0.7	0.8 ± 0.1
$B^0 \rightarrow D^{*-}(n)\pi$	4.8 ± 2.4	1.7 ± 0.2
eventi $c\bar{c}$	-	-
Totale	100	100

Tabella 12: La composizione in percentuale del campione dati $D^{*-}l^+$.

6.6 Determinazione di V_{cb} e dei tassi di decadimento

Il tasso di decadimento $Br(B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu)$ è ottenuto dal numero N_{D^*l} dei candidati D^*l rimasti dopo la sottrazione del fondo.

$$Br(B^0 \rightarrow D^{*-}l^+\nu) = \frac{N_{D^*l}}{(\epsilon_\mu + \epsilon_e)N_{B^0}} \quad (60)$$

dove ϵ_μ , ϵ_e sono le efficienze di ricostruzione di questo canale quando viene prodotto un elettrone o un muone rispettivamente e N_{B^0} è il numero degli adroni

B^0 prodotti. Il numero di B^0 prodotti viene calcolato dal numero di bosoni Z^0 che decadono in adroni N_Z , dalla larghezza parziale $b\bar{b}$ della Z^0 e dal tasso di decadimento di quark b al B^0 :

$$N_{B^0} = 2N_Z \frac{\Gamma_{b\bar{b}}}{\Gamma_{had}} Br(b \rightarrow B^0) \quad (61)$$

Il fattore 2 significa che il mesone B^0 può essere prodotto in uno qualsiasi di due emisferi. È stato utilizzato il valore $\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} = 0.2219 \pm 0.0017$ [55]. La probabilità per il quark b di frammentare nel mesone B^0 , $Br(b \rightarrow B^0) = 41 \pm 3\%$, è stata estratta come in [56], confrontando la media probabilità di mescolamento dei mesoni B ottenuta a LEP con quella ottenuta solo per mesoni B^0 sulla $\Upsilon(4S)$ e dalle misure temporali del mescolamento. Il mescolamento massimo è stato assunto per mesoni B_s e la frazione dei barioni b prodotti è stata stimata essere il $(10 \pm 4)\%$.

Il risultato per $|V_{cb}|$ si ottiene fittando la distribuzione q^2 misurata secondo la predizione della HQET per il tasso di decadimento differenziale :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{dy} &= \frac{1}{\tau_{B^0}} \frac{dBr(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu)}{dy} \\ &= \frac{G_F^2}{48\pi^3 \hbar} m_{D^*}^3 (m_B - m_{D^*})^2 F^2(y) |V_{cb}|^2 \sqrt{y^2 - 1} \\ &\quad \times \left[4y(y+1) \frac{1-2yr+y^2}{(1-r)^2} + (y+1)^2 \right] \end{aligned} \quad (62)$$

dove $r = m_{D^*}/m_B$ e

$$y = \frac{m_B^2 + m_{D^*}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}}.$$

Per il fattore di forma ignoto $F(q^2)$ viene utilizzato uno sviluppo lineare vicino al punto del massimo trasferimento di impulso :

$$F(q^2) = F(q_{max}^2) \left(1 + a^2 \frac{q_{max}^2 - q^2}{2m_B m_{D^*}} \right) \quad (63)$$

In entrambe le analisi i due parametri $F(q_{max}^2)|V_{cb}|$ e a^2 si lasciano liberi nel fit.

6.6.1 Analisi esclusiva

L'intervallo del q^2 cinematicamente permesso da 0 a 10.7 GeV^2 è stato diviso in cinque bin uguali di 2.14 GeV^2 . La larghezza di un bin è paragonabile alla risoluzione del q^2 . Il numero di eventi in ogni bin viene determinato per mezzo del fit della distribuzione $\Delta M = M(K\pi\pi) - M(K\pi)$ per i decadimenti $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$ come è già descritto nelle sezioni precedenti. Per i decadimenti $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^+\pi^-$, il numero degli eventi viene ottenuto dal fit della distribuzione della massa invariante ($K3\pi$). Il fondo descritto nella sezione precedente è trattato in due modi diversi per fondo $B \rightarrow \bar{D}_J^{(*)} l^+\nu$ e altre sorgenti di fondo.

La frazione misurata del fondo $B \rightarrow \bar{D}_J^{(*)} l^+\nu$ è stata sottratta dai dati tenendo conto della distribuzione di q^2 ricostruito ottenuta dalla simulazione. A causa della selezione dell'impulso trasverso del leptone, l'efficienza di ricostruzione del mesone B che decade nel $D_J^{(*)}$ è più bassa che quella per decadimento nel mesone D^* . Il fattore di riduzione è 0.74 ± 0.12 secondo la simulazione.

I contributi da altre sorgenti di fondo vengono determinati dalla simulazione e vengono sottratti assumendo una distribuzione uniforme di q^2 .

Dal campione di dati con tutti i fondi sottratti si ottiene il seguente tasso di decadimento :

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu) = (4.56 \pm 0.33)\%$$

dove l'errore è solo statistico.

Nel seguito è stato realizzato un fit di χ^2 sullo spettro q^2 con tutti i fondi sottratti utilizzando la convoluzione della funzione data in eq. 35 e della risoluzione sperimentale.

I due parametri liberi del fit sono $F(q_{max}^2)|V_{cb}|$ e a^2 . Il risultato è :

$$F(q_{max}^2)|V_{cb}| = (31.3 \pm 2.8) 10^{-3}$$

$$a^2 = 0.60 \pm 0.26$$

dove l'errore è solo statistico. Il coefficiente di correlazione tra i due parametri nel fit è pari a 90.6 %. Il valore di χ^2 del fit è stato 1.2 per 3 gradi di libertà. Il confronto tra la funzione fittata e i punti sperimentali è rappresentato in figura 6.6.1.

6.6.2 Analisi inclusiva

I risultati della sezione 6.4 vengono utilizzati per determinare la composizione del campione. Dai 2420 candidati, 99 sono stati attribuiti a sorgenti di fondi diverse

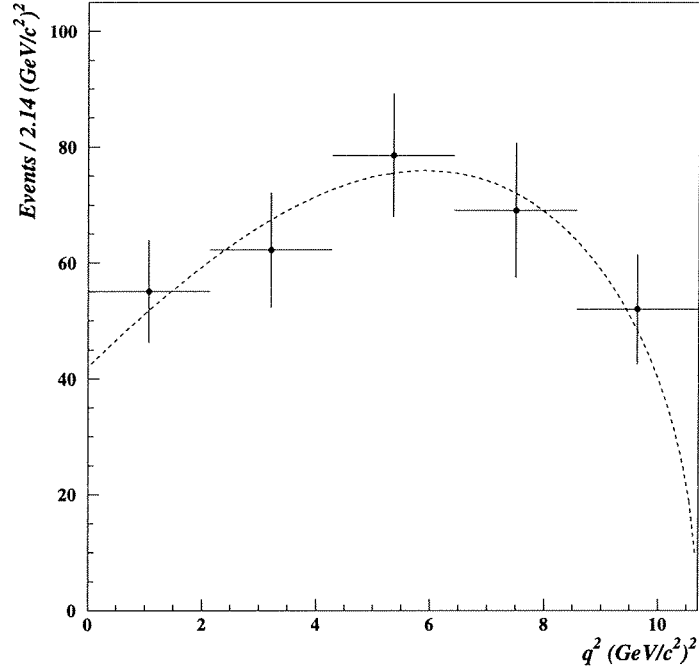


Figura 52: Lo spettro q^2 dopo la sottrazione di fondo per l'analisi esclusiva. La linea è la convoluzione della risoluzione del rivelatore e della funzione cinematica prevista come si risulta dal fit.

dalla produzione $D_J^{(*)}$. In seguito ai tagli applicati, l'efficienza per selezionare un mesone B che decade nello stato $D_J^{(*)}$ viene ridotta per il fattore 0.57 ± 0.08 rispetto al decadimento diretto allo stato D^{*-} . Tenendo conto delle correzioni di efficienza si ottengono i seguenti tassi di decadimento :

$$B(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu) = (5.35 \pm 0.16) \%$$

dove gli errori sono solo statistici e non includono l'errore su R (sezione 6.4).

Per determinare $|V_{cb}|$, gli eventi vengono raggruppati in intervalli di q^2 , ognuno largo 1.5 GeV^2 . La frazione degli eventi dalle sorgenti di fondo in ogni intervallo viene determinata dalla simulazione in base ai risultati di 6.4 e dopo viene sottratta. Un fit di minimo χ^2 è stato realizzato che paragona il numero degli eventi sperimentali con la convoluzione della funzione prevista (eq. 35) e della funzione della risoluzione sperimentale calcolata al centro dell'intervallo. Il risultato è :

$$F(q_{max}^2)|V_{cb}| = (34.4 \pm 2.1) 10^{-3}$$

$$a^2 = 0.84 \pm 0.18$$

dove gli errori sono solo statistici. Il χ^2 è 2.8 per 6 gradi di libertà. Il confronto tra la funzione fittata e i punti sperimentali è rappresentato in figura 6.6.2.

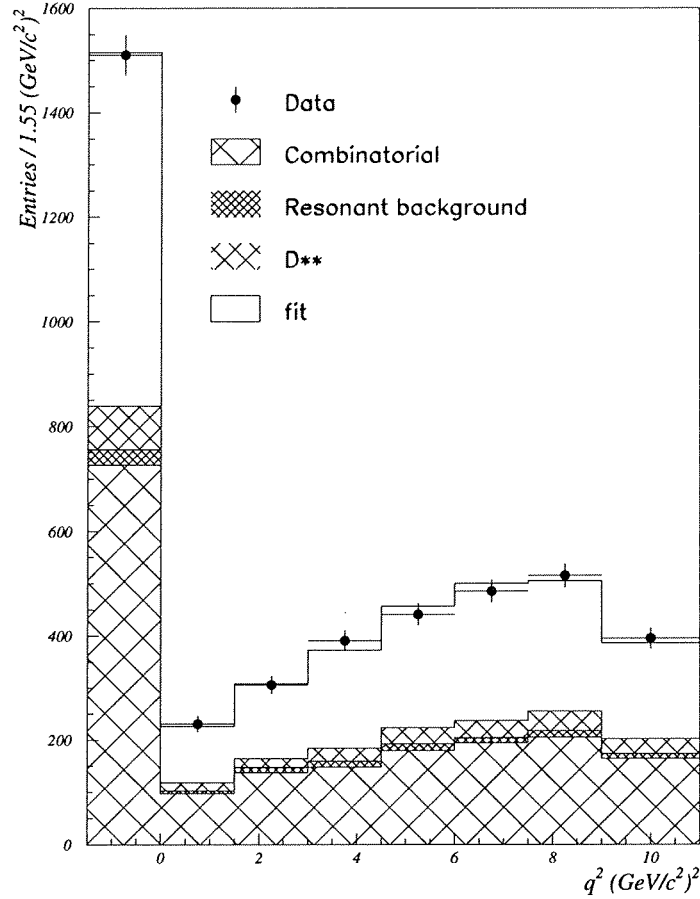


Figura 53: Lo spettro di q^2 dopo la sottrazione del fondo per l'analisi inclusiva (i punti) in confronto col risultato del fit. Tutti gli eventi oltre il limite cinematico sono stati raggruppati in un solo bin. L'area bianca rappresenta il contributo fittato dagli eventi del segnale, mentre l'area ombreggiata rappresenta la composizione del fondo.

6.7 Discussione degli errori sistematici

Sono stati considerati diversi contributi agli errori sistematici. Essi riguardano la normalizzazione totale, la determinazione dell'efficienza e la sottrazione del fondo.

I contributi degli errori sistematici sono rappresentati in tabella 13 separatamente per due analisi.

	$\Delta \text{BR}/\text{BR} (D^*) \%$		$\Delta V_{cb}/V_{cb} \%$		Δa^2	
	incl.	excl.	incl.	excl.	incl.	excl.
$\tau(B^0)$	-	± 1.3	± 1.6	± 1.6	-	± 0.01
R_b	± 0.8	± 0.8	± 0.4	± 0.4	-	-
$b \rightarrow B^0$	± 7.3	± 7.3	± 3.65	± 3.65	-	-
$D^{*-} \rightarrow D^0 \pi^-$	± 1.9	± 1.9	± 0.8	± 0.8	-	-
$D^0 \rightarrow K(3) \pi^-$	-	± 4.8	-	± 2.4	-	-
Effic. di tracciamento	± 3.0	± 3.0	± 1.5	± 1.5	-	-
Identificazione dei lept.	± 2.0	± 2.0	± 1.0	± 1.0	-	-
$\langle x_E \rangle$	± 1.8	± 1.2	± 0.9	± 0.6	-	-
Dipendenza dal modello	± 1.0	± 1.0	± 1.0	± 1.0	-	-
b-tagging ^(u)	± 3.7	-	± 1.9	-	-	-
Selezione $D^{*-}(u)$	± 2.5	± 4.4	± 1.3	± 2.2	-	-
Fondo combinatorio ^(u)	$^{+2.0}_{-5.4}$	-	± 1.1	-	$+0.06$	-
Frazione $D_J^{(*)}$	± 8.6	± 9.8	± 4.3	± 4.9	-	± 0.03
altri decad. B & lept. falsi	± 1.0	± 2.1	± 0.6	± 1.4	-	-
syst. del fit & resol. ^(u)	-	-	± 3.2	± 1.5	$^{+0.17}_{-0.16}$	0.09
Total	$^{+13.2}_{-14.1}$	± 14.7	± 7.8	± 7.8	$^{+0.18}_{-0.16}$	± 0.10

Tabella 13: Incertezze sistematiche relative sul $B(B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu)$, $|V_{cb}|$ e a^2 per l'analisi esclusiva e inclusiva. Gli errori non correlati sono marcati con un ^(u).

La normalizzazione totale dipende dalla conoscenza dei seguenti fattori : il rapporto R_b , la probabilità $Br(b \rightarrow B^0)$ e il valore del tempo di vita media del B^0 (è utilizzato $\tau_{B^0} = 1.58 \pm 0.05$ [56]). Questi valori e anche i tassi di decadimento utilizzati sono stati variati entro gli errori citati in tabella 11 e la variazione indotta sui valori misurati è stata considerata come l'errore sistematico.

L'efficienza è stata determinata dalla simulazione ed è stata corretta per adattare i dati sperimentali quando è stato necessario.

L'efficienza del tracciamento di DELPHI è stata studiata in modo particolarmente attento. La simulazione ha mostrato che il 2.9% dei muoni, il 7.8% degli elettroni e l'11.2% dei pioni lenti, tutti dai decadimenti di D^{*-} , che attraversano il volume sensibile della TPC, non sono stati ricostruiti. La perdita è causata dalle interazioni delle tracce con il materiale del rivelatore. Un errore conservativo sull'efficienza del $\pm 3\%$ è stato assunto, che corrisponde all'incertezza di circa il 25 % nella quantità del materiale passivo.

L'identificazione dei leptoni è stata studiata per i campioni dei dati con purezza alta di leptoni. Sono stati utilizzati gli elettroni dalle conversioni dei fotoni e dagli eventi radiativi di Bhabha; e i muoni dei decadimenti del τ e dal processo $\gamma\gamma \rightarrow$

$\mu^+\mu^-$. Dopo il confronto con le aspettative dalla simulazione, sono stati trovati i fattori di correzione relativi di 0.965 ± 0.03 , 0.945 ± 0.017 e 1.005 ± 0.02 per gli elettroni, i muoni "loose" e i muoni "tight" rispettivamente.

L'efficienza di ricostruzione dipende dall'energia dei B^0 attraverso i tagli sui vertici e sugli impulsi. L'errore sistematico dovuto all'incertezza della frazione media $\langle x_E \rangle$ dell'energia del fascio che ha l'adrone B nei decadimenti della Z^0 è stato stimato assumendo il valore $\langle x_E \rangle = 0.702 \pm 0.009$ misurato da DELPHI [57].

Il rapporto relativo degli eventi $B \rightarrow D_j^{(*)} \ell^+ \nu$ e $B^0 \rightarrow D^{*-} \ell^+ \nu$ nel campione viene cambiato entro l'intervallo determinato nella sezione 6.4.

Il fondo da eventi dove un adrone carico prodotto insieme al D^{*-} viene erroneamente identificato come un leptone è stato stimato dalla simulazione. Per considerare la possibile discrepanza con i dati, la frazione di questi eventi è stata variata del $\pm 20\%$.

Tutte le prove sopradescritte sono state applicate indipendentemente per i campioni del $D^{*-} \ell^+$ ricostruiti esclusivamente o inclusivamente. In seguito saranno descritti gli errori sistematici particolari per ciascuna delle analisi.

6.7.1 Analisi esclusiva

Nell'analisi esclusiva sono state considerate le seguenti sorgenti aggiuntive dell'incertezza sistematica.

L'effetto del tempo di vita di B^0 è stato studiato variando il taglio sulla distanza di volo. Rimuovendo questo taglio completamente, il tasso di decadimento misurato è cambiato del 0.7% per il canale $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ e del 0.3% per il canale $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$.

La variazione del taglio sul parametro di impatto delle tracce rispetto al vertice di D^0 nel canale $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ da 100 a 400 μm ha indotto la differenza di 1.9% sul tasso di decadimento misurato.

Per tenere conto delle risoluzioni diverse nei dati e nella simulazione, i tagli sulle masse applicati nella simulazione sono stati aggiustati per fornire la stessa efficienza come nei dati. La variazione entro l'errore statistico della larghezza del segnale nello spettro di massa induce l'errore del 3.4% nel canale $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ e del 3.7% nel canale $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$.

L'effetto della selezione sul parametro di impatto del pione π^* è stato anche controllato : è stata trovata la differenza del 6% tra i dati e la simulazione. È stata applicata quindi la correzione dell'efficienza del 3% con l'errore del $\pm 3\%$.

La tabella 14 rappresenta i diversi contributi nell'errore sistematico dell'efficienza per la selezione esclusiva di D^{*-} .

Per la misura di $|V_{cb}|$ sono stati utilizzati solo gli eventi in cui il q^2 sia entro i limiti permessi cinematicamente : il $(94.0 \pm 2.5)\%$ degli eventi soddisfano questo criterio, in buon accordo con il $(93.1 \pm 0.3)\%$ di quelli della simulazione. Quindi non è stato dedotto nessun errore causato da questa selezione.

Canale	M-C stat.	distanza	Par.imp.	Massa	D*-	Totale
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$	1.7	0.7	-	3.4	3.	4.9
$\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	2.6	0.3	1.9	3.7	3.	5.8
Total	1.6	0.4	0.9	2.5	3.	4.4

Tabella 14: Incertezze relative (%) delle efficienze dei due canali considerati nell'analisi esclusiva.

I parametri della funzione di risoluzione utilizzati nel fit sono stati variati entro un fattore 2. La variazione di 1.5% in $|V_{cb}|$ e di 15% in a^2 è stata ottenuta.

6.7.2 Analisi inclusiva

L'efficienza dell'algoritmo del b -tagging usato nell'analisi inclusiva è stata misurata su un campione dei leptoni con un p_T alto come è descritto in [55]. Il fattore di correzione di 0.938 ± 0.035 è stato dedotto rispetto all'efficienza prevista dalla simulazione.

Le efficienze della ricostruzione inclusiva di D^0 e D^* sono state controllate in funzione dei tagli e dell'aggiustamento delle masse. L'errore del 2.5% nel tasso di decadimento misurato è stato assegnato a questi effetti.

Non è stata trovata nessuna dipendenza dei valori misurati dalla variazione del taglio su MM^2 .

Poichè l'efficienza della ricostruzione di D^0 nell'analisi può essere diversa in linea di principio per i diversi stati finali, essa è stata calcolata in funzione della frazione delle particelle cariche nel mesone D^0 ricostruito. Non è stata trovata nessuna dipendenza da questo parametro.

La simulazione è stata utilizzata per sottrarre il fondo combinatorio. In questo caso l'errore sistematico è stato stimato confrontando la simulazione con i dati nel campione degli eventi con la correlazione dei segni $l \pi^*$ sbagliata. In questi campioni a causa delle selezioni applicate si aspetta una frazione trascurabile di D^{*-} veri. Un spostamento di 1 MeV è stato applicato alla simulazione per adattare i dati. La variazione del tasso di decadimento misurato con e senza questo adattamento tra i campioni è stata utilizzata come un contributo all'errore sistematico.

Inoltre nell'analisi inclusiva il fit è stato realizzato aggiungendo o escludendo gli eventi, che a causa della risoluzione finita, si trovano fuori dell'intervallo cinematicamente permesso (sono stati rimossi circa 30% degli eventi) e la variazione globale di $|V_{cb}|$ del $\pm 1.2\%$ osservata è stata aggiunta all'errore sistematico.

6.8 Risultati finali e confronto con gli altri esperimenti

Alla fine si ottengono i seguenti tassi di decadimento $B(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu)$ nelle analisi esclusiva e inclusiva rispettivamente :

$$Br(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu) = (4.56 \pm 0.33(\text{stat}) \pm 0.67(\text{syst}))\%$$

$$Br(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu) = (5.35 \pm 0.16(\text{stat})^{+0.71}_{-0.75}(\text{syst}))\%$$

Dal fit allo spettro del q^2 misurato si ottiene per l'analisi esclusiva :

$$F(q_{max}^2)|V_{cb}| = (31.3 \pm 2.8(\text{stat}) \pm 2.4(\text{syst})) \cdot 10^{-3}$$

$$a^2 = 0.60 \pm 0.26(\text{stat}) \pm 0.10(\text{syst})$$

per l'analisi inclusiva :

$$F(q_{max}^2)|V_{cb}| = (34.4 \pm 2.0(\text{stat}) \pm 2.7(\text{syst})) \cdot 10^{-3}$$

$$a^2 = 0.84 \pm 0.18(\text{stat})^{+0.18}_{-0.16}(\text{syst})$$

I risultati delle due misure sono stati combinati tenendo conto della correlazione tra errori sistematici. Gli effetti sistematici dovuti alla conoscenza imprecisa dell'efficienza di ricostruzione del $D^- l^+$ e della risoluzione sul q^2 vengono considerati non-correlati perchè la procedura sperimentale per estrarre il segnale era diversa nelle due analisi. Gli altri contributi vengono supposti correlati. La correlazione statistica tra i due campioni è stata stimata essere il 5%. Dopo aver mediato le misure, si trovano i seguenti risultati di DELPHI :

$$Br(B^0 \rightarrow D^{*-} l^+ \nu) = (5.13 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.67(\text{syst}))\%$$

$$F(q_{max}^2)|V_{cb}| = (33.3 \pm 1.7(\text{stat}) \pm 2.4(\text{syst})) \cdot 10^{-3}$$

$$a^2 = 0.73 \pm 0.12(\text{stat}) \pm 0.15(\text{syst})$$

con il livello di confidenza di 0.41 e 0.53 delle due prime medie. In entrambi i casi l'errore sistematico dominante è l'incertezza del contributo del $D_J^{(*)}$.

Utilizzando il valore $F(q_{max}^2) = 0.93 \pm 0.03$ [60] si ottiene il seguente valore per $|V_{cb}|$:

$$|V_{cb}| = (35.8 \pm 1.8(\text{stat}) \pm 2.6(\text{syst}) \pm 1.3(\text{theory})) 10^{-3}$$

Fino ad ora i risultati su $|V_{cb}|$ in canale esclusivo sono stati presentati ancora da tre esperimenti : ARGUS [28], CLEO [59] e ALEPH [45]. Il confronto dei risultati ottenuti è rappresentato in figura 6.8 per valori di $F(1)|V_{cb}|$ e a^2 insieme con il risultato di DELPHI riportato in questa analisi.

Il confronto dei valori di $|V_{cb}|$ è rappresentato in figura 6.8 insieme con il risultato medio dalla misura di larghezza semileptonica inclusiva [21].

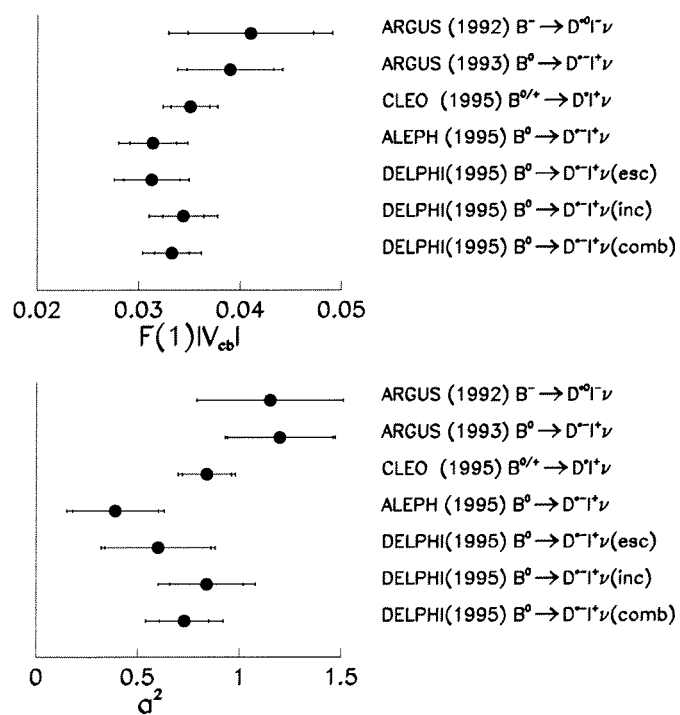


Figura 54: Il confronto dei risultati dei vari esperimenti su valori di $F(1)|V_{cb}|$ e a^2 . L'errore totale è la somma in quadratura degli errori statistico e sistematico. L'errore statistico è mostrato anche separatamente.

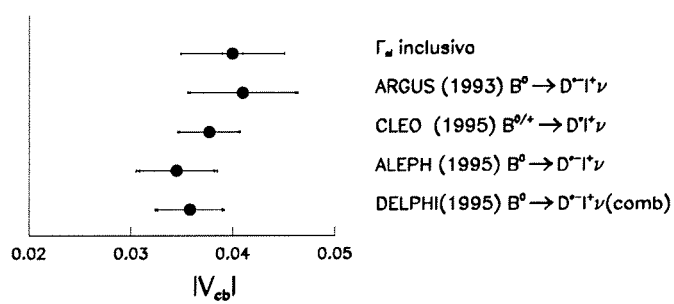


Figura 55: Il confronto dei risultati dei vari esperimenti su valori di $|V_{cb}|$. L'errore totale è la somma in quadratura degli errori sperimentale e teorico. L'errore sperimentale è mostrato anche separatamente.

7 Conclusioni

In questa tesi è stata discussa una misura dell'elemento $|V_{cb}|$ della matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa nel processo $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$. Sono stati analizzati 3.3 milioni eventi di decadimento adronico della Z^0 raccolti dall'esperimento DELPHI.

Tramite la ricerca topologica degli eventi con un sistema $D^*\ell$ esclusivamente ricostruito e un'altro pione proveniente dal vertice $D^*\ell$ è stato misurato il rapporto :

$$\frac{Br(B \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu X)}{Br(B \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu X) + Br(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu)} = 0.19 \pm 0.10(\text{stat}) \pm 0.06(\text{syst})$$

Sono stati studiati gli spettri del q^2 dei campioni del $D^*\ell$ esclusivamente e inclusivamente ricostruiti. Dai fit di queste distribuzioni è stato estratto il prodotto $|V_{cb}|$ moltiplicato per la normalizzazione del fattore di forma $F(q_{max}^2)$ insieme con il tasso di decadimento $B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu$ totale :

$$\begin{aligned} Br(B^0 \rightarrow D^{*-}\ell^+\nu) &= (5.13 \pm 0.16(\text{stat}) \pm 0.67(\text{syst}))\% \\ F(q_{max}^2)|V_{cb}| &= (33.3 \pm 1.7(\text{stat}) \pm 2.4(\text{syst})) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Utilizzando il valore $F(q_{max}^2) = 0.93 \pm 0.03$ [60] è stato ottenuto il seguente valore per $|V_{cb}|$:

$$|V_{cb}| = (35.8 \pm 1.8(\text{stat}) \pm 2.6(\text{syst}) \pm 1.3(\text{theory})) 10^{-3}$$

Inoltre sono state discusse in dettaglio la costruzione e le prestazioni del nuovo rivelatore del microvertice di DELPHI indispensabile per queste misure. Con una nuova tecnica dei rivelatori a microstrip a doppia faccia con doppio strato di metallo sulla faccia n sviluppato da DELPHI, che minimizza il materiale attraversato dalle particelle, la risoluzione sul parametro di impatto

$$\sigma_{IP_{R\phi}} = \frac{65}{P} \oplus 20 \text{ } \mu m$$

$$\sigma_{IP_{Rz}} = \frac{71}{P} \oplus 39 \text{ } \mu m$$

è stata ottenuta con il contributo della diffusione multipla sostanzialmente minore degli altri esperimenti a LEP.

Questo lavoro è stato fatto in collaborazione con diverse persone che vorrei ringraziare in questa sede.

L'amico e il collega Igor Stavitski per il grande aiuto e la comprensione durante i lunghi anni del Dottorato.

Mirco Mazzucato e Gianni Zumerle per il loro sempre amichevole supporto ed il coordinamento della mia attività scientifica in Italia.

I miei primi insegnanti nel campo dei rivelatori di silicio Hans Dijkstra, Anna Peisert e Mike Tyndel che mi hanno illuminato tanti argomenti sconosciuti prima.

Massimo Caccia, Martin Bates, Miriam Gandelman, Ken Osterberg, Pawel Jalocha, Paula Collins, Richard Brenner, Vincent Chabaud, William Trischuk e Yves Dufour, miei colleghi e amici del famoso gruppo Microvertice di DELPHI del CERN per l'atmosfera spiritosa e piacevole sempre presente nel lavoro e nella vita. Yves, mi mancherai tanto.

Daniel Bloch, Franco Simonetto, Lucia DiCiaccio, Pierre-Alexandre Fischer per l'aiuto e la guida sicura nel complicato mondo del software e delle analisi di DELPHI.

Klaus Brandt, Marco Verlatto, Martino Margoni, Paolo Checchia, Paolo Ronchese, Tadeush Lesiak, Ugo Gasparini e gli altri membri del gruppo DELPHI a Padova con cui ho lavorato con grande soddisfazione tutti questi anni.

Antonia Chioatto, Carlo Cozza, Gabriele Rampazzo, Filippo Simionato e Otello Piovan per tutte le cose belle che abbiamo fatto insieme nel laboratorio di silici a Padova.

Alessandro Ingrassia, Cristina Carpanese, Massimo Sgaravatto e Pierro Zatti per i tanti piacevoli e istruttivi incontri vicino alla macchina di caffè.

Cristina Miletta, Graziella Rossetto e Maristella Zuin che mi hanno salvato tante volte dalla palude della burocrazia.

Alla Sergeeva e Angelo Rampazzo, i miei primi insegnanti della lingua italiana.

Ispettore Matteo Gatti dell'ufficio stranieri della questura per la sua gentilissima attenzione ai miei problemi.

Alla fine, ma sarebbe all'inizio in un'altro sistema di riferimento, vorrei ringraziare mia moglie Elena, mio figlio Petja ed i miei cari genitori per il loro costante ed inestimabile incoraggiamento in questa difficile impresa.

Bibliografia

- [1] J.Friedman and H.Kendall Ann. Rev. Nucl. Sci. **22**, (1972) 203;
J.J.Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **34**, (1974) 1404;
J.E.Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33**, (1974) 1406;
S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39**, (1977) 252;
W.R.Innes et al., Phys. Rev. Lett. **39**, (1977) 1240.
- [2] B.Andersson et al., Phys. Rep. **c 97**, (1983) 33; D.A.Morris, Nucl. Phys. **B 313**, (1989) 634.
- [3] M.Bengtsson et al., Phys. Lett. **B 185**, (1987) 435; G.Marchesini et al., Nucl. Phys. **B 310**, (1988) 461.
- [4] C.Peterson et al., Phys. Rev. **D 27**, (1983) 105.
- [5] DELPHI collaboration, Z. Phys. **C 59**, (1993) 533.
- [6] M.Kobayashi e T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, (1973) 652.
- [7] N.Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, (1963) 531.
- [8] R.E.Behrends, R.J.Finkelstein and A.Sirlin, Phys. Rev. **101**, (1956) 866;
S.M.Berman, Phys. Rev. **112**, (1958) 627;
T.Kinoshita and A.Sirlin, Phys. Rev. **113**, (1959) 1659.
- [9] A.Ali and E.Pitarinen, Nucl. Phys. **B 154**, (1979) 519;
G.Corbò, Phys. Lett. **B 116**, (1982) 298.
- [10] D.J.Gross and F.Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, (1973) 1343;
H.D.Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, (1973) 1346.
- [11] M.Ademollo e R.Gatto, Phys. Rev. Lett. **13**, (1964) 264.
- [12] N. Isgur and M. Wise, Phys. Lett. **B 232**, (1989) 113; **B 237**, (1990) 527.
- [13] M. Neubert, Heidelberg preprint HD-THEP-91-4 (1991).
- [14] M.B.Voloshin and M.A.Shifman, Yad. Fis. **45**, (1987) 463.
- [15] M.E.Luke, Phys. Lett. **B 252**, (1990) 447.
- [16] C.G.Boyd and D.E.Brahm, Phys. Lett. **B 257**, (1991) 393.
- [17] M.Neubert, Phys. Lett. **B 264**, (1991) 455;
M.Neubert, Phys. Lett. **B 338**, (1994) 84.
- [18] J.E.Paschalis and G.J.Gounaris, Nucl. Phys. **B 222**, (1983) 473;
F.E.Close, G.J.Gounaris and J.E.Paschalis, Phys. Lett. **B 149**, (1984) 209.

- [19] S.J.Brodsky, G.P.Lepage and P.B.Mackenzie, Phys. Rev. **D 28**, (1983) 228;
G.P.Lepage and P.B.Mackenzie, Phys. Rev. **D 48**, (1993) 2250.
- [20] M.Neubert, Phys. Lett. **B 341**, (1995) 367.
- [21] M.Neubert, preprint CERN-TH/95-107, (1995).
- [22] H.D.Politzer and M.B.Wise, Phys. Lett. **B 206**, (1988) 681; H.D.Politzer and
M.B.Wise, Phys. Lett. **B 208**, (1988) 504;
X.Ji and M.J.Musolf, Phys. Lett. **B 257**, (1991) 409;
D.J.Broadhurst and A.G.Grozin, Phys. Lett. **B 267**, (1991) 105;
A.F.Falk and B.Grinstein, Phys. Lett. **B 247**, (1990) 406;
M.Neubert, Phys. Rev. **D 46**, (1992) 2212;
M.Neubert, preprint CERN-TH.7487/94 (1994).
- [23] A.F.Falk and M.Neubert, Phys. Rev. **D 47**, (1993) 2965 and 2982.
- [24] M.Shifman, N.G.Uraltsev and A.Vainshtein, Phys. Rev. **D 51**, (1995) 2217.
- [25] J.Chay, H.Georgi and B.Grinstein, Phys. Lett. **B 247**, (1990) 339;
I.I.Bigi, N.G.Uraltsev and A.Vainshtein, Phys. Lett. **B 293**, (1992) 430;
I.I.Bigi, M.Shifman, N.G.Uraltsev and A.Vainshtein, Phys. Rev. Lett. **71**,
(1993) 496;
B.Blok, L.Koyrakh, M.Shifman and A.Vainshtein, Phys. Rev.**D 49** (1994) 3356;
A.V.Manohar and M.B.Wise, Phys. Rev.**D 49** (1994) 1310;
A.F.Falk, M.Luke and M.J.Savage, Phys. Rev.**D 49** (1994) 3367;
T.Mannel, Nucl. Phys. **B 413** (1994) 396;
M.Neubert, Phys. Rev.**D 49** (1994) 3392 and 4623.
- [26] Particle Data Group, "Review of Particle Properties", Phys. Rev. **D50**, Part I
(1994).
- [27] H. Albrecht et al., (ARGUS Collaboration), Phys. Lett. **B255**, (1991) 297.
- [28] H. Albrecht et al., (ARGUS Collaboration), Z. Phys. **C 57**, (1993) 533.
- [29] F.L.Navarria et al., Nucl. Ins. and Meth. **A 257**, (1987) 499.
- [30] P.Billoir, Nucl. Ins. and Meth. **225**, (1984) 352.
- [31] T.A.Fearnley et al, DELPHI note **87-98**;
J.Buytaert et al., DELPHI note **91-61** TRACK 65.
- [32] DELPHI note **92-155** GEN 136.
- [33] U.Kotz et al., Nucl. Ins. and Meth. **A 235**, (1985) 481.
- [34] G.Rampazzo, INFN sez. di Padova, comunicazione privata.

- [35] H. Albrecht et al.,(ARGUS Collab.), Phys. Lett. **B 324** (1994) 249.
- [36] A.Peisert, Silicon Microstrip Detectors, in Instrumentation in High Energy Physics, ed. F.Sauli, World Scietific Pub. Co., Singapore (1992).
- [37] E.Gatti e P.F.Manfredi, La Rivista del Nuovo Cimento, vol.9, serie 3 (1986).
- [38] N.Bingefors and M.Burns, DELPHI note **88-48**, TRACK 48, (1988).
- [39] F.Simionato, Università di Padova, Tesi di laurea in fisica "Sviluppo e prestazioni del nuovo rivelatore del microvertice per DELPHI" (1994).
- [40] A.Andreazza et al., Nucl. Ins. and Meth. **A 312**, (1992) 431.
- [41] P. Abreu at al,(DELPHI Collab.), Zeit. Phys. **C65**, (1995) 599;
P. Abreu at al, (DELPHI Collab.), Zeit. Phys. **C66**, (1995) 323.
- [42] T. Sjöstrand: Comp. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson: Comp. Phys. Comm. **43** (1987) 367;
T. Sjöstrand: JETSET 7.3 manual, CERN-TH 6488/92 (1992).
- [43] DELSIM Reference Manual, DELPHI 87-98 PROG 100, Geneva, July 1989.
- [44] P.Abreu et al. (DELPHI collaboration), Phys. Lett. **B 345**, (1994) 598.
- [45] D. Decamp et al.,(ALEPH Collaboration), PPE 95-14.
- [46] A. Falk, M. Neubert and M. Luke, Nucl Phys **B 388** (1992) 3362.
A.F. Falk and M. Neubert, Phys Rev **D 47** (1993) 2965.
M. Neubert, Phys. Rev. **D 47** (1993) 4063.
- [47] P. Aarnio et al., (DELPHI Collaboration),Nucl. Instr. and Meth. **A 303** (1991) 233.
- [48] DELPHI Collaboration, "Performance of the Delphi Detector", contribution eps0764 to the International Europhysics Conference on HEP, Brussels, July 27 - August 2, 1995.
- [49] N. Bingefors et al., Nucl. Instr. & Meth. **A328** (1993) 447.
- [50] V.Chaubaud, DELPHI note in preparation.
- [51] P. Abreu et al., (DELPHI Collab.), Zeit. Phys. **C57** (1993) 181.
- [52] H. Albrecht et al.,(ARGUS Collab.), Phys. Letters **B 324** (1994) 249.
- [53] DELPHI Collab., contribution eps0557 to the International Europhysics Conference on HEP, Brussels, July 27 - August 2, 1995.
- [54] P. Abreu at al, (DELPHI Collab.), Phys. Letters **B 345** (1994) 598.

- [55] A.Olchevski, proc. of the International Europhysics Conference on HEP, Brussels, July 27 - August 2, 1995.
- [56] S.Komamiya, proc. of the International Europhysics Conference on HEP, Brussels, July 27 - August 2, 1995.
- [57] P. Abreu et al., (DELPHI Collab.), Zeit. Phys. **C66** (1995) 444.
- [58] D. Decamp et al., (ALEPH Collaboration), ICHEP94 gls0608, submitted to the 27th International Conference on High Energy Physics, Glasgow, Scotland, 20-27 July 1994.
- [59] B. Barish et al., (CLEO Collaboration), Phys. Rev. **D 51**, (1995) 1014.
- [60] M. Neubert, Phys. Lett.**B 338** (1994) 84.

