UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE

Dottorato di Ricerca in Fisica

VIII Ciclo

K^0 e Λ in DELPHI per sondare le proprietà di frammentazione nei decadimenti adronici della Z

Coordinatore: Prof. PAOLO SCHIAVON

Tutore: Prof. PAOLO POROPAT

Co-tutore: Dott. ALESSANDRO DE ANGELIS

Referee: Prof. UGO AMALDI

Dottorando: Dott. LORENZO VITALE

K^0 e Λ in DELPHI per sondare le proprietà di frammentazione nei decadimenti adronici della Z

Lorenzo Vitale

30 novembre 1995

Prefazione

Il LEP (*Large Electron Positron collider*) è un anello di accumulazione di elettroni e positroni lungo 27 km realizzato per studiare con precisione le proprietà dei bosoni vettori $W^\pm$ e Z. Nella prima fase, iniziata nel 1989 e terminata alla fine del 1995, il LEP ha lavorato ad energie del centro di massa comprese tra 88 e 94 GeV ed ha raccolto una statistica di più di quattro milioni di eventi adronici per ognuno dei quattro esperimenti.

L'apparato DELPHI è un rivelatore di particelle a 4π operante al LEP, congegnato come un rivelatore di scopo generale, con particolare enfasi per l'identificazione di particelle, tracciamento tridimensionale con alta granularità e precisa determinazione di vertici.

Ho cominciato a lavorare al LEP nell'estate del 1989 come studente estivo proprio quando iniziavano le prime collisioni e^+e^- e venivano registrate su cassetta le prime Z. Alla fine del 1990 ho cominciato a lavorare in DELPHI nell'analisi della produzione di particelle strane.

Questo lavoro è la descrizione dettagliata di varie analisi (quasi tutte pubblicate su rivista) che utilizzano particelle identificate tramite la ricostruizione di vertici secondari neutri. Il lavoro è stato svolto in collaborazione con varie persone: Alessandro De Angelis, Ezio Torassa, Jari Pennanen, Chara Petridou, Fabrizio Scuri e Barbara De Lotto.

Note linguistiche

La lingua della fisica delle particelle elementari è l'inglese. Non sempre è possibile trovare un corrispettivo italiano per alcuni termini, specialmente per quelli che fanno parte del gergo più tecnico e recente. Talvolta un corrispettivo esiste, ma non viene mai utilizzato. In questi casi ho preferito utilizzare il termine originale inglese evidenziandolo in corsivo (ad esempio *fit, bias, collider*).

Ringraziamenti

Vorrei ringraziare tutti quelli che in ogni modo mi hanno aiutato. Ringrazio il gruppo DELPHI Trieste/Udine ed in generale tutta la collaborazione DELPHI e la divisione CERN-SL per l'ottimo funzionamento della macchina del LEP. Un rigraziamento particolare ad Elsa.

Trieste, XX febbraio 1996.

Indice

Capitolo 1

Introduzione

Lo scopo di questa tesi è lo studio dei decadimenti adronici della Z in cui siano state identificate una o più particelle neutre strane $\mathrm{K^0_S}$ o Λ.

La teoria delle interazioni forti (cromodinamica quantistica, QCD) non è in grado di fornire una descrizione completa della transizione dei quark primari negli adroni osservabili, e cioè del cosiddetto processo di frammentazione o adronizzazione. Solo la parte di questa transizione che include grandi momenti trasferiti, (principalmente la radiazione di gluoni ad alta energia e l'evoluzione della cascata di quark e gluoni) è calcolabile perturbativamente. La formazione finale degli adroni è "nascosta" a causa dell'aumentare della costante di accoppiamento forte α_s a piccoli momenti trasferiti e quindi dall'impossibilità pratica dell'applicazione della teoria perturbativa.

Una guida per capire meglio il processo di adronizzazione deve quindi venire da uno studio sperimentale accurato degli stati finali adronici includendo anche i tentativi di descrivere questo processo con modelli fenomenologici ispirati alla QCD.

LEP I è un ambiente ideale per questo tipo di studi. Lo stato iniziale semplice e ben definito delle annichilazioni $\mathrm{e^+e^-}$ fornisce un campo di analisi eccellente, dato che la sezione d'urto - e quindi il numero di eventi osservabili - all'energia della Z è molto alta rispetto alla sezione d'urto ad energie inferiori (ed anche rispetto a quella prevista ad energie superiori), e le capacità degli apparati sperimentali sono molto migliorate rispetto agli esperimenti precedenti.

$\mathrm{K^0}$ e Λ sono il mesone e il barione neutri più leggeri che contengono un quark strano, possono venir identificati in un ampio intervallo di momento quindi si prestano molto bene per questo tipo di studi. L'identificazione avviene mediante la ricostruzione dei loro decadimenti carichi in volo.

Il $\mathrm{K^0}$ è un mesone composto da un quark s e da un antiquark $\bar{\mathrm{d}}$, combinati assieme con spin opposto per dare una particella pseudoscalare. La sua antiparticella $\mathrm{\bar{K}^0}$ è composta da $\mathrm{d\bar{s}}$. In realtà né $\mathrm{K^0}$ né $\mathrm{\bar{K}^0}$ esistono in natura come tali: gli stati fisici sono, a meno di piccole violazioni, autostati di CP (operatore prodotto della coniugazione di carica e di parità), combinazioni lineari di $\mathrm{K^0}$ e $\mathrm{\bar{K}^0}$: $\mathrm{K^0_S}$, con composizione $\frac{1}{2}(\mathrm{K^0} + \mathrm{\bar{K}^0})$, è l'autostato pari, e $\mathrm{K^0_L} = \frac{1}{2}(\mathrm{K^0} - \mathrm{\bar{K}^0})$ è l'autostato dispari. Gli indici S e L (*Short* e *Long*) indicano la diversa vita media: $\tau_{\mathrm{K^0_S}} \ll \tau_{\mathrm{K^0_L}}$. Il 95% dei $\mathrm{K^0_S}$ prodotti in eventi adronici decade all'interno dell'accettanza del rivelatore, mentre solo una piccola parte dei $\mathrm{K^0_L}$ decade all'interno del rivelatore. Mi occuperò solo dei $\mathrm{K^0_S}$, ma, quando sarà possibile, generalizzerò i risultati anche ad includere i $\mathrm{K^0_L}$. Il termine $\mathrm{K^0}$ comprenderà quindi, a meno di precisazioni, $\mathrm{K^0_S}$ e $\mathrm{K^0_L}$.

La Λ è un barione a spin $\frac{1}{2}$ composto dai quark uds ($\bar{\mathrm{u}}\bar{\mathrm{d}}\bar{\mathrm{s}}$ per l'antiparticella $\bar{\Lambda}$). Anche qui il termine Λ comprenderà a meno di precisazioni sia la particella che l'antiparticella.

Ho organizzato questa tesi come segue: nel capitolo 2 darò una breve introduzione teorica sulle annichilazioni $\mathrm{e^+e^-}$ in adroni, soffermandomi sulle tecniche usate per confrontare le previsioni delle teorie e dei modelli con le osservazioni. Nel capitolo 3 parlerò del LEP e dell'apparato sperimentale, dando maggior enfasi ai rivelatori effettivamente usati per l'analisi.

Nei capitoli successivi descriverò gli argomenti sperimentali di cui mi sono occupato personalmente:

- l'identificazione di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ mediante la ricostruzione di vertici secondari neutri dai loro decadimenti carichi in volo, rispettivamente $\pi^+\pi^-$ e $\mathrm{p}\pi$ (capitolo 4);
- la produzione inclusiva di $\mathrm{K^0}$ nei decadimenti adronici della Z (in $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$) in generale, ed in $\mathrm{b\bar{b}}$ in particolare (capitolo 5);
- le correlazioni di Bose-Einstein nel sistema $\mathrm{K^0_SK^0_S}$ (capitolo 5);
- la produzione inclusiva di Λ nei decadimenti adronici della Z e lo studio dei modelli di produzione di barioni facendo uso delle correlazioni Λ-$\bar{\Lambda}$ Λ-Λ (capitolo 6);
- l'asimmetria avanti-indietro delle Λ primarie (capitolo 6).

Trattandosi di studi svolti nel corso di tre anni di intensa presa dati dell'esperimento DELPHI, gli argomenti presentati (quasi tutti pubblicati su rivista) si basano su campioni di eventi differenti. Non sempre è stato possibile aggiornare i risultati in base a tutta la statistica disponibile. In alcuni casi, come per le sezioni d'urto inclusive, ciò non è neanche stato necessario, poichè si era gia raggiunto il limite sistematico delle misure. Ho preferito ripetere l'analisi delle correlazioni $\mathrm{K^0_SK^0_S}$ su tutta la statistica disponibile, in quanto si tratta di una misura limitata dalla statistica. È in corso di realizzazione l'aggiornamento della misura dell'asimmetria avanti-indietro delle Λ ad alto momento.

Lo studio dell'asimmetria avanti-indietro delle Λ ad alto momento ha aperto un'interessante finestra sulle proprietà del quark s primario. Su questo filone rimangono aperti altri interessanti canali, ancora in fase di studio, come la polarizzazione delle Λ primarie e la larghezza parziale di decadimento della Z in coppie $\mathrm{s\bar{s}}$.

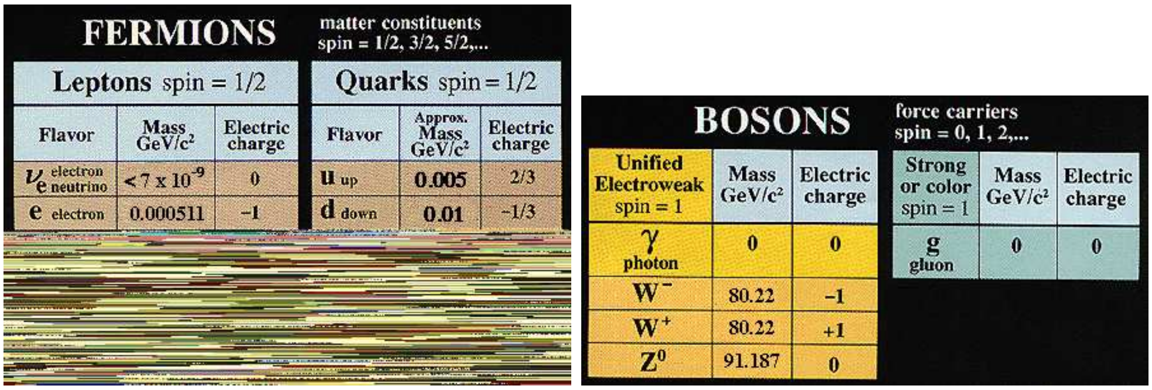
Capitolo 2

Stati finali adronici nei decadimenti della Z

Questo capitolo è dedicato all'ambito teorico in cui si inquadrano gli studi questa tesi: il cosiddetto Modello Standard della fisica delle particelle elementari e le annichilazioni e^+e^- ad alta energia. Particolare enfasi verrà data agli stati finali adronici nei decadimenti della Z ed ai modelli fenomenologici che descrivono il processo di adronizzazione.

2.1 Il Modello Standard della fisica delle particelle

Il Modello Standard della fisica delle particelle elementari [1] si è meritato tale nome per la sua capacità predittiva e precisione nel descrivere un gran numero di fenomeni osservabili, utilizzando un numero ridotto di parametri liberi e senza (a tutt'oggi) evidenze sperimentali che possano falsificarlo.



FERMIONS matter constituents spin = 1/2, 3/2, 5/2,...

Leptons spin = 1/2

Flavor	Mass GeV/c²	Electric charge
ν_e electron neutrino	$< 7 \times 10^{-9}$	0
e electron	0.000511	-1

Quarks spin = 1/2

Flavor	Approx. Mass GeV/c²	Electric charge
u up	0.005	2/3
d down	0.01	-1/3

BOSONS force carriers spin = 0, 1, 2,...

Unified Electroweak spin = 1	Mass GeV/c²	Electric charge
γ photon	0	0
W^-	80.22	-1
W^+	80.22	+1
Z^0	91.187	0

Strong or color spin = 1	Mass GeV/c²	Electric charge
g gluon	0	0

Figura 2.1: *Fermioni e bosoni del Modello Standard [2].*

In questo modello le particelle elementari sono divise in due categorie in base allo spin ed al loro ruolo: i fermioni, quark (costituenti fondamentali degli adroni) e leptoni, ed i bosoni di gauge mediatori delle interazioni. I fermioni sono divisi in un numero - a priori arbitrario - di famiglie; ogni famiglia comprende due quark e due leptoni. Il numero di bosoni è invece fissato dalla teoria stessa, che però è costretta ad introdurre almeno un bosone di Higgs per dare masse alle particelle.

Il Modello Standard è trattato in dettaglio da molti testi tra cui per esempio [3, 4, 5]; ne riassumo molto brevemente i concetti fondamentali. È una teoria quantistica di campo di gauge locale che nel linguaggio della teoria dei gruppi di simmetrie si indica come:

$$\mathrm{SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)}. \tag{2.1}$$

Le interazioni elettromagnetiche e deboli sono descritte ed unificate dalla simmetria $\mathrm{SU(2)_L \times U(1)}$, più un meccanismo di rottura della simmetria, il meccanismo di Higgs che dà massa ai bosoni ed ai fermioni. Nell'approccio più semplice questo meccanismo produce quattro bosoni di gauge a spin 1 (vettori), due neutri di cui uno senza massa (il fotone) ed uno massivo (la Z) e due carichi e massivi ($\mathrm{W}^{\pm}$), più una particella supplementare a spin 0 (scalare), il bosone di Higgs. La corrente debole carica è associata puramente ad $\mathrm{SU(2)_L}$ (L sta per *Lefthanded*, cioè sinistrorsa), mentre le correnti neutre associate ad U(1) ed a $\mathrm{SU(2)_L}$ si mescolano per produrre il fotone e la Z; il grado di mescolamento è descritto dal parametro θ_W, angolo di mescolamento debole.

Le interazioni nucleari forti sono descritte dalla simmetria inviolata $\mathrm{SU(3)_c}$ (c sta per colore), sulla quale poggia la cromodinamica quantistica (QCD). Il campo di $\mathrm{SU(3)_c}$ ha 8 stati diversi, cioè 8 bosoni di gauge a spin 1, chiamati gluoni. Fra i fermioni solo i quark sono soggetti all'interazione forte o in altri termini portano il numero quantico della carica di colore di SU(3) (che ha tre valori R, G e B). I quark interagiscono tra loro scambiandosi i gluoni, dotati di una doppia carica di colore (colore-anticolore).

2.2 Gli adroni ed il modello a quark

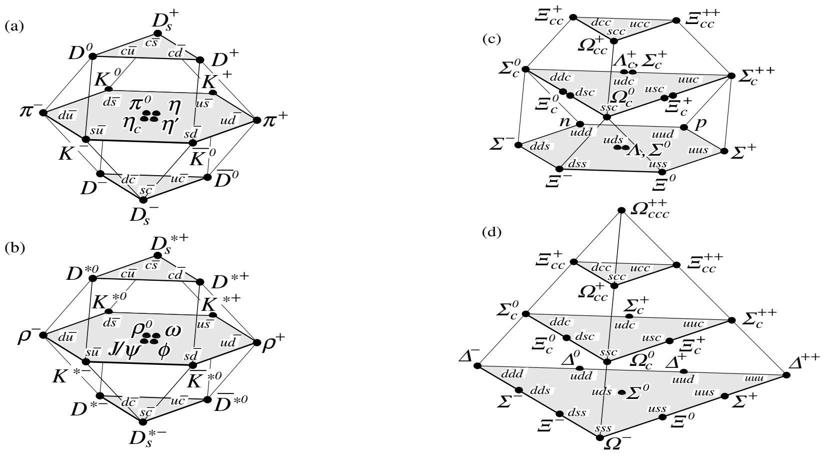


Figura 2.2: *(a) e (b) Esadecupletti di SU(4) per i mesoni pseudoscalari (a) e vettori (b) composti dalle combinazioni quark-antiquark di* u, d, s *e* c. *(c) e (d) 20-pletti di SU(4) per i barioni composti da combinazioni di tre quark* u, d, s *e* c.

I quark sono i costituenti fondamentali degli adroni. Dato che quark liberi non sono mai stati osservati sperimentalmente, è stato postulato che i quark siano confinati all'interno degli adroni e che gli adroni abbiano carica di colore nulla. Darò per scontati in seguito i concetti del QPM (*Quark-Parton Model*) [6], che affonda le sue radici nel modello a quark [7] e nel modello a partoni [8].

Il modello a quark [7] offre una classificazione semplice di tutta la molteplicità di adroni osservati; questi sono descritti come stati composti da quark. Un mesone è formato da un quark ed un antiquark, mentre un (anti)barione è formato da tre (anti)quark. In figura 2.2(a) e (b) sono riportati i multipletti di SU(4) di sapore composti da u, d, s e c. I mesoni neutri al centro dei due esadecupletti sono misture degli stati $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ e $c\bar{c}$. In figura 2.2(c) e (d) sono riportati i multipletti di SU(4) per i barioni composti da combinazioni di tre quark di sapore u, d, s o c. Alla base dei due 20-pletti, l'ottetto (c) ed il decupletto (d) barionico di SU(3).

I dati relativi agli esperimenti di diffusione profondamente inelastica e-p dettero l'avvio ad un modello fenomenologico che prese il nome di modello a partoni [8]; secondo questo modello i nucleoni non sono particelle elementari, ma sono costituiti da centri diffusori puntiformi, chiamati partoni. In seguito i partoni vennero identificati coi quark ed i gluoni, e col termine partone si intendono oggi quark e gluoni indifferentemente.

2.3 Le interazioni e^+e^-

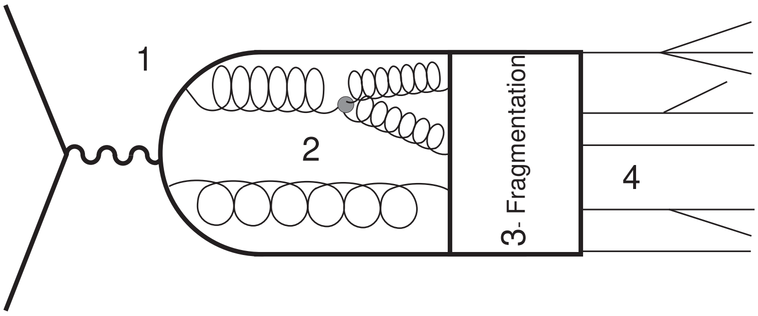


Figura 2.3: *Rappresentazione schematica delle quattro fasi di un evento adronico.*

Lo sviluppo temporale dell'interazione $e^+e^- \rightarrow$ adroni [5, 9] (e per la Z a LEP [10]), mostrate anche in figura 2.3:

(1) La prima è l'annichilazione e^+e^- in uno stato γ/Z virtuale[1] che decade poi in una coppia quark-antiquark primari. Questa fase è ben descritta dal settore elettrodebole del Modello Standard e ne darò in seguito una breve descrizione.

(2) Nella seconda fase, in cui $q\bar{q}$ irradiano gluoni ad alta energia, entriamo nel dominio perturbativo della QCD. In questa fase due approcci sono disponibili: calcoli di elementi di matrice al secondo ordine nella costante di accoppiamento $\alpha_S(Q)$, oppure modelli di cascate di partoni soprattutto nella cosiddetta "approssimazione del logaritmo dominante" (LLA, *Leading Logarithmic Approximation*), di cui darò una breve descrizione in seguito.

---

[1] in realtà alle energie del LEP la Z è reale

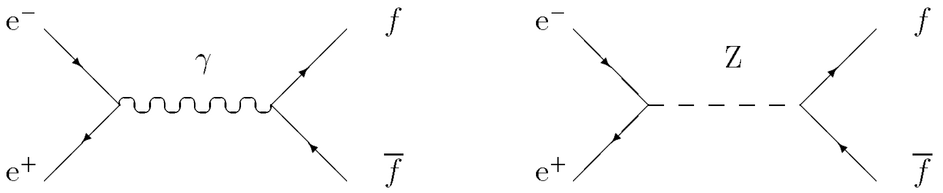


Figura 2.4: *Diagrammi di Feynman per la produzione di una coppia fermione- antifermione nell'annichilazione* e^+e^- *al primo ordine. Nel primo caso possono essere prodotti solo fermioni carichi, nel secondo anche neutrini.*

(3) La fase successiva è la frammentazione dei partoni colorati dalla quale traggono origine gli adroni, singoletti di colore. Gli adroni cosí prodotti hanno la tendenza ad essere concentrati in pochi fiotti o getti (in inglese *jet*) [9, 11, 12] conservando la direzione originaria del partone primario, in quanto il momento trasverso rispetto alla direzione del partone primario rimane piccolo in confronto a quello longitudinale. Per descrivere questo processo, non trattabile perturbativamente, è necessario far ricorso a modelli fenomenologici.

(4) L'ultima fase è quella in cui gli adroni instabili decadono in particelle a vita media sufficientemente elevata da essere rivelabili.

La sezione d'urto differenziale in QED all'ordine più basso in α per il processo di annichilazione elettrone-positrone in una coppia fermione-antifermione carichi $f\overline{f}$ con scambio di un singolo fotone è data da:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to f\overline{f})}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}\beta\left[1 + \cos^2\theta + (1-\beta^2)\sin^2\theta\right] e_f^2 \qquad (2.2)$$

ove α è la costante di struttura fine, s rappresenta il quadrato dell'energia nel centro di massa, β la velocità dello stato finale nel centro di massa, θ l'angolo fra e^- e f, e_f la carica del fermione in unità di carica del protone.

Ad alte energie β tende a uno e la sezione d'urto totale di produzione si può semplicemente scrivere come:

$$\sigma(e^+e^- \to f\overline{f}) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} e_f^2 \qquad (2.3)$$

Per i quark, tale formula si può riscrivere in funzione della carica frazionaria e_q dei quark e della sezione d'urto σ_μ del processo $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$:

$$\sigma(e^+e^- \to q\overline{q}) = 3e_q^2\sigma_\mu \qquad (2.4)$$

Il fattore 3 deriva dal fatto che, a differenza del processo muonico in cui si considera un solo diagramma del tipo rappresentato in figura 2.4, nel caso dei quark bisogna considerare un diagramma per ogni tipo di colore da sommare nella sezione d'urto. Per ottenere la sezione d'urto di produzione di qualunque tipo di adroni sommiamo su tutti i tipi (sapori) di quark, per cui

$$\sigma(e^+e^- \to adroni) = \sum_q \sigma(e^+e^- \to q\overline{q}) = 3\sigma_\mu \sum_q e_q^2 \qquad (2.5)$$

e includendo anche le correzioni al primo ordine in QCD, abbiamo:

$$\sigma(e^+e^- \to adroni) = 3\sigma_\mu \left[\sum_q e_q^2\right]\left(1+\frac{\alpha_S}{\pi}\right) \tag{2.6}$$

dove α_S è la costante di accoppiamento forte.

Quando l'energia nel centro di massa si avvicina alla soglia di produzione della Z, la QED da sola non basta più a predire i risultati sperimentali poiché in questo caso l'annichilazione e^+e^- può verificarsi sia elettromagneticamente (con un fotone virtuale come mediatore dell'interazione) sia debolmente (interazioni a corrente neutra debole mediate dal bosone Z) come previsto dalla teoria elettrodebole (figura 2.4). Inoltre gli effetti di interferenza (fra termini elettromagnetici e deboli) non sono trascurabili.

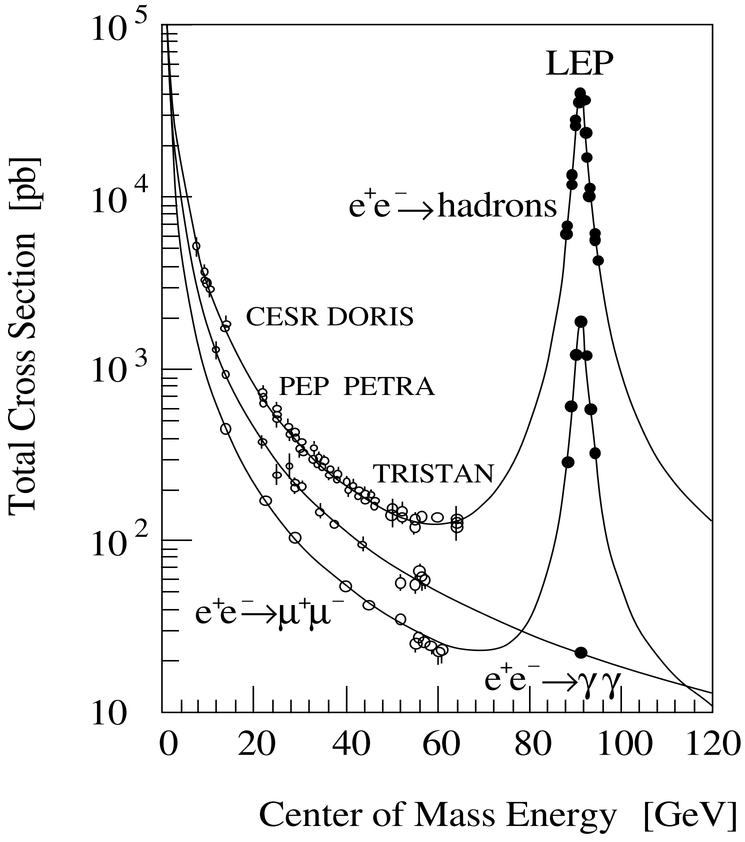


Figura 2.5: *Sezione d'urto totale per l'annichilazione* e^+e^- *in adroni ed in coppie di muoni in funzione dell'energia del centro di massa. È riportata anche la sezione d'urto per i processi a due fotoni. Le curve continue sono le previsioni del Modello Standard, in perfetto accordo coi punti sperimentali a tutte le energie.*

Il Modello Standard prevede, all'ordine più basso e senza trascurare le masse dei fermioni m_f [10]:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to f\overline{f})}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s}N_c^f\sqrt{1-4\frac{m_f^2}{s}}\cdot$$

$$\left[G_1(s)\left(1+cos^2\theta\right)+4\frac{m_f^2}{s}G_2(s)sen^2\theta+\sqrt{1-4\frac{m_f^2}{s}}G_3(s)2cos\theta\right] \tag{2.7}$$

N_c^f è un fattore di colore che vale 1 per leptoni e 3 per quark. Le funzioni $G_{1,2,3}(s)$ valgono rispettivamente:

$$\begin{aligned} G_1(s) &= e_f^2 - 2v_e v_f e_f \mathcal{R}e[\chi_0(s)] + (v_e^2 + a_e^2)(v_f^2 + a_f^2 - 4m_f a_f^2)|\chi_0(s)|^2 && (2.8) \\ G_2(s) &= e_f^2 - 2v_e v_f e_f \mathcal{R}e[\chi_0(s)] + (v_e^2 + a_e^2)v_f^2|\chi_0(s)|^2 && (2.9) \\ G_3(s) &= -2v_e v_f e_f \mathcal{R}e[\chi_0(s)] + 4v_e a_e v_f a_f|\chi_0(s)|^2 && (2.10) \end{aligned}$$

Tali funzioni sono determinate a partire dalle costanti di accoppiamento vettore e assiale e dal propagatore in approssimazione di Breit-Wigner all'ordine più basso:

$$\begin{aligned} v_f &= I_{3L}^f - 2q_f sen^2\theta_W && (2.11) \\ a_f &= I_{3L}^f && (2.12) \\ \chi_0(s) &= \frac{s}{s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_Z^0} && (2.13) \end{aligned}$$

con I_{3L}^f isospin debole del fermione che vale $+1/2$ per quark di tipo *up* (quelli a carica $2/3$) e neutrini e $-1/2$ per quark di tipo *down* e leptoni carichi. Γ_Z^0 è la larghezza totale della Z al primo ordine. Queste espressioni corrispondono ai diagrammi di Feynman in figura 2.4.

2.4 La QCD perturbativa

Due sono gli approcci tradizionali alla QCD perturbativa. Uno è il metodo dell'elemento di matrice, ME (*Matrix Element*, [13]), in cui i diagrammi di Feynman sono calcolati ordine per ordine. In via di principio questo è il metodo più rigoroso, però incontra già al terzo ordine grandi difficoltà di calcolo, tanto che in generale i soli calcoli per ora disponibili sono quelli che si arrestano al secondo ordine $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (come ad esempio [15, 14]).

Il secondo approccio possibile è quello della cascata di partoni, PS (*Parton Shower*, [13]), schematicamente riportato in figura 2.6. Si tratta, in questo caso di produrre un numero arbitrario di frazionamenti indipendenti di partoni che combinati tra loro danno poi vita agli eventi a più jet. Questo è possibile in quanto non sono usate le espressioni complete degli elementi di matrice, ma solo approssimazioni delle stesse. In particolare l'approssimazione più usata, la già nominata LLA, tiene conto solo dei termini dominanti nello sviluppo perturbativo del tipo:

$$\left[\alpha_S(Q)\ln\left(\frac{Q^2}{Q_0^2}\right)\right]^n, \tag{2.14}$$

dove Q è il momento trasferito. $\alpha_S(Q)$ è la costante di accoppiamento forte, che dipende da Q. Q_0 fornisce un taglio tale che lo sviluppo perturbativo sia giustificato, cioè:

$$\frac{\alpha_S(Q_0)}{\pi} < 1. \tag{2.15}$$

Al primo ordine, per N_f sapori, $\alpha_S(Q)$ è data da:

$$\alpha_S(Q) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \tag{2.16}$$

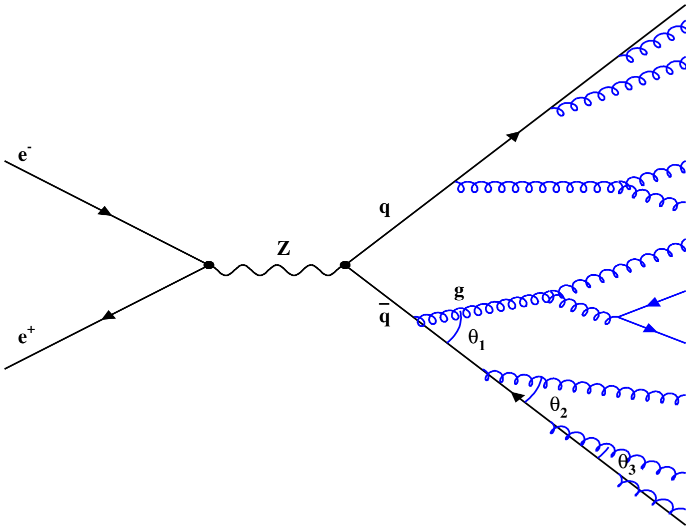


Figura 2.6: *Cascata di partoni*

dove Λ_{QCD} è il parametro di scala della QCD. In figura 2.7 sono mostrati i valori misurati di α_S in funzione di Q. Gli algoritmi di PS si basano sull'uso iterativo di frazionamenti dei partoni $a \to bc$ (del tipo q→ qg, g→gg e g→q$\bar{\text{q}}$) che si ripetono finché la massa invariante dei partoni va al di sotto di un valore fissato. La probabilità $\mathcal{P}_{a\to bc}$ che il frazionamento $a \to bc$ abbia luogo è data dalle equazioni di Altarelli-Parisi [16]. Studi teorici che vanno oltre la trattazione LLA mostrano l'esistenza di effetti di coerenza [17]; è stato dimostrato che si può tenere conto dell'interferenza fra i gluoni soffici imponendo un ordinamento per gli angoli di emissione dei gluoni nei frazionamenti successivi ($\theta_1 > \theta_2 > \theta_3$ come schematicamente riportato in figura 2.6).

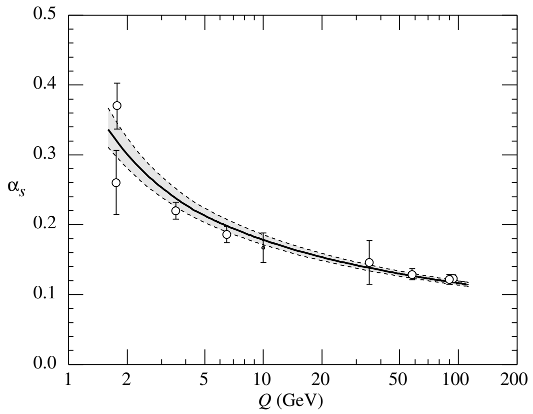


Figura 2.7: *Valori misurati per la costante di accoppiamento forte $\alpha_S(Q)$ in funzione di Q. Le linee mostrano i valori centrali e le variazioni $\pm 1\sigma$. La figura mostra chiaramente l'andamento decrescente di $\alpha_S(Q)$ al crescere di Q (figura tratta da [18]).*

2.5 I generatori di eventi adronici

La fase in cui i partoni frammentano negli adroni non è calcolabile perturbativamente a causa dell'aumentare di α_S a piccoli momenti trasferiti. È necessario pertanto far ricorso a modelli fenomenologici, ispirati alla QCD (una rassegna completa di questi modelli è data per esempio in [13] o in [19]). Vista la complessità degli stati finali adronici, tecniche puramente analitiche sono di utilità limitata. Il calcolo teorico delle quantità osservabili viene eseguito numericamente con il metodo Monte Carlo [20], che consente di generare, con le probabilità prescritte dai modelli, eventi con stati finali corrispondenti a particelle osservabili.

Fra i programmi che generano eventi adronici con tecnica Monte Carlo, quelli più comunemente usati sono JETSET PS e ME [21], ARIADNE [22] e HERWIG [23]. HERWIG e JETSET sono programmi completi, nel senso che descrivono l'evoluzione della cascata di partoni (o il calcolo dell'elemento di matrice), l'adronizzazione dei partoni in adroni, e i decadimenti delle particelle instabili. ARIADNE descrive solo la cascata di partoni, adronizzazione e decadimenti sono trattati dalle corrispondenti *routine* di JETSET. Darò ora una descrizione di questi tre generatori.

2.5.1 JETSET

JETSET [21] è un programma che offre la possibilità di descrivere la fase perturbativa in due maniere diverse, ossia col meccanismo della cascata di partoni o col calcolo dell'elemento di matrice. La frammentazione in JETSET è realizzata usando lo schema a stringa di Lund [24].

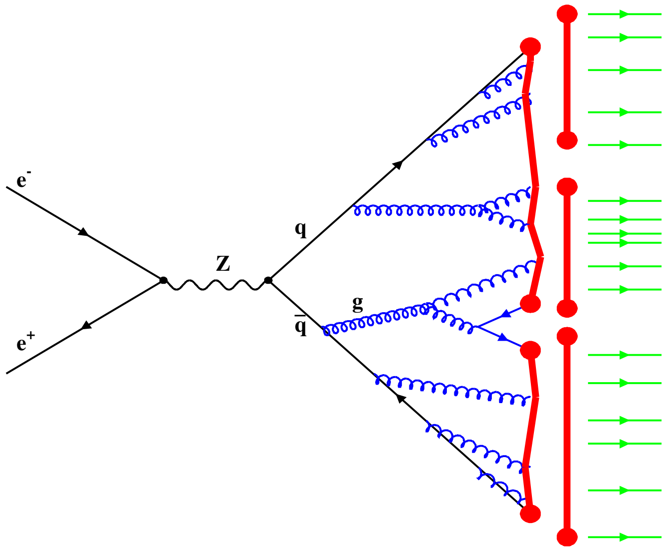


Figura 2.8: *JETSET PS con frammentazione a stringa.*

JETSET PS (*Parton Shower*) genera una cascata di partoni in base all'approssimazione del logaritmo dominante LLA [16] coerentemente con ordinamento angolare. La cascata evolve nel centro di massa dei partoni tenendo conto della conservazione dell'energia e del momento ad ogni passo della cascata. La sezione d'urto a tre *jet* è riprodotta eliminando parte delle prime diramazioni del sistema q$\bar{\text{q}}$ come previsto dal formalismo della LLA. L'ordinamento angolare delle diramazioni è esplicitamente imposto; ogni nuovo partone viene emesso ad angolo minore. α_S varia in funzione dell'energia in base ad una scala data dal momento trasverso al quadrato della diramazione. L'evoluzione della cascata viene fermata ad una scala di massa Q_0, poi comincia la frammentazione. Q_0 e α_S (i.e. Λ_{QCD}) sono di fatto i parametri della cascata di partoni di JETSET.

JETSET ME (*Matrix Element*) calcola l'elemento di matrice al secondo ordine $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$ utilizzando il calcolo della referenza [15], ottenendo un massimo di quattro partoni al termine della fase perturbativa. Alle energie delle macchine precedenti il LEP (PETRA e PEP) la previsione per la produzione di 4-jet si era rivelata essere troppo bassa [25]. Questa inadeguatezza è stata attribuita alla mancanza delle correzioni degli ordini superiori. Si può parzialmente tener conto di ciò scegliendo una scala di rinormalizzazione adatta, prendendo una nuova scala di energia $Q^2 = \mu \cdot s, \mu \leq 1$ alla quale $\alpha_S(Q)$ è valutata.

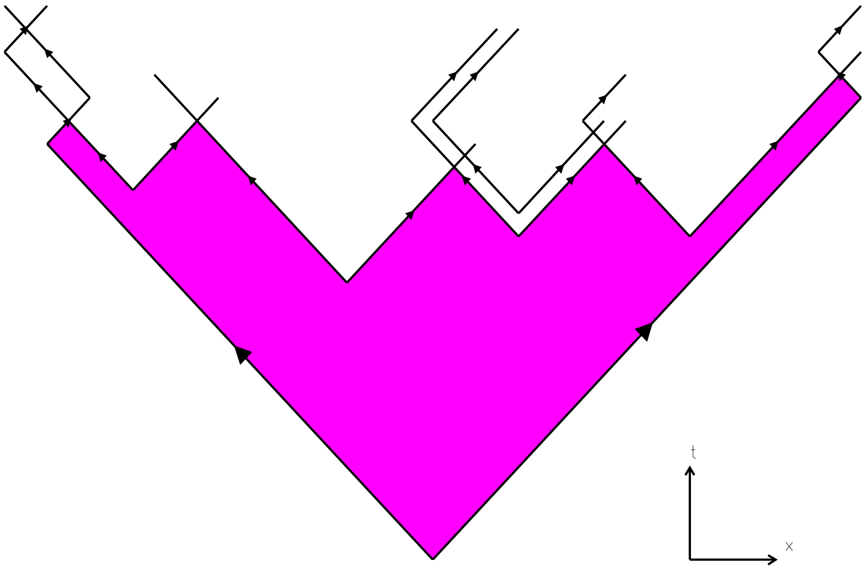


Figura 2.9: *Evoluzione di una stringa in uno spazio-tempo bidimensionale.*

Lo schema a stringa di Lund è uno schema di natura probabilistica e quindi si presta bene ad essere formulato in un programma come procedura iterativa. Il punto di partenza di questo modello a stringa è l'assunzione di una sorta di confinamento lineare. Una stringa si tende fra quark e antiquark di colore opposto attraverso le cariche gluoniche di colore, per tutti i quark prodotti nella fase perturbativa. La stringa è assunta uniforme lungo la sua lunghezza, e di conseguenza lo schema di confinamento ha un potenziale che cresce linearmente con la distanza. Si attribuisce alla costante k della stringa, cioè la quantità di energia per unità di lunghezza, il valore di $k \approx 1$ GeV/fm. I gluoni sono considerati come distorsioni nella stringa, con energia localizzata, portatori all'interno della stringa di energia e momento. Due gluoni vicini si comportano allo stesso modo di un singolo gluone di eguale momento (in questo modo il modello a stringa è libero da divergenze infrarosse, *infrared safe*). Per tener conto della massa dei quark si suppone che la loro produzione dal vuoto come coppia q$\bar{\text{q}}$ avvenga alla distanza reciproca di $2l$ in modo da usare l'energia del campo $E_c = 2kl$ tra di essi per crearne la massa $m_q = E_c/2$. Gli autori trattano questo processo come una sorta di effetto tunnel quantistico, per cui la probabilità di produrre una coppia con momento trasverso p_t è proporzionale a:

$$P(\mathrm{q\bar{q}}) \propto \exp - \left(\frac{\pi m_q^2}{k}\right) \exp - \left(\frac{\pi p_t^2}{k}\right). \tag{2.17}$$

Questa formula implica uno spettro gaussiano in momento trasverso p_t per i quark, indipendente dai sapori:

$$P(p_t) \propto \exp - \frac{p_t^2}{2\sigma_q^2}, \tag{2.18}$$

con $\sigma_q =< p_t^2 >= \sqrt{k/2\pi}$. Gli adroni di conseguenza avranno momento trasverso p_t determinato dai contributi di due coppie $\mathrm{q\bar{q}}$, cioè $< p_t^2 >= 2\sigma_q$. In realtà σ_q è lasciato come un parametro libero da determinare. Un'altra consegenza notevole è la riduzione relativa della produzione dei quark più pesanti, in rapporti, che per le probabilità di produzione γ_{q}, valgono:

$$\gamma_{\mathrm{u}} : \gamma_{\mathrm{d}} : \gamma_{\mathrm{s}} : \gamma_{\mathrm{c}} \approx 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}. \tag{2.19}$$

Quindi il charm e gli altri sapori pesanti praticamente non dovrebbero neanche essere prodotti nella fase non perturbativa. In realtà anche per il fattore di riduzione di $\mathrm{s\bar{s}}$ i programmi basati su questo modello preferiscono lasciare tale parametro libero. La dinamica del processo di adronizzazione è determinata dalla dinamica della stringa. Quando i quark si allontanano fra loro, l'energia potenziale della stringa cresce fino ad un certo limite, oltre il quale la stringa si rompe per formare una nuova coppia $\mathrm{q\bar{q}}$ ossia due nuove stringhe. Le coppie $\mathrm{q\bar{q}}$ si formano in modo da conservare energia, momento e numeri quantici interni. Se la massa invariante dei due nuovi sistemi $\mathrm{q\bar{q}'}$, $\mathrm{q'\bar{q}}$ è sufficientemente grande, è allora possible avere nuovi processi analoghi. I punti di produzione delle coppie $\mathrm{q\bar{q}}$ sono generati casualmente in modo scorrelato fra loro. Ad un certo punto, quando rimangono solo adroni sulla *shell* di massa, questo processo di rottura della stringa si arresta, ogni adrone corrisponde ad una stringa con un quark ad un'estremità ed un antiquark all'altra.

Per descrivere le distribuzioni in momento degli adroni nella frammentazione, anzichè usare la frazione di momento x_p o la frazione di energia x_E dell'adrone rispetto al quark, si preferisce usare la variabile:

$$z = \frac{(E + p_L)_{adrone}}{(E + p)_{quark}}$$

dove p_L è la componente longitudinale del momento dell'adrone rispetto al momento del quark originario nella stringa. La variabile z, a differenza di x_p e di x_E, è relativisticamente invariante; tuttavia non è direttamente accessibile sperimentalmente. La frazione di momento longitudinale z di un adrone è determinata usando la funzione di frammentazione simmetrica di Lund (mostrata in figura 2.10):

$$f(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} \cdot \exp - \frac{b \cdot (m^2 + p_t^2)}{z}$$

dove m è la massa dell'adrone, p_t è il momento trasverso dell'adrone rispetto alla direzione del quark, a e b sono parametri della funzione di frammentazione. Per i quark pesanti b e

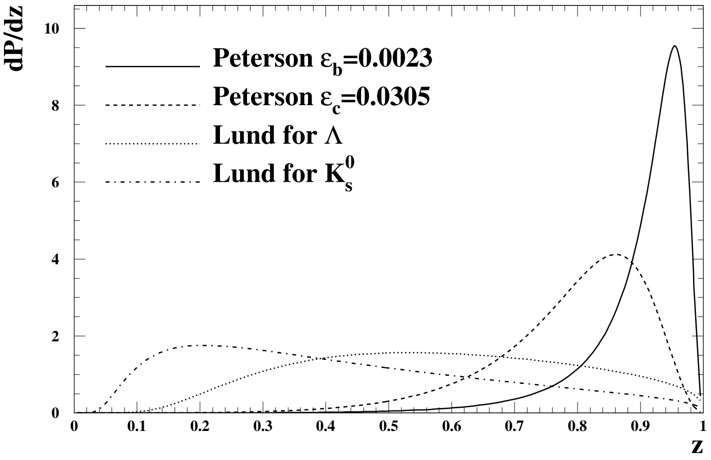


Figura 2.10: *Funzioni di frammentazione di Peterson e di Lund.*

c, esiste l'opzione, ormai comunemente usata, che adopera la funzione di frammentazione di Peterson [26] (mostrata sempre in figura 2.10):

$$f(z) = \frac{1}{z\left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_{\mathrm{q}}}{1-z}\right)^2}$$

con altri due parametri liberi $\epsilon_{\mathrm{b(c)}}$. Tale funzione dà una descrizione migliore della frammentazione dei sapori pesanti. Il momento trasverso degli adroni rispetto ai quark è determinato dalla somma dei p_t dei loro quark costituenti, che viene dal processo di tunnel, e cioè una distribuzione gaussiana in p_t che ha come parametro rilevante la deviazione standard σ_q.

I mesoni sono prodotti a seconda dei quark costituenti, nei sei multipletti con massa più bassa, e cioè negli stati $^JL_{\mathrm{S}}$ – J è il momento angolare totale, L il momento angolare orbitale con la notazione della spettroscopia atomica (S sta per $L = 0$, P per $L = 1$), S lo spin – uguali a $^1S_0$, $^3S_1$, $^1P_1$, $^3P_0$, $^3P_1$ and $^3P_2$. Per questi multipletti è possibile definire anche le probabilità di produzione individualmente (e separatamente per sapori leggeri, strano e pesanti).

Eccetto che per il multipletto leggero $^3P_0$, le probabilità per i multipletti P sono assunte essere $\propto (1 - P(^1S_0) - P(^3S_1)) \cdot (2\mathrm{S} + 1)$. In uno schema a stringa bidimensionale la produzione di particelle con momento angolare diverso da 0 (per esempio gli stati P) è ridotta, ed è prevista essere dell'ordine del 10% [27].

Il discorso fatto fino ad ora vale per i mesoni. Per quanto riguarda la produzione di barioni il modello introduce oltre alla creazione di coppie $\mathrm{q}\bar{\mathrm{q}}$, la produzione di coppie di diquark-antidiquark $D\bar{D}$ (qq' $\overline{\mathrm{qq}'}$). Diquark a spin 0(1) danno luogo alla creazione dei barioni a spin $\frac{1}{2}(\frac{3}{2})$. I diquark sono trattati come unità a sé stanti, come oggetti puntiformi dotati di massa e di colore. La loro produzione è governata da meccanismi di riduzione rispetto ai quark, in base alla loro massa m_D:

$$P(\mathrm{qq})/P(\mathrm{q}) = \exp - \left(\frac{\pi(m_D^2 - m_q^2)}{k}\right). \tag{2.20}$$

Chiaramente questo è un punto critico del modello, per cui di fatto la probabilità relativa di produzione di un diquark rispetto a quella di un quark nella frammentazione

Variabile	Valore	Scopo
MSTJ(11)	3	Attiva la frammentazione a stringa
MSTJ(12)	3	Schema di produzione dei barioni con diquark, *popcorn* e riduzione supplementare dei diquark ad inizio stringa
MSTJ(41)	2	Diramazioni di tipo QCD (e QED ordine α) nella cascata
MSTJ(45)	5	Sapore più pesante prodotto in $\mathrm{g} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}}$: b
MSTJ(51)	2	Effetti Bose-Einstein inclusi con parametrizzazione gaussiana in $Q_{12} = \sqrt{M_{12}^{INV} - 4m^2}$
MSTJ(52)	7	Effetti Bose-Einstein per $\pi^\pm, \pi^0, \mathrm{K}^\pm, \mathrm{K}^0_\mathrm{S}, \mathrm{K}^0_\mathrm{L}$
MSTJ(101)	5	Cascata di partoni a partire dai $\mathrm{q\bar{q}}$ iniziali
MSTJ(107)	0	Assenza di correzioni radiative

Tabella 2.1: *Parametri che attivano JETSET PS usato da DELPHI. JETSET ME viene attivato con MSTJ(101)=2 che sostituisce alla cascata di partoni il calcolo del secondo ordine in* α_S ($\mathrm{q\bar{q}}$, $\mathrm{q\bar{q}g}$, $\mathrm{q\bar{q}gg}+\mathrm{q\bar{q}q\bar{q}'}$) *e con MSTJ(111)=2 che ottimizza la scala di* Q^2 *per l'elemento di matrice.*

$P(\mathrm{qq})/P(\mathrm{q})$ viene lasciata come un parametro libero e vengono introdotti altri parametri liberi come il fattore di riduzione per i diquark strani rispetto a quelli non strani e i fattori di riduzione supplementare per i diquark di spin 1 rispetto a quelli di spin 0 (ad esempio $P(\mathrm{ud_1})/P(\mathrm{ud_0})$). Inoltre per descrivere la produzione dei barioni ad alto momento, come si vedrà nel capitolo 6, è risultato necessario introdurre una riduzione supplementare anche per i diquark primari all'estremità della stringa, descritta dal parametro PARJ(19). Un'ulteriore opzione prevista dal programma per descrivere la produzione di barioni è l'inserimento di un mesone fra la coppia barione-antibarione, il cosiddetto meccanismo di *popcorn* che tratterò in dettaglio nel capitolo 6.

Anche gli effetti di Bose-Einstein (che descriverò nel capitolo 5) nella produzione di coppie di bosoni identici in regioni vicine dello spazio delle fasi possono venir riprodotti da JETSET. Non essendo possibile simmetrizzare la funzione d'onda per lo scambio di bosoni identici, si introduce un meccanismo che simula l'effetto riscalando energia e momento dei bosoni negli stati finali. In questa maniera e con una scelta opportuna di parametri, si veda per esempio [28], è possibile rappresentare correttamente la funzione di correlazione e la forma delle risonanze leggere.

In tabella 2.1 sono riportate le opzioni di JETSET PS utilizzate nella simulazione degli eventi di DELPHI, con la lista dei paramentri che attivano le varie opzioni.

2.5.2 ARIADNE

ARIADNE è una formulazione particolare della cascata di partoni che tratta i partoni a coppie denominate dipoli di colore [29, 22]. L'emissione di un gluone dal dipolo iniziale di colore, cioè dalla coppia quark-antiquark primari, crea due nuovi dipoli, uno fra il quark e il gluone e l'altro dal gluone all'antiquark. Entrambi a loro volta possono radiare indipendentemente gluoni. Questa assunzione include automaticamente l'ordinamento angolare ed anche la dipendenza azimutale in maniera ben definita. La catena dei dipoli ricorda da vicino lo schema a stringa di Lund. I parametri in gioco sono il parametro di scala della QCD Λ_{QCD} e la scala a cui viene interrotta la cascata p_t^{min} che corrisponde al Q_0 di JETSET. La variabile di evoluzione della cascata è il momento trasverso al quadrato.

2.5.3 HERWIG

L'evoluzione della cascata di partoni in HERWIG è basata sul formalismo del frazionamento coerente dei partoni, un'estensione della LLA. Tiene conto dei termini logaritmici che provengono dall'emissione soffice e/o collineare di gluoni. HERWIG presta particolare attenzione alla simulazione dei fenomeni di interferenza fra gluoni [30]. I più importanti parametri dell'algoritmo della cascata di partoni sono Λ_{QCD} (QCDLAM), le masse dei quark (RMASS(1-6)) e la massa effettiva del gluone (RMASS(13)). La cascata di partoni in HERWIG 5.8 C è adattata alla sezione d'urto al primo ordine a tre *jet*. Alla fine dell'evoluzione della cascata dei partoni, i gluoni sono forzatamente convertiti in coppie q$\bar{\text{q}}$.

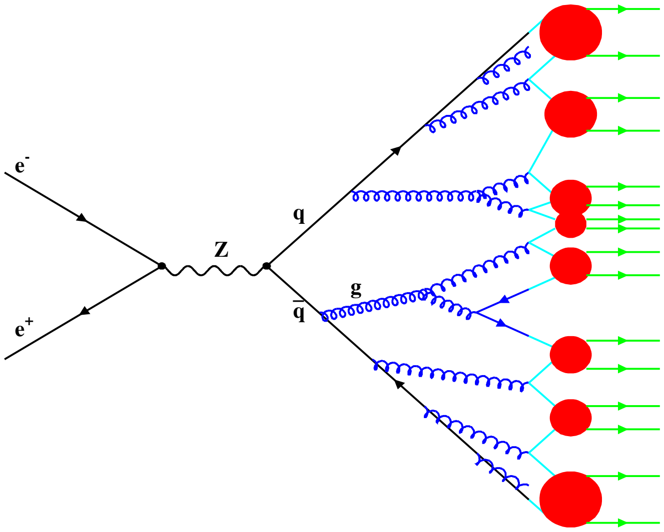


Figura 2.11: *Cascata di partoni, formazione e decadimento dei cluster.*

L'adronizzazione in HERWIG procede attraverso il cosiddetto "algoritmo di *cluster*" basato sul preconfinamento caratteristico della QCD. La carica di colore di un partone è compensata da un partone di anti-colore che è vicino nello spazio delle fasi. La combinazione di oggetti di colore opposto genera *cluster* massivi privi di colore. I *cluster* molto massivi sono divisi in due *cluster* a massa inferiore. Questa divisione è determinata dai parametri CLMAX e CLPOW. CLMAX è la massima massa dei *cluster*. Un *cluster* di massa M_{cl} composto dai quark di massa M_1 e M_2 è diviso in *cluster* più leggeri prima di decadere in adroni se $M_{cl}^{\mathrm{CLPOW}} > \mathrm{CLMAX}^{\mathrm{CLPOW}} + (M_1 + M_2)^{\mathrm{CLPOW}}$. Nel decadimento di *cluster* contenenti quark della fase perturbativa, si tiene conto della direzione originaria di questi quark, con distribuzione gaussiana per l'angolo fra il momento del *cluster* e quello del quark. La deviazione standard di questa distribuzione è data da CLSMR.

Gli adroni si formano nei decadimenti a due corpi dei *cluster* in base allo spazio delle fasi e a fattori determinati dallo spin. Le particelle prodotte ed il loro momento trasverso sono determinati come conseguenza dello spettro di massa dei *cluster*. La produzione dei vari tipi di particella nei decadimenti dei *cluster* è modificabile introducendo dei pesi per i tipi individuali di adroni. Questi sono VECWT, TENWT [2] e DECWT per mesoni vettori o tensori ed il decupletto barionico rispettivamente. I pesi con cui sono prodotti i quark nel frazionamento dei gluoni al termine della cascata dei partoni sono contenuti nel vettore PWT(1-6) (rispettivamente d, u, s, c, b, t).

I decadimenti di particelle leggere sono simulati in HERWIG usando le tavole di decadimento misurate. Le particelle con sapori pesanti decadono attraverso i decadimenti dei quark e la frammentazione successiva.

In tabella 2.2 sono riportati i valori di *default* e i risultati di un recente *fit* di DELPHI ad HERWIG 5.8 C [31].

Parametro	*Default*	Intervallo gen.	Risultati *Fit*		
			Val.	stat.	sist.
QCDLAM	0.18	0.155 - 0.205	0.163	±0.001	$^{+0.004}_{-0.005}$
RMASS(13)	0.75	0.64 - 0.96	0.65	±0.01	$^{+0.02}_{-0.01}$
CLMAX	3.35	2.35 - 4.35	3.48	±0.04	$^{+0.20}_{-0.13}$
CLPOW	2.0	1.0 - 2.0	1.49	±0.04	$^{+0.16}_{-0.08}$
CLSMR	0.	0.0 - 1.0	0.36	±0.04	$^{+0.06}_{-0.01}$
DECWT	1.0	0.0 - 1.0	0.77	±0.08	$^{+0.28}_{-0.24}$
PWT(3)	1.0	0.0 - 1.0	0.83	±0.02	$^{+0.03}_{-0.09}$

Tabella 2.2: *Parametri rilevanti e risultati del fit di [31] per HERWIG 5.8 C.*

2.6 Monte Carlo di DELPHI

Per rendere le previsioni teoriche confrontabili coi risultati sperimentali, anche il comportamento del rivelatore viene simulato in dettaglio con tecnica Monte Carlo. Lo scopo è di ottenere eventi simulati (anche detti eventi Monte Carlo) che hanno lo stesso formato degli eventi reali e che permettono di calcolare le funzioni di trasferimento del rivelatore per le varie osservabili [32]. Al fine di minimizzare l'incidenza delle fluttuazioni statistiche nei confronti fra dati reali e dati simulati, il numero di eventi generati deve essere almeno eguale al numero di eventi reali.

La maggior parte di eventi simulati in DELPHI sono stati prodotti usando il programma JETSET 7.2/7.3/7.4 PS [21]. Piccoli campioni di eventi sono stati prodotti con JETSET ME [21], ARIADNE 4.06 [22] e HERWIG 5.8 C [23] per confronto. Il numero che segue il programma indica la versione, dato che questi programmi sono in continua evoluzione per comprendere nuove opzioni, adattare i parametri di *default*, cambiare le tavole di decadimento.

A titolo di esempio, in tabella 2.3, per alcuni dei parametri rilevanti, sono riportati i valori di *default* del programma JETSET 7.3 PS, i valori utilizzati per il Monte Carlo

---

[2] I multipletti di mesoni con J^{PC} (P è la parità e C la coniugazione di carica) uguali a 1^{+-} e 0^{++} non sono previsti in HERWIG.

1994 di DELPHI e i valori del *fit* globale di JETSET 7.3 PS ricavati da uno studio recente [31].

I valori dei parametri usati per gli eventi Monte Carlo con gli effetti del rivelatore per il 1994 sono stati ottenuti adattando JETSET alle distribuzioni delle particelle cariche osservate nei dati del 1991 e 1992 [31]. È stata anche inclusa la simulazione dell'interferenza di Bose-Einstein usando i valori di [28]. Gli spettri delle particelle identificate sono stati parzialmente adattati ai dati [33]. Per i decadimenti delle particelle (in particolar modo quelle pesanti) sono state usate le tavole di decadimento aggiornate.

Parametro	Nome	*Default*	DELPHI 94	Nuovi Risultati Fit		
				Val.	stat.	sist.
Λ_{QCD}	PARJ(81)	0.4	0.346	0.297	±0.005	$^{+0.012}_{-0.007}$
Q_0	PARJ(82)	1.0	2.25	1.34	±0.08	$^{+0.15}_{-0.09}$
a	PARJ(41)	0.5	0.354	0.409	±0.020	$^{+0.009}_{-0.013}$
b	PARJ(42)	0.9	0.523	(ottimizzato)		
σ_{q}	PARJ(21)	0.35	0.428	0.401	±0.006	$^{+0.003}_{-0.013}$
$P(^1S_0)_{\mathrm{ud}}$	-	0.5	0.423	0.272	±0.030	$^{+0.108}_{-0.008}$
$P(^3S_1)_{\mathrm{ud}}$	-	0.5	0.275	0.306	±0.049	$^{+0.006}_{-0.031}$
$P(^1P_1)_{\mathrm{ud}}$	-	0.	0.067	0.094		
$P(\text{altri stati } P)_{\mathrm{ud}}$	-	0.	0.225	0.305		
$\gamma_{\mathrm{s}}/\gamma_{\mathrm{u}}$	PARJ(2)	0.30	0.28	0.307	±0.007	$^{+0.002}_{-0.017}$
$P(^1S_0)_{\mathrm{s}}$	-	0.4	0.388	0.416	±0.029	$^{+0.015}_{-0.003}$
$P(^3S_1)_{\mathrm{s}}$	-	0.6	0296	0.304	±0.023	$^{+0.017}_{-0.002}$
$P(\text{stati } P)_{\mathrm{s}}$	-	0.	0.280	0.280		
ϵ_{c}	PARJ(54)	-	-0.0305	-0.0372	±0.0008	$^{+0.0020}_{-0.0012}$
$P(^1S_0)_{\mathrm{c}}$	-	0.25	0.25	adatt. ai dati		
$P(^3S_1)_{\mathrm{c}}$	-	0.75	0.40			
$P(\text{stati } P)_{\mathrm{c}}$	-	0.	0.3			
ϵ_{b}	PARJ(55)	-	-0.00233	-0.00284	±0.00006	$^{+0.00013}_{-0.00009}$
$P(^1S_0)_{\mathrm{b}}$	-	0.25	0.1625	adatt. ai dati		
$P(^3S_1)_{\mathrm{b}}$	-	0.75	0.4875			
$P(\text{stati } P)_{\mathrm{b}}$	-	0.	0.3			
$P(\mathrm{qq})/P(\mathrm{q})$	PARJ(1)	0.1	0.10	0.095	±0.001	$^{+0.004}_{-0.002}$
$P(\mathrm{us})/P(\mathrm{ud})/(\gamma_{\mathrm{s}}/\gamma_{\mathrm{u}})$	PARJ(3)	0.4	0.55	adatt. ai dati		
$P(\mathrm{ud}_1)/P(\mathrm{ud}_0)$	PARJ(4)	0.05	0.07	adatt. ai dati		
rid. suppl. diquark primari	PARJ(19)	0.	0.5	adatt. ai dati (solo uds)		

Tabella 2.3: *Insieme dei parametri variati nel Monte Carlo 1994 di DELPHI rispetto ai valori di default e recenti risultati di un fit per JETSET 7.3 PS.*

Bibliografia

[1] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264;
A. Salam, "Elementary particle theory", Almquist and Wiksell, Stockholm 1968.

[2] "WWW pages of the Contemporary Physics Education Project
(URL: http://pdg.lbl.gov/cpep/materials.html)".

[3] L. B. Okun, "Leptons and quarks", North-Holland, Netherlands 1982.

[4] F. Halzen, A.D. Martin, "Quarks and Leptons", John Wiley and Sons Inc., New York 1984.

[5] P. Renton, "Electroweak interactions", Cambridge University Press, Cambridge 1990.

[6] R. P. Feynman, "Photon-Hadron interactions", Benjamin, Reading Mass., 1969.

[7] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214;
G. Zweig, CERN-TH.401, 412 (1964) (non pubblicati).

[8] J. D. Bjorken and E. A. Paschos, Phys. Rev. **185** (1969) 1975;
R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415.

[9] R. J. Barlow et al., "Electron-positron annihilation physics", ed. B. Foster, Adam Hilger, Bristol New York 1990.

[10] "Z Physics at Lep1", ed. G. Altarelli, R. Kleiss e C. Verzegnassi, CERN 98-08, (1989).

[11] G. Kramer, "Theory of jets in e^+e^- annihilation", Springer-Verlag, Berlin 1984.

[12] W. Hofmann, "Jets of hadrons", Springer-Verlag, Berlin 1981.

[13] B. Bambah et al., "QCD Generators", in CERN 89-08 Vol. 3.

[14] F. Gutbrod, G. Kramer, G. Schierholz, Z. Phys. **C21** (1984) 235;
K. Fabricius et al., Z. Phys. **C11** (1981) 315.

[15] R.K. Ellis, D.A. Ross, E.A. Terrano, Phys. Rev. Lett. **45** (1980) 1225;
Nucl. Phys. **B178** (1981) 421.

[16] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[17] A.H. Mueller, Phys. Lett. **104B** (1981) 161;
B.I. Ermolaev, V.S. Fadin, JETP Lett. **33** (1981) 269.

[18] L. Montanet et al., Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994) e "1995 off-year partial update for the 1996 edition available on the PDG WWW pages (URL: http://pdg.lbl.gov/)".

[19] T. Sjöstrand, "QCD and jets at LEP", CERN-TH.5902-90 (1990).

[20] F. James, "Monte Carlo phase space", CERN 68-15 (1968);
F. James, "Monte Carlo theory and practice", CERN DD/80/6 (1980).

[21] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3", CERN-TH.6488/92, September 1992;
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", CERN-TH.7112/93, December 1993.

[22] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[23] G. Marchesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1;
G. Marchesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988) 461;
G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[24] B. Andersson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31.

[25] B. Bambah et al., "QCD Generators", CERN 89-08 Vol. 3 p. 143 ff.

[26] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[27] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** (1983) 31.

[28] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C63** (1994) 17;
Phys. Lett. **B323** (1994) 242;
ibid. **B355** (1995) 415.

[29] G. Gustavson, U. Petterson, Nucl. Phys. **B308** (1988) 746.

[30] B. Bambah et al., "QCD Generators", CERN 89-08 Vol. 3 p. 235 ff.

[31] K. Hamacher and M. Weierstall, "Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data", DELPHI 95-80 PHYS 515, June 1995, contributo #548 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[32] V. Blobel, "Unfolding methods in high energy physics experiments", DESY 84-118, (1984) e CERN 85-09 (1985);
V. B. Anikeev, V. P. Zhigunov, Phys. of Part. and Nucl. **24** Nr. 4 (1993) 424.

[33] A. De Angelis, J. Phys. **G19**, (1993) 1233.

Capitolo 3

Apparato sperimentale

In questo capitolo descrivo brevemente il collisionatore LEP e l'apparato DELPHI dando maggiore enfasi ai rivelatori usati per l'analisi e cioè a quelli di tracciamento (VD, ID, TPC e OD) e di identificazione di particella (B-RICH e TPC).

3.1 Il LEP

Il LEP (*Large Electron-Positron collider*) è un anello di collisione (*collider*) per elettroni e positroni, alloggiato in un tunnel sotterraneo di 26.7 km di circonferenza al confine fra Francia e Svizzera, nei pressi del CERN di Ginevra (figura 3.1). È entrato in funzione nell'estate del 1989.

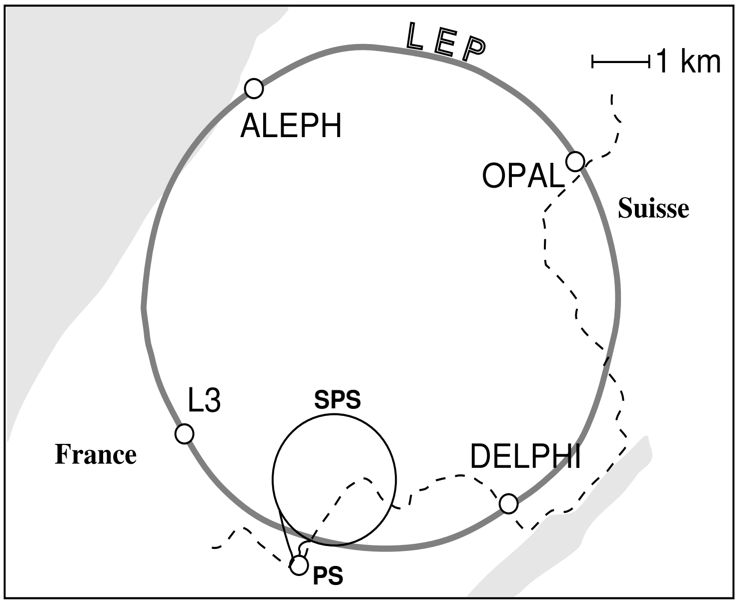


Figura 3.1: *L'anello del LEP ed i siti degli esperimenti*

Il LEP è stato progettato con l'intento di testare alcune predizioni del Modello Standard, attraverso lo studio dei decadimenti dei bosoni intermedi Z e $W^{\pm}$. La scelta di un *collider* piuttosto che di un acceleratore a bersaglio fisso è dovuta alla necessità di avere la massima energia possibile nel centro di massa. Negli esperimenti a bersaglio fisso infatti, l'energia disponibile $\sqrt{s_{BF}}$ nel centro di massa, se E è l'energia del fascio ed m è la massa del bersaglio, vale:

$$\sqrt{s_{BF}} = \sqrt{2m(m+E)}; \tag{3.1}$$

negli acceleratori a fasci incrociati come il LEP l'energia disponibile $\sqrt{s_{FI}}$ nel centro di massa vale:

$$\sqrt{s_{FI}} = 2E. \tag{3.2}$$

Per $E \gg m$ e a parità di energia dei fasci risulta:

$$\sqrt{s_{BF}} \approx \sqrt{2mE} \ll \sqrt{s_{FI}}. \tag{3.3}$$

La scelta dei leptoni anzichè adroni è giustificata dal fatto che, allo stato attuale delle nostre conoscenze, i leptoni si possono cosiderare come particelle puntiformi, prive di struttura interna; lo stato iniziale della collisione e^+e^- è quindi meno complesso degli stati iniziali delle collisioni fra adroni. Inoltre i leptoni non sono soggetti all'interazione forte, quindi esiste almeno un vertice elettrodebole cui è associata una costante di accoppiamento $\ll 1$ che rende possibile un approccio perturbativo al calcolo della sezione d'urto.

Nell'anello del LEP circolano in senso opposto elettroni e positroni. Le particelle sono curvate da 3368 dipoli e focalizzate da 808 quadrupoli in modo tale da ottenere fasci aventi, nel piano ortogonale ai fasci, dimensioni orizzontali (asse x) di circa 200 μm e verticali (asse y) di circa 8 μm; la perdita di energia dovuta alla radiazione di sincrotrone è compensata dall'accelerazione fornita da cavità a radio-frequenza (figura 3.2).

Nella fase attuale l'energia disponibile nel centro di massa è di circa 91 GeV (intorno alla risonanza della Z), a partire dal 1996 l'energia verrà innalzata oltre la soglia di produzione della coppia W^+W^-, con l'utilizzo di nuove cavità superconduttrici.

Un parametro importante per un acceleratore è la luminosità L, definita come fattore di proporzionalità tra il numero di eventi prodotti nell'unità di tempo N_{ev} e la sezione d'urto del processo σ:

$$N_{ev} = L\sigma. \tag{3.4}$$

Tale parametro dipende dalle caratteristiche della macchina e dei fasci, secondo la formula:

$$L = \frac{N_{e^+} N_{e^-} k f}{4\pi S_x S_y} \tag{3.5}$$

ove:

- N è il il numero di particelle contenute in un fascio,
- f è la frequenza di rivoluzione,
- k è il numero di pacchetti,
- S_x e S_y sono le estensioni dei pacchetti nel piano xy (ortogonale alla direzione dei fasci) supponendo la loro forma gaussiana.

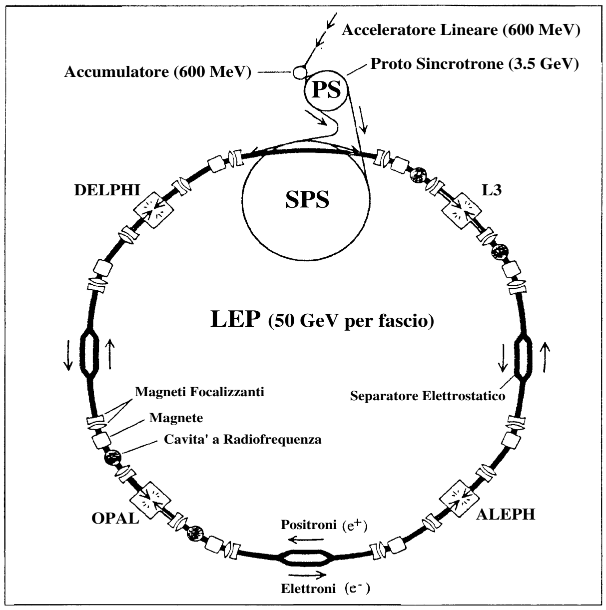


Figura 3.2: *Catena di accelerazione del LEP ed elementi fondamentali della macchina*

La luminosità massima raggiunta dal LEP è stata dell'ordine di $2.4 \times 10^{31} \mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$.

Gli elettroni e i positroni immessi nel LEP provengono dalla catena di accelerazione schematizzata in figura 3.2. I positroni sono prodotti dall'acceleratore lineare LIL-V; un secondo acceleratore lineare, LIL-W, inietta elettroni e positroni all'energia di 600 MeV nell'accumulatore EPA (*Electron-Positron Accumulation ring*) che a sua volta cede le particelle al PS (*Proton Synchrotron*) ove i fasci sono accelerati fino a 3.5 GeV. Un'accelerazione ulteriore avviene nel sincrotrone SPS (*Super Proton Synchrotron*) in cui i fasci raggiungono 20 GeV; successivamente i pacchetti sono iniettati nel LEP ove raggiungono l'energia finale di 45 GeV.

I fasci di e^+e^- collidono in quattro punti in corrispondenza dei quali sono stati costruiti i quattro rivelatori: DELPHI, ALEPH, OPAL ed L3 (figure 3.1,3.2).

3.2 L'apparato DELPHI

DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*, [1]) è un rivelatore di particelle a scopo generale per la fisica e^+e^-. È stato progettato per fornire identificazione di particelle, tracciamento tridimensionale, alta granularità e precisa determinazione di vertici. Dal 1989 al 1995 DELPHI ha raccolto più di 4 milioni di decadimenti adronici della Z (tabella 3.1).

1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	Totale
13K	125K	275K	751K	755K	1484K	680K	4083K

Tabella 3.1: *Numero di eventi adronici raccolti anno per anno.*

DELPHI ha una simmetria cilindrica attorno all'asse dei fasci, comune anche agli altri tre rivelatori di LEP, e si compone essenzialmente di una parte centrale, detta *barrel* (barile), e di due basi alle estremità, dette *endcap* (tappi); l'insieme dei rivelatori che compone DELPHI copre il 90% dell'angolo solido. Una vista schematica del *barrel* e di un *endcap* è riportata in figura 3.3.

Nel sistema di riferimento cartesiano xyz che useremo, l'origine è situata nel centro di DELPHI. L'asse z è parallelo al vettore momento del fascio degli elettroni. L'asse x punta da DELPHI al centro dell'anello del LEP e giace in un piano orizzontale senza seguire i 13.23 mrad di inclinazione dell'anello del LEP. L'asse y è invece ruotato di 3.603 mrad rispetto alla verticale e punta verso l'alto. Useremo anche un sistema di coordinare sferiche $r\theta\phi$ dove r è la distanza dall'origine, θ l'angolo polare all'asse z e ϕ l'angolo azimutale. Per la simmetria cilindrica dell'apparato, talvolta sarà comodo usare un sistema di coordinate cilindriche $R\phi z$, dove R è la distanza radiale ($R = \sqrt{x^2 + y^2}$).

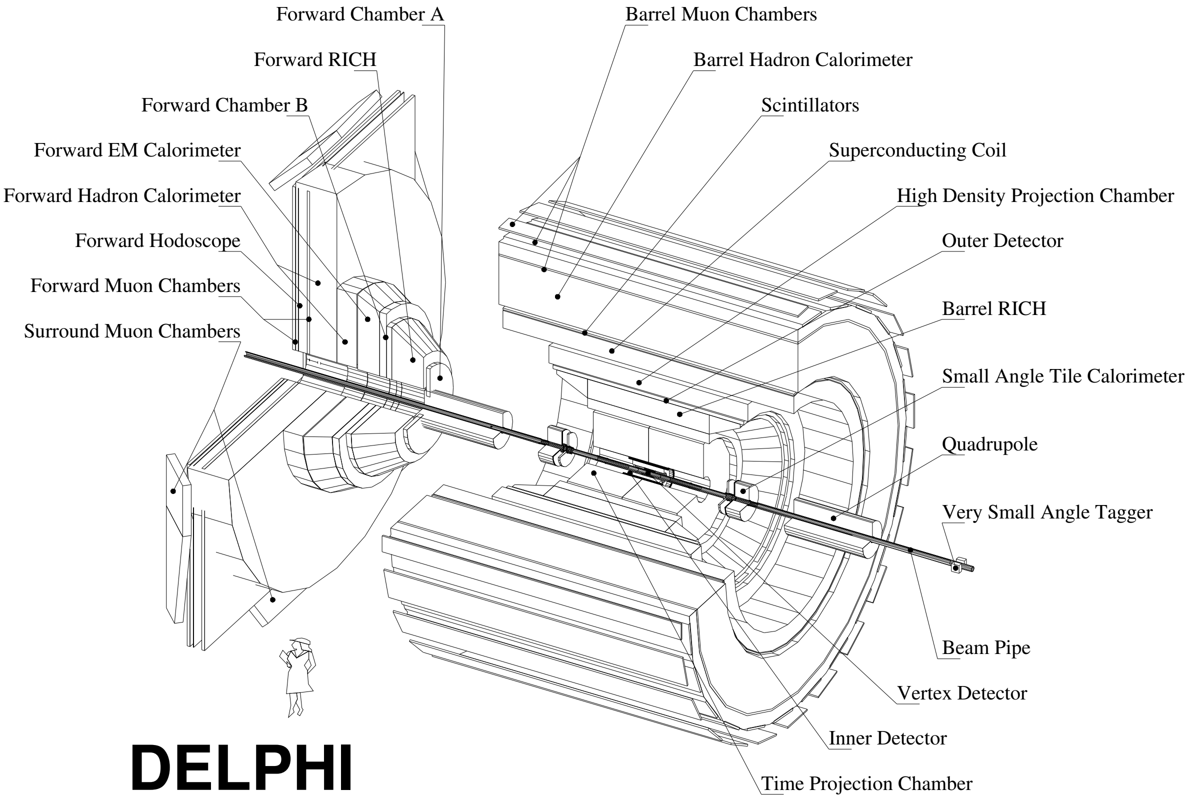


Figura 3.3: *Spaccato di DELPHI*

Una descrizione dettagliata dell'apparato può essere trovata in [1]. Le caratteristiche rilevanti per l'analisi degli stati finali adronici (con particolare enfasi per la rivelazione di particelle cariche) sono descritte per esempio in [2].

DELPHI ricostruisce le tracce delle particelle cariche utilizzando i seguenti rivelatori:

- rivelatore di vertice (*Vertex Detector*, VD)

- rivelatore interno (*Inner Detector*, ID)
- camera a proiezione temporale (*Time Projection Chamber*, TPC)
- rivelatore esterno (*Outer Detector*, OD)
- camere in avanti A e B (*Forward Chamber A, B*, rispettivamente FCA e FCB)
- camere centrali ed in avanti per i muoni (*MUon Barrel, Forward* MUB e MUF)

Il valore della quantità di moto delle particelle cariche è ricavato dalla misura della curvatura nel campo magnetico di DELPHI (campo uniforme di 1.2 T diretto lungo l'asse del fascio). L'energia di elettroni e fotoni è misurata dai calorimetri elettromagnetici HPC e FEMC. Le particelle cariche possono essere identificate o in base alla misura della loro velocità, utilizzando i contatori Cherenkov ad immagine anulare (B-RICH e F-RICH), oppure in base alla loro perdita di energia per ionizzazione campionata dai fili della TPC. I RICH caratterizzano DELPHI rispetto agli altri 3 esperimenti in quanto permettono di identificare $\pi^{\pm}$ $K^{\pm}$ e p ($\bar{p}$) in ampio intervallo di momento.

Rivelatore	Accettanza R in cm	Accettanza $\theta(^{\circ})$	N^{o} di punti per traccia	Risoluzione per punto (σ in μm)
VD	6.3/9.0/10.9	31-149	3	$R\phi$: 7.6
VD (dal 1994)	6.3/9.0/10.9	25-155	$3\times R\phi$ $2\times z$	$R\phi$: 7.6; $z : 9 \div 32$
ID (cam. int.)	12-23	23-157	24	$R\phi :\ 75 \div 125$
ID (cam. est.)	23-28	30-150	5	$R\phi : 200;\ z : 500 \div 1000$
TPC	35-111	20-160	16 (192)	$R\phi$: 250; $z : 880$
OD	197-206	43-137	$5 \times R\phi$ $\ 3 \times z$	$R\phi$: 110

Tabella 3.2: *Le risoluzioni dei vari rivelatori di tracciamento*

Nelle analisi che descriverò nei capitoli successivi mi sono avvalso soprattutto delle informazioni fornite dai rivelatori di tracciamento della parte centrale (le cui risoluzioni [1, 3] sono riportate in tabella 3.2) e dai rivelatori che identificano gli adroni carichi. Di questi rivelatori darò ora una breve descrizione.

3.2.1 Il rivelatore di vertice VD

Il VD [1, 3, 4] è costituito da tre cilindri concentrici, posti ad un raggio medio di 6.3, 9.0, 10.9 cm dal vertice di interazione. Ogni cilindro consiste di 96 moduli di *microstrip* (diodi a microstriscia di silicio spessi 300 μm), 4 lungo z e 24 lungo ϕ, con una sovrapposizione di circa il 10%. Le *microstrip* hanno un passo di 25 μm. Viene letta una *strip* su due, mentre il segnale delle *strip* non lette direttamente viene trasferito alle vicine per accoppiamento capacitivo. I piani del cilindro più piccolo misurano 52 mm × 19.2 mm (lunghezza × larghezza) per un totale di 384 canali di lettura. Quelli del cilindro intermedio misurano 59 mm × 25.6 mm per un totale di 512 canali di lettura. Quelli del cilindro esterno misurano 59 mm × 32 mm per un totale di 640 canali di lettura. La risoluzione media che si riesce ad ottenere è di 7.6 μm per il singolo punto (mediata su tutti i settori ed

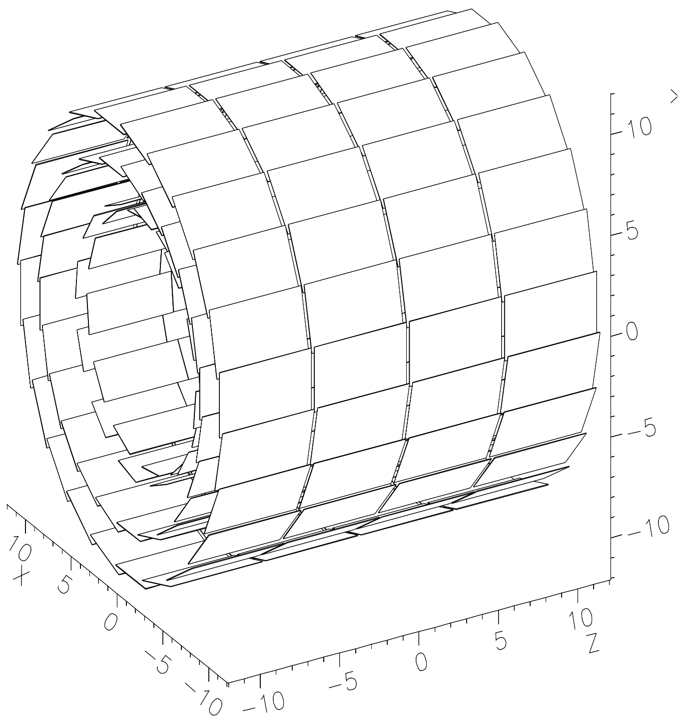


Figura 3.4: *Rivelatore di vertice di DELPHI*

angoli di incidenza delle tracce) ed inferiore a 100 μm per la separazione tra due tracce. L'obiettivo principale di questo rivelatore è una misura molto accurata nel piano $R\phi$ del parametro di impatto (il parametro di impatto di una traccia rispetto ad un punto è la distanza minima tra punto e traccia). Nel nostro caso il punto di riferimento è il punto di decadimento della Z (vertice primario). La risoluzione sul parametro di impatto ϵ può essere parametrizzata nel seguente modo:

$$\sigma(\epsilon) = \sqrt{\sigma_\infty^2 + \frac{\sigma_{sm}^2}{p_t^2}} \tag{3.6}$$

dove σ_∞ è la risoluzione asintotica, legata principalmente agli errori di determinazione del vertice primario e di allineamento tra i rivelatori e σ_{sm} è un termine dovuto allo *scattering* multiplo, il cui contributo decresce al crescere del momento trasverso ($p_t = p_{xy}$ in GeV/c). I valori misurati per questi due parametri sono $\sigma_\infty = 24$ μm, $\sigma_{sm} = 69$ μm. L'efficienza sul singolo punto è del 98%.

A partire dal 1994 il primo (*Closer*) ed il terzo (*Outer*) strato sono stati equipaggiati con rivelatori al silicio a doppia faccia, aventi *strip* ortogonali nella faccia opposta, permettendo la misura anche della coordinata Rz. È stata inoltre aumentata la copertura in angolo polare dello strato *Closer* a $25° \leq \theta \leq 155°$. Il passo di lettura per la coordinata $|z|$ nello strato *Closer* varia fra 49.5 μm per angoli polari $59° \leq \theta \leq 90°$, 99 μm nella regione intermedia $39° \leq \theta \leq 59°$ e 150 μm nella regione più in avanti $25° \leq \theta \leq 39°$. Nello stato *Outer* i passi di lettura sono di 42 e 84 μm. I diversi valori del passo delle *strip* sono scelti in modo da ottimizzare la risoluzione. La precisione sul singolo punto della coordinata z è funzione dell'angolo di incidenza della traccia e raggiunge il valore di 9 μm per tracce perpendicolari ai moduli.

3.2.2 Il rivelatore interno ID

L'ID [1, 3, 5] è posto esternamente al rivelatore di vertice ed è costituito da due camere concentriche:

- una camera interna a deriva di raggio compreso fra 12 e 23 cm, divisa in 24 settori azimutali. Fornisce fino a 24 punti per traccia e per angoli polari $23° \leq \theta \leq 157°$ una traccia che attraversa il volume del rivelatore dà segnale in almeno 10 fili.

- una parte esterna dotata di cinque strati camere proporzionali a simmetria cilindrica con fili sensibili distanziati di 8 mm l'uno dall'altro (192 fili per strato), e di *strip* circolari di catodi che danno l'informazione Rz.

Le caratteristiche principali di questo rivelatore sono l'estrema velocità di risposta al segnale (dell'ordine del ns) nella sua parte proporzionale e la capacità di distinguere tracce molto vicine (circa 1 mm). La risoluzione sul singolo filo varia fra 75 e 150 μm a seconda della distanza di deriva. La risoluzione nelle camere proporzionali è dell'ordine di 0.2 mm in $R\phi$ e varia fra 0.5-1 mm in z a seconda di θ. I materiali utilizzati sono pensati in modo da minimizzare la probabilità di conversione dei fotoni e la diffusione multipla.

3.2.3 La camera a proiezione temporale TPC

La TPC [1, 3, 8] è il principale strumento di tracciamento di DELPHI. È una camera di forma cilindrica le cui dimensioni radiali sono comprese tra 29 e 122 cm, la lunghezza in direzione z è di 300 cm. Le due estremità sono divise in 6 settori azimutali piatti, ognuno dotato di 192 fili sensibili e 16 file circolari di piccoli elementi rettangolari detti *pad*, con spaziatura costante. Il rivelatore può cosí fornire fino a 16 punti spaziali per particelle la cui traiettoria è compresa fra i raggi di 36 e 106 cm e per angoli polari $38° \leq \theta \leq 157°$. Almeno tre file di *pad* sono attraversate per angoli polari $20° \leq \theta \leq 160°$. La regione morta fra i *pad* di settori adiacenti corrisponde al 4% del piano $R\phi$.

Si può riassumere brevemente il principio di funzionamento di questo rivelatore come segue. La miscela di argon (80%) e metano (20%) contenuta al suo interno viene ionizzata dal passaggio delle particelle cariche. Gli elettroni cosí liberati si muovono a deriva per effetto del campo elettrico di 150 V/cm (parallelo all'asse z) verso le estremità della camera (anodo). Il campo elettrico è creato da una membrana centrale mantenuta ad un potenziale di 22.5 kV rispetto alle estremità. Il campo magnetico, parallelo a quello elettrico, giuoca un ruolo essenziale: la diffusione trarversa alla direzione z degli elettroni nel gas è confinata dal campo magnetico lungo tutta la deriva. Quando raggiungono le estremità, gli elettroni sono rivelati da camere proporzionali multi-fili costituite da una griglia formata da un'alternanza di fili di campo e di fili sensibili a potenziale positivo; in vicinanza di questi ultimi gli elettroni si moltiplicano a valanga, il che permette di raccogliere una carica amplificata proporzionale alla ionizzazione. La goccia di carica che si sviluppa localmente sul filo anodico induce un segnale sui *pad* retrostanti permettendo la misura delle coordinate R e ϕ del punto di ionizzazione.

Inoltre la conoscenza della velocità di deriva ($v_D \simeq 67$ mm/μs nota con una precisione migliore di 2×10^{-4}) e dell'istante in cui gli elettroni arrivano all'anodo, permette di risalire all cordinata z del punto di ionizzazione. La velocità di deriva viene determinata da calibrazioni con tracce laser fuori dai periodi di fisica e viene controllata continuamente durante la presa dati.

In questo modo la TPC gioca il ruolo chiave di fornire una ricostruzione tridimensionle completa delle tracce cariche.

La precisione media nella determinazione delle coordinate di ciascun punto per tracce nei decadimenti adronici della Z è $\sigma(R\phi) \simeq 250$ μm e $\sigma(z) \simeq 880$ μm; due tracce possono essere separate se distano più di 1 cm in $R\phi$.

Il segnale raccolto dai fili sensibili viene anche usato per l'identificazione di particella. La perdita di energia per unità di lunghezza di una particella carica (dE/dX) è misurata dai fili sensibili come la media troncata all'80% delle ampiezze dei segnali dei fili. La misura si considera significativa se almeno 30 fili contribuiscono alla misura della perdita di energia. Più del 30% delle tracce con momento p superiore a 1 GeV/c non hanno informazione di dE/dX perché o si trovano troppo vicine ad un'altra traccia per poter essere separate, o perché il numero di campionamenti è insufficiente.

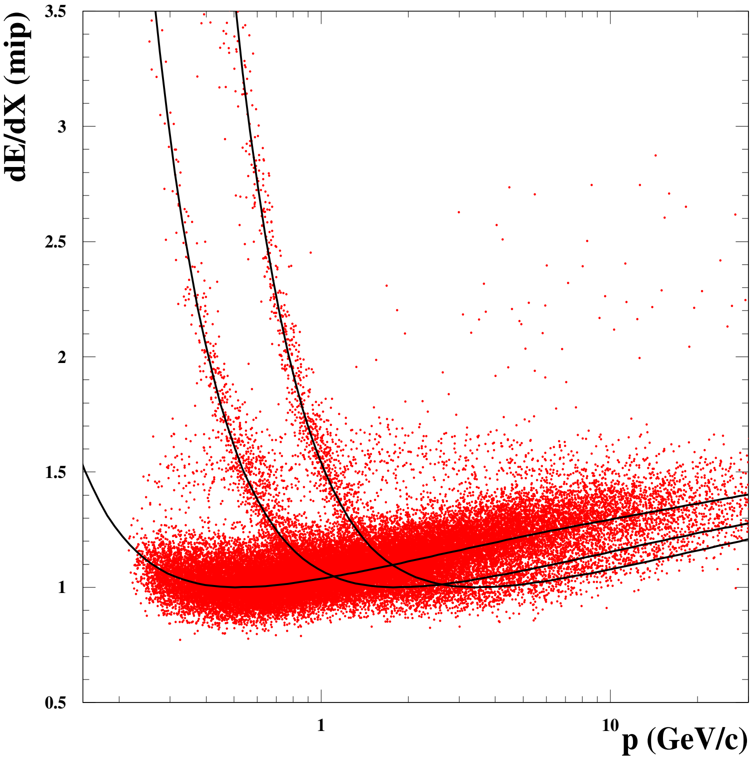


Figura 3.5: *dE/dX in funzione di p, curve teoriche e punti sperimentali per un campione di decadimenti adronici della Z.*

La quantità media di energia che una particella carica perde per ionizzazione attraversando un materiale denso è descritta, per particelle moderatamente relativistiche, dall'equazione di Bethe-Bloch [7]. La perdita di energia dipende dalla velocità β della particella. Decresce per bassi valori di γ come $1/\beta^2$, raggiunge il minimo per $\gamma \simeq 3.2$

e poi, dopo una zona pressoché piatta (minimo di ionizzazione) risale lentamente per $\gamma > 4$. In merito alla relazione tra massa m, momento e velocità ($p = cm\gamma\beta$), si hanno diversi andamenti di dE/dX in funzione di p per particelle con massa diversa. La figura 3.5 mostra l'andamento atteso della dE/dX per pioni, $\mathrm{K}^{\pm}$ e protoni e li confronta con i punti sperimentali ottenuti dalla TPC di DELPHI. In figura 3.6 sono mostrati i valori che si ottengono da campioni arricchiti di pioni dai decadimenti di K^0_S e di protoni dai decadimenti di Λ.

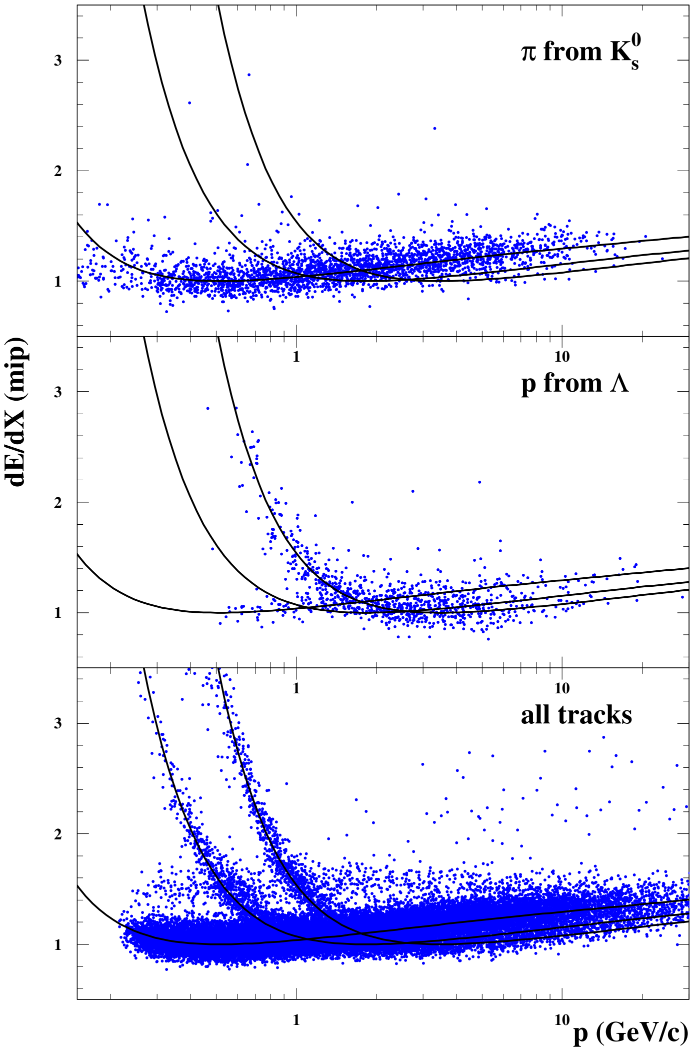


Figura 3.6: *dE/dX in funzione di p, curve teoriche e punti sperimentali nei campioni arricchiti di pioni dai decadimenti di K^0_S, in quelli arricchiti di protoni dai decadimenti di Λ e per le tracce cariche in genere.*

L'errore relativo $\sigma(dE/dX)/(dE/dX)$ per muoni di 45 GeV/c è del 5.2%. Oltre che la risoluzione e l'errore relativo, un parametro importante nel caso di identificazione di particella è la separazione tipica, in deviazioni standard σ, fra le diverse specie di particelle negli eventi adronici. L'errore relativo che si ottiene negli eventi adronici (dai pioni carichi dei decadimenti dei K^0_S) per momenti superiori a 2 GeV/c è del 6.7%; ciò permette una separazione fra elettroni e pioni superiore a 3 σ per momenti minori di 4.5 GeV/c ed una separazione π/K di 1 σ sopra i 2 GeV/c. Sebbene questi valori non permettano una vera e propria identificazione degli adroni carichi, l'informazione della dE/dX può essere utilizzata su base statistica per ridurre il rumore combinatoriale in molte analisi, o per ridurre le riflessioni nella ricostruzione dei decadimenti di alcune particelle, come succede per $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$ e Λ.

3.2.4 Il rivelatore esterno OD

L'OD [1, 3, 8] è costituito da 5 piani di tubi a deriva (per un totale di 3500) operanti in modo *limited streamer* allineati parallelamente all'asse del fascio lungo 4.6 m, il che permette di rivelare tracce aventi un angolo polare $42° \leq \theta \leq 138°$. La precisione in $R\phi$ sul singolo punto è $\sigma(R\phi) \simeq 110$ μm indipendentemente dalla distanza di deriva, e per la coordinata z vale $\sigma(z) \simeq 5$ cm.

Vista la considerevole distanza dall'asse del fascio ($197 \leq R \leq 206$ cm), l'OD migliora la risoluzione in momento, specialmente per le tracce più energetiche, ed inoltre fornisce una misura di $R\phi$ e di z, con una risposta in tempi molto brevi, contribuendo quindi, con l'ID, ad una rapida selezione degli eventi.

3.2.5 Prestazioni del sistema di tracciamento

La risoluzione in momento che si ottiene dal sistema di tracciamento nella regione centrale per coppie di muoni dai decadimenti $Z \to \mu^+\mu^-$ per eventi in cui l'acollinearità dei due muoni è inferiore a 0.15° per rimuovere decadimenti radiativi e per cui le tracce abbiano informazione da tutti i rivelatori del *barrel* (VD, ID, TPC, OD) vale

$$\sigma(1/p) = 0.57 \times 10^{-3}\ (\mathrm{GeV}/c)^{-1}. \tag{3.7}$$

In tabella 3.3 si riassume la risoluzione in momento per muoni di 45 GeV/c con diverse combinazioni di rivelatori di tracciamento inclusi nei *fit* di traccia.

Rivelatori	$\sigma(1/p)(\mathrm{GeV}/c)^{-1}$
VD+ID+TPC+OD	0.6×10^{-3}
ID+TPC+OD	1.1×10^{-3}
VD+ID+TPC	1.7×10^{-3}

Tabella 3.3: *Risoluzioni in momento per muoni di 45* GeV/c.

Le risoluzioni che si ottengono sui parametri delle tracce ad altri momenti possono essere stimate confrontando parametri generati e ricostruiti in un campione di decadimenti adronici simulati della Z. Gli eventi sono stati generati col programma Monte Carlo JETSET 7.4 *Parton Shower* [9]. Gli effetti dovuti al rivelatore sono stati simulati col programma DELSIM [10]. Le particelle generate sono seguite attraverso la geometria dettagliata di DELPHI e viene simulata la risposta digitalizzata di ciascun rivelatore. Questi dati sono stati poi processati con lo stesso programma di ricostruzione di DELPHI (DELANA [11]) dei dati reali.

La figura 3.7(a) mostra l'andamento della σ della distribuzione della differenza fra momenti ricostruiti e simulati in funzione dell'angolo polare θ, per campioni di tracce in diversi intervalli di momento. Come si può vedere la risoluzione è essenzialmente costante nella regione del *barrel* per un dato momento, ma si deteriora nelle regioni molto in avanti del rivelatore. Le variazione della risoluzione media per tracce nella regione del *barrel* ($50° \leq \theta \leq 130°$) in funzione del momento è mostrata in figura 3.7(b). La risoluzione peggiora sotto $p \sim 3$ GeV/c a causa dello *scattering* multiplo. Analoghi grafici per la risoluzione in angolo azimutale ϕ sono mostrati nelle figure 3.7(c) e 3.7(d), mentre quelli per l'angolo polare θ sono mostrati in 3.7(e) e 3.7(f).

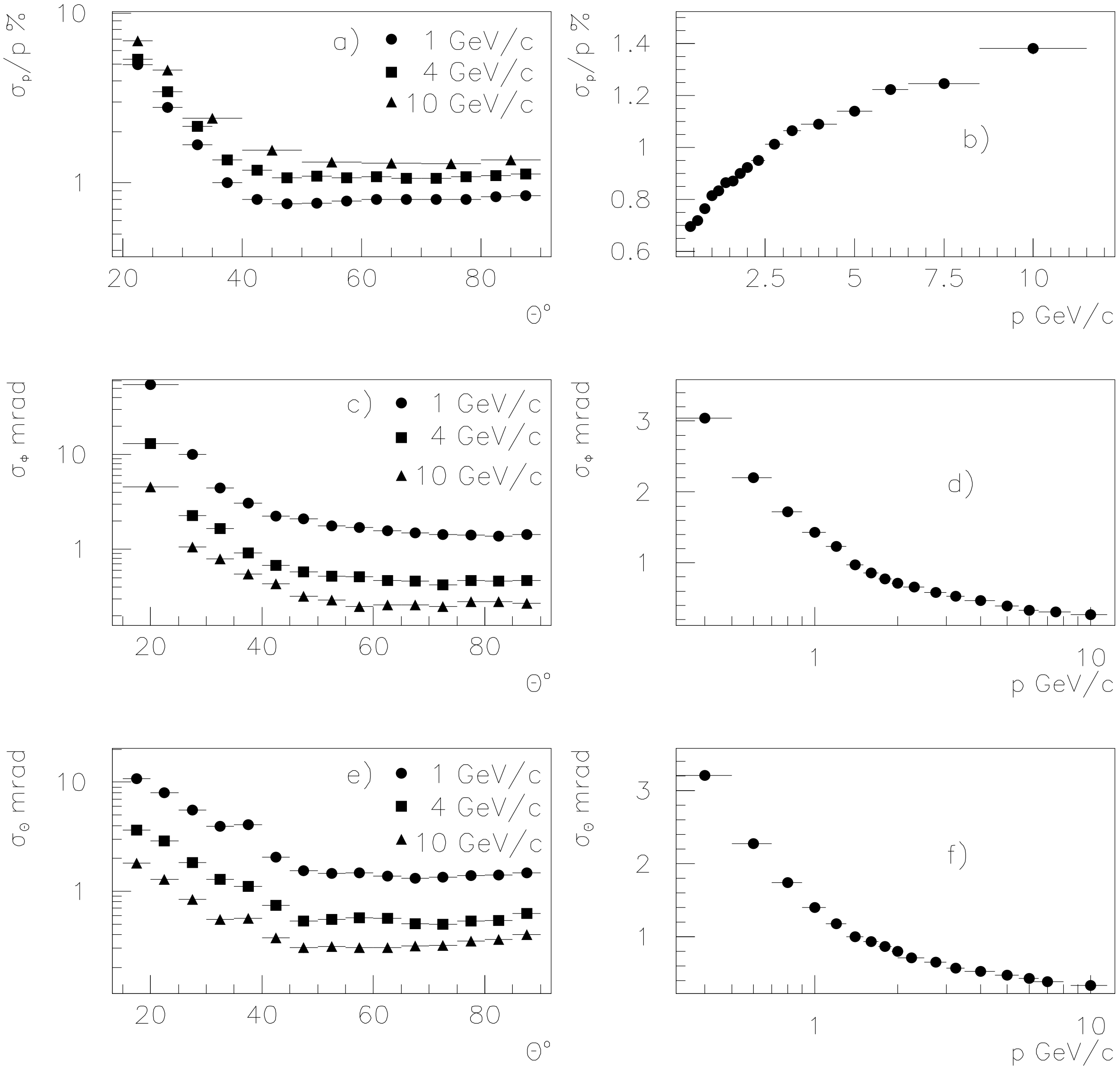


Figura 3.7: *Risoluzioni sui parametri* p, ϕ, θ *delle tracce:* $\sigma_p/p(\%)$ *(a) e (b),* σ_ϕ *(c) e (d),* σ_θ *(e) e (f) in funzione dell'angolo polare e per diversi momenti (a) (c) e (e) e del momento (b) (d) e (f).*

3.2.6 Il rivelatore Cherenkov B-RICH

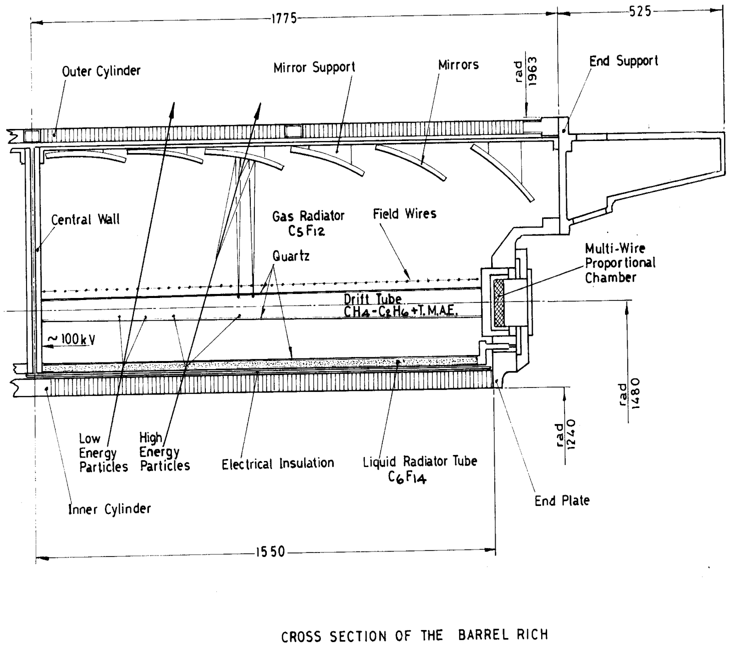


Figura 3.8: *Il B-RICH, 1/4 del rivelatore in sezione*

Il B-RICH (*Barrel Ring Imaging CHerenkov* [1, 3, 12]) di DELPHI è lungo 3.5 m e copre angoli polari fra 48° e 132°. È inserito fra la TPC e l'OD, il raggio interno è di 123 cm, quello esterno di 197 cm. Identifica le particelle cariche misurando l'angolo di emissione della luce Cherenkov che combinato col valore del momento dà una misura della massa. La luce Cherenkov viene focalizzata da una serie di specchi parabolici su un tubo a deriva. Il segnale viene infine raccolto da una camera proporzionale a multifili.

Per produrre radiazione la particella carica deve superare il valore critico della velocità della luce nel mezzo che attraversa. La relazione tra l'angolo di emissione θ_c del cono di luce (rispetto alla linea di volo della traccia) e la velocità β è data dalla formula:

$$cos\theta_c = \frac{1}{\beta n} = \frac{1}{n\sqrt{1 - 1/\gamma^2}} \tag{3.8}$$

ove n è l'indice di rifrazione nel mezzo, funzione della lunghezza d'onda λ considerata. Fissata la lunghezza d'onda osservata ed il mezzo radiante, è definito l'indice di rifrazione e quindi il valore di soglia γ_s sotto il quale non c'è emissione di fotoni ed il valore di saturazione dell'angolo θ_c. Il numero di fotoni emessi è proporzionale a $\sin^2 \theta_c$.

La massa della particella carica si estrae usando l'informazione dell'angolo Cherenkov combinata con la misura del momento secondo la relazione:

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

Radiatore	$n_{\lambda=7\ \mathrm{eV}}$	γ_s	θ_c^{sat} (rad)	Foto-elettroni	σ (m rad)	$\sigma(\theta_c)$ (m rad)
Liquido C_6F_{14}	1.283	1.60	0.6767	12.0	13.6	5.2
Gassoso C_5F_{12}	1.00192	14.8	0.0675	8.4	4.5	1.9

Tabella 3.4: *Caratteristiche dei due diversi radiatori*

Per coprire un ampio intervallo di momento, il B-RICH di DELPHI usa due radiatori differenti (vedi figura 3.8), uno liquido a perfluorexano (C_6F_{14}) che permette una separazione fra gli angoli Cherenkov del π e del K maggiore di 3σ da 0.8 GeV/c a 3 GeV/c ed uno gassoso a perfluorpentano (C_5F_{12}) che separa meglio di 3σ K da pioni da 2.5 GeV/c a 20 GeV/c. In tabella 3.3 sono riportati, per i due radiatori, gli indici di rifrazione, i valori

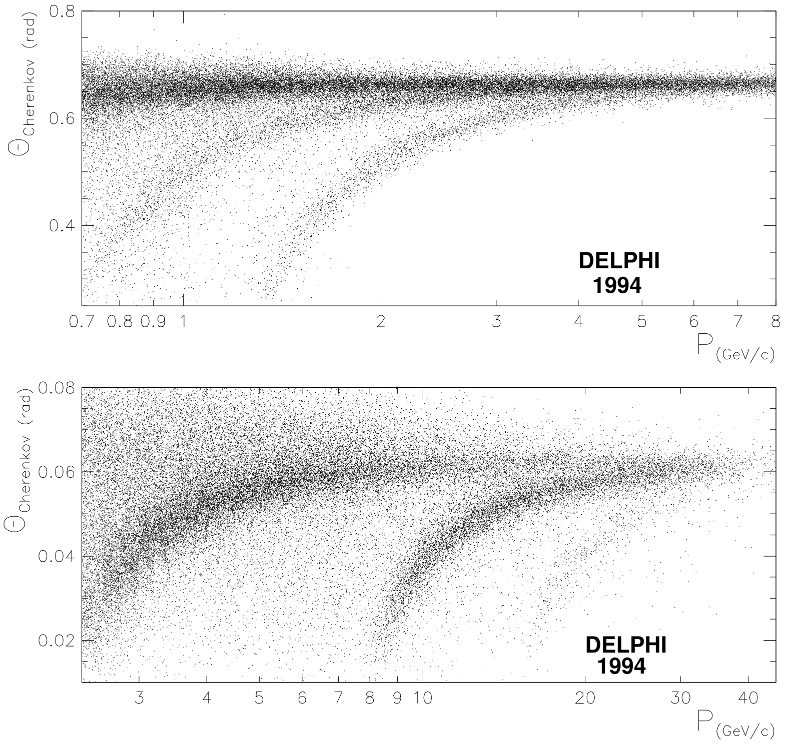


Figura 3.9: *Angolo Cherenkov medio per traccia in funzione del momento in eventi adronici nel B-RICH, per i radiatori liquido (in alto) e gassoso (in basso).*

critici, il numero medio di fotoelettroni, le risoluzioni tipiche per il singolo fotoelettrone e l'angolo Cherenkov ricostruito. In figura 3.9 sono riportati gli angoli Cherenkov medi per traccia in funzione del momento per eventi adronici nei due radiatori. In entrambi i grafici la banda più alta corrisponde ai pioni, quella intermedia ai K e quella inferiore ai protoni.

Sono stati sviluppati diversi algoritmi che identificano le particelle cariche utilizzando le informazioni del RICH [3]. L'identificazione di K^0_S e Λ gioca un ruolo importante per collaudare le prestazioni di questi algoritmi. Efficienze e contaminazioni delle tracce cariche identificate da questi algoritmi possono infatti venir controllate direttamente dai dati utilizzando campioni di pioni e protoni provenienti dai decadimenti di K^0_S e Λ. In figura 3.10 sono riportate le frazioni di particelle di tipo X (π,$K^\pm$,p) assegnate al tipo Y ($K^\pm$,p) da uno di questi algoritmi in funzione del momento, confrontando i risultati della simulazione (curve) con quelli dei dati stessi forniti da K^0_S e Λ (punti). In figura 3.10(a) la frazione di protoni (linea continua) e K (linea tratteggiata) identificati come K in un campione di eventi simulati in funzione del momento. I valori che si trovano nei dati reali per protoni provenienti dai decadimenti di Λ sono mostrati coi punti sovrapposti. Nella 3.10(b) stessa cosa ma per particelle identificate come protoni. Nella 3.10(c) la frazione di pioni (linea continua) identificati come K nel campione di eventi simulati. I valori che si trovano nei dati reali per pioni provenienti dai decadimenti di K^0_S sono mostrati coi punti sovrapposti. La 3.10(d) è come al punto (c) ma per particelle identificate come protoni.

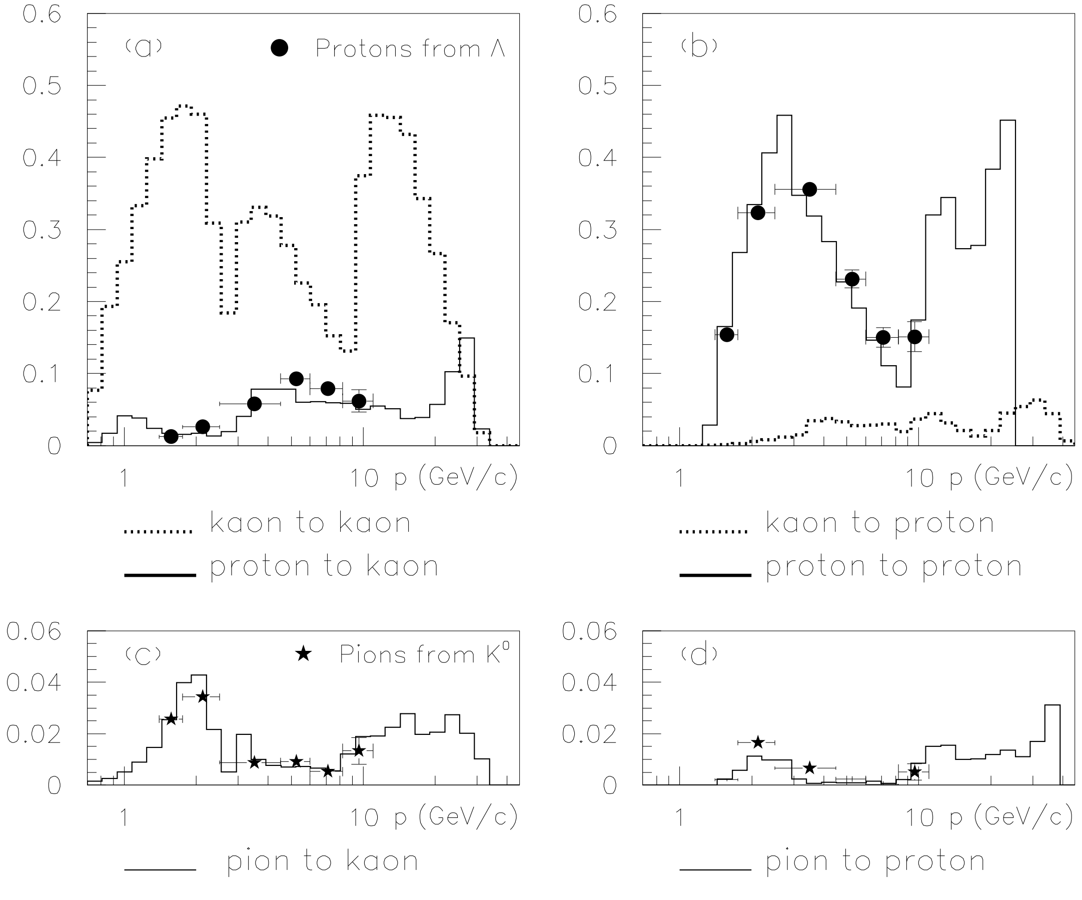


Figura 3.10: *Test delle prestazioni di uno degli algoritmi di identificazione [3].*

3.2.7 Prestazioni del sistema di identificazione

Le informazioni fornite dalla TPC e dal RICH permettono a DELPHI di identificare le particelle cariche su quasi tutto l'intervallo di momento osservato a LEP1. In figura 3.11 sono riportati il dE/dX e gli angoli Cherenkov in funzione del momento, per un campione di decadimenti adronici della Z simulati.

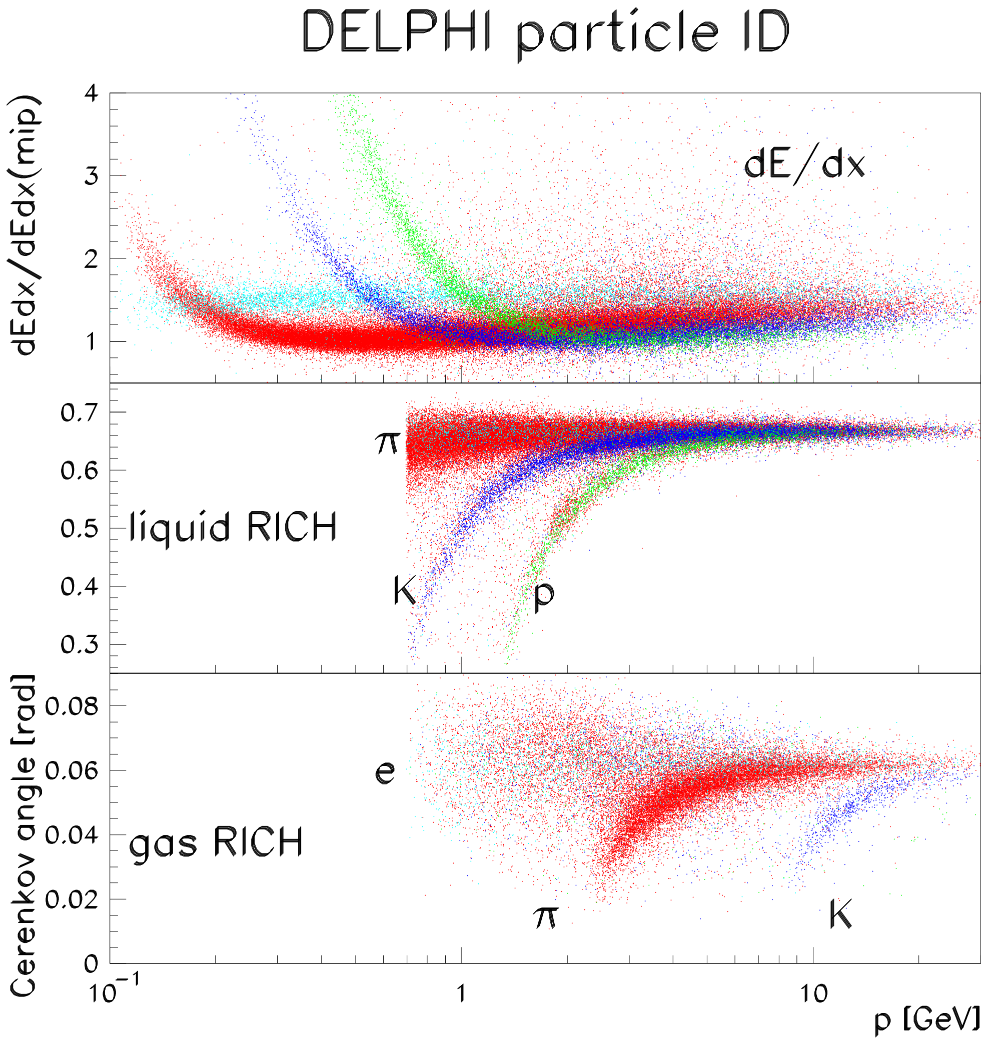


Figura 3.11: *Informazioni del dE/dX e del RICH per un campione di decadimenti adronici della Z simulati. Sulla scala orizzontale il momento delle particelle cariche.*

Queste informazioni possono venir espresse in termini di probabilità per le varie ipotesi $\pi^{\pm}$, $\mathrm{K}^{\pm}$ e $\mathrm{p}(\bar{\mathrm{p}})$ [13]. Oppure possono venir combinate e dare i diversi livelli di identificazione per $\mathrm{K}^{\pm}$ e $\mathrm{p}(\bar{\mathrm{p}})$ (*loose, standard* e *tight*) corrispondenti a diverse purezze, come descritto in [3]. Per purezza di identificazione della particella del tipo X si intende qui la frazione effettiva di particelle X presenti nel campione identificato come X. Ad esempio il livello *standard* dei $\mathrm{K}^{\pm}$ permette di identificare $\mathrm{K}^{\pm}$ nell'intervallo fra 0.7 e 25 GeV/c con un'efficienza media di circa 70% ed una purezza del 70%. I protoni sono identificati con un'efficienza media del 70% ed una purezza del 50%.

3.3 Selezione degli eventi adronici

I decadimenti adronici della Z, cioè eventi del tipo $\mathrm{Z} \rightarrow \mathrm{q\bar{q}} \rightarrow$ adroni, sono caratterizzati da alte molteplicità di tracce cariche (20.92±0.24 [14]) ed alte energie rivelate. Gli eventi adronici possono venire quindi selezionati con alta efficienza e purezza utilizzando le sole informazioni del tracciamento. Si è operata cosí prima la seguente selezione sulla qualità delle tracce:

(*a*) momento maggiore 0.4 GeV/c per rimuovere tracce di basso momento non facilmente ricostruibili perché troppo curvate dal campo magnetico e maggiormente soggette alla diffusione multipla;

(*b*) lunghezza di traccia misurata nella TPC maggiore di 30 cm per assicurare un sufficiente numero di punti misurati;

(*c*) angolo polare θ compreso fra 20° e 160° per selezionare solo tracce contenute nella regione in cui l'apparato ha un'efficienza media di ricostruzione prossima a 1;

(*d*) errore relativo sul momento misurato minore di 100% per eliminare le tracce con momento mal misurato;

(*e*) le distanze di minimo approccio fra le tracce e l'origine di DELPHI nel piano xy e lungo la direzione z (parametri di perigeo ϵ e z_p) minori di 4 e 10 cm rispettivamente per selezionare tracce provenienti da una regione prossima al punto di interazione.

Gli eventi adronici sono quindi selezionati richiedendo che:

(α) l'energia totale delle particelle cariche in ciascun emisfero (θ maggiore e minore di 90°) superi i 3 GeV;

(β) l'energia totale delle particelle cariche superi i 15 GeV;

(γ) ci siano almeno 5 particelle cariche con momento maggiore di 0.2 GeV/c.

Nel calcolo delle energie, tutte le particelle cariche sono state assunte avere la massa del pione.

Eventi dovuti alla diffusione fra fascio e gas residuo del tubo a vuoto sono ridotti a meno del 0.1% del campione selezionato; rumore da eventi $\tau^+\tau^-$ è calcolato essere inferiore al 0.2% [2].

Bibliografia

[1] P. Aarnio et al. (DELPHI Collaboration), Nucl. Instr. and Meth. **A303** (1991) 233.

[2] P. Aarnio et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B240** (1990) 271.

[3] "Performance of DELPHI detector", DELPHI 95-112 PHYS 547, July 1995, contributo #764 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995. CERN-PPE in preparazione.

[4] N. Bingefors et al., Nucl. Instr. and Meth. **A328** (1993) 447.
V. Chabaud at al., "The DELPHI Silicon Strip Microvertex Detector with Double Sided Readout", CERN-PPE/95-86 (June 1995), submitted to Nucl. Instr. and Meth.

[5] F. Hartjes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A256** (1987) 55.

[6] K. D. Brand et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **NS-36** (1989) 122;
K. D. Brand et al., Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 567;
Y. Saquin, "The DELPHI Time Projection Chamber", DELPHI 92-41 TRACK 70, March 1992, contibution to the VIth International Wire Chamber Conference, Vienna 1992.

[7] U. Fano, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13** (1963).

[8] A. Amery, Nucl. Instr. and Meth. **A283** (1989) 502.

[9] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74.
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", CERN-TH.7112/93, December 1993.

[10] "DELSIM User's Guide", DELPHI 89-15 PROG 130, CERN, February 1989;
"DELSIM Reference Manual", DELPHI 89-68 PROG 143, CERN, September 1989.

[11] "DELANA User's Guide", DELPHI 89-44 PROG 137.

[12] E. G. Anassontzis et al., Nucl. Instr. and Meth. **A323** (1992) 351;
W. Adam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A338** (1994) 284;
W. Adam et al., Nucl. Instr. and Meth. **A343** (1994) 68;
DELPHI RICH Collaboration, contributions to the Second Workshop on RICH Detectors, Uppsala 1995.

[13] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Zeit. Phys. **C66** (1995) 341.

[14] A. De Angelis, “Light Quark Hadrons in Hadronic Z Decays”, CERN-PPE/95-135, 1995, to be published in the Proceedings of the EPS-HEP Conference, Brussels 1995.

Capitolo 4

Ricostruzione di vertici secondari neutri

Dopo aver introdotto i decadimenti deboli di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ, decriverò la ricostruzione e selezione dei vertici secondari neutri (denominati $\mathrm{V^0}$ per motivi storici risalenti alle camere a bolle) negli eventi adronici.

4.1 Decadimento debole di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ

$\mathrm{K^0_S}$ e Λ sono il mesone e il barione neutri più leggeri che contengono un quark strano; le medie mondiali delle loro masse [1] sono riportate in tabella 4.1.

Particella	Massa in MeV/c^2	Vita media τ in 10^{-10}s	Lungh. di dec. in cm	Quark componenti	Spin $\hbar$
$\mathrm{K^0_S}$	497.672±0.031	0.8926±0.0012	2.676	s d	0
Λ	1115.684±0.006	2.632±0.020	7.89	u d s	$\frac{1}{2}$

Tabella 4.1: *Costanti fisiche caratteristiche di* $\mathrm{K^0_S}$ *e* Λ*.*

Nel quadro del Modello Standard, il decadimento di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ può essere schematizzato, all'ordine più basso, dai diagrammi di figura 4.1. Il quark strano emette un $\mathrm{W^-}$ virtuale che a sua volta decade in una coppia $\mathrm{d\bar{u}}$; tale coppia si combina coi quark che non intervengono nella reazione (quark "spettatori") e col quark u derivante dal decadimento del quark s, per dare coppie di particelle cariche o neutre. L'ordine più basso esaurisce il 99.8% della larghezza totale di decadimento.

Nella tabella 4.2 sono riportati i principali canali di decadimento delle particelle strane studiate, specificando i relativi rapporti di diramazione (*Branching Ratio*, B.R.). La presente analisi prende in considerazione solo i decadimenti caratterizzati da un alto B.R. ed aventi come prodotti di decadimento particelle cariche:

$$\mathrm{K^0_S} \longrightarrow \pi^+\pi^- \tag{4.1}$$

$$\Lambda \longrightarrow \mathrm{p}\,\pi^- \; (\bar{\Lambda} \longrightarrow \bar{\mathrm{p}}\,\pi^+). \tag{4.2}$$

Per tali decadimenti si può introdurre la seguente nomenclatura:

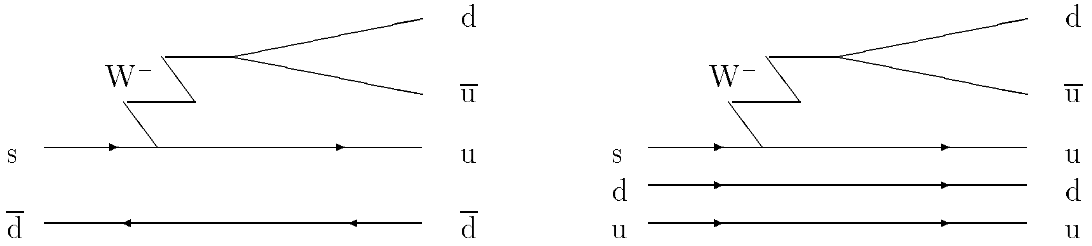


Figura 4.1: *Diagrammi a quark all'ordine più basso per i decadimenti di* $\mathrm{K^0_S}$ *e* Λ.

Particella	Canale	B.R.%
$\mathrm{K^0_S}$	$\pi^+\pi^-$	68.61±0.28
	$\pi^0\pi^0$	31.39±0.28
	$\pi^+\pi^-\gamma$	0.178±0.005
	$\gamma\gamma$	$(2.4\pm1.2)\times10^{-4}$
Λ	π^-p	63.9±0.5
	π^0n	35.8±0.5
	nγ	0.175±0.015
	p$\pi^-\gamma$	$(8.4\pm1.4)\times10^{-2}$
	p e $\overline{\nu}_e$	$(8.32\pm0.14)\times10^{-2}$
	p $\mu\overline{\nu}_\mu$	$(1.57\pm0.35)\times10^{-2}$

Tabella 4.2: *Canali di decadimento di* $\mathrm{K^0_S}$ *e* Λ.

- $\vec{p^+}(\vec{p^-})$: momento della particella di carica positiva (negativa) prodotta nel decadimento;
- M, $m^\pm$: masse della particella neutra e dei suoi prodotti di decadimento;
- $\vec{p_v}$: somma vettoriale dei momenti dei prodotti di decadimento;
- p_t (momento trasverso): componente di $\vec{p^\pm}$ ortogonale a $\vec{p_v}$ (figura 4.2);
- $\alpha = \frac{p_l^+ - p_l^-}{p_l^+ + p_l^-}$ ove $p_l^\pm$ è la componente di $\vec{p^\pm}$ parallela a $\vec{p_v}$.

Nel sistema di riferimento (che indico con un asterisco) in cui la particella neutra è in quiete, per la conservazione della quantità di moto, i momenti dei due prodotti di decadimento sono uguali in modulo e direzione, ma hanno verso opposto. Per i $\mathrm{K^0_S}$ i prodotti di decadimento sono inoltre distribuiti isotropicamente nello spazio. Se si applicano le regole di conservazione di energia e quantità di moto, si ottiene il valore del modulo del momento delle due particelle:

$$p^* = \left|\vec{p^\pm}^*\right| = \frac{\sqrt{\left[M^2 - (m^+ + m^-)^2\right]\left[M^2 - (m^+ - m^-)^2\right]}}{2M}. \tag{4.3}$$

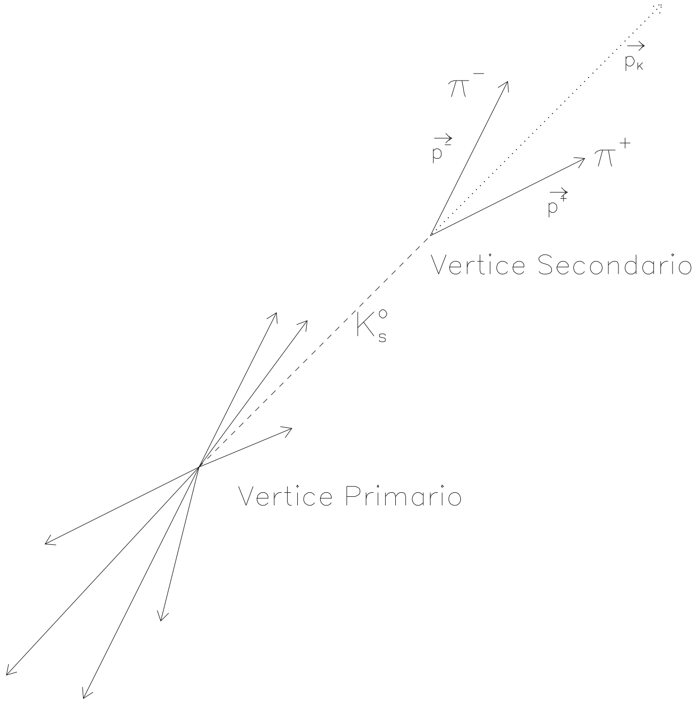


Figura 4.2: *Topologia del decadimento di una particella strana in un evento adronico.*

Nel caso specifico di K^0_S e Λ questo significa che:

$$\text{per i}\quad K^0_S\ \ |\vec{p_{\pi^+}}^*| = |\vec{p_{\pi^-}}^*| = 206\ \text{MeV/c} \tag{4.4}$$

$$\text{per le}\quad \Lambda\ \ |\vec{p_{\pi^-}}^*| = |\vec{p_{\text{p}}}^*| = 101\ \text{MeV/}c \tag{4.5}$$

Nel sistema del laboratorio, in cui la particella neutra è in moto con momento $\vec{p_v}$, i momenti dei prodotti di decadimento valgono:

$$p_t^{\pm} = p_t^{\pm *} \tag{4.6}$$

$$p_l^{\pm} = \gamma\left(p_l^{\pm *} + \beta\sqrt{p^{*2} + m^2c^2}\right) \tag{4.7}$$

$$\left(\beta = \frac{p_v}{\sqrt{p_v^2 + M^2c^2}};\ \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}\right)$$

In seguito a queste trasformazioni relativistiche dei momenti, per una Λ di momento maggiore di 0.3 GeV/c, il protone è sempre la particella a momento maggiore dato che il *boost* lungo la direzione della Λ assicura che, anche se viene emesso all'indietro nel sistema di riposo della stessa, il protone sia la particella con maggior momento nel sistema di riferimento del laboratorio.

Dalle equazioni precedenti si può ricavare una espressione che lega le quantità α e p_t alle masse M, $m^{\pm}$:

$$\left[\frac{\alpha M^2 - \left(m^{+2} - m^{-2}\right)}{M}\right]^2 + p_t^2 = p^{*2}. \tag{4.8}$$

Se si riporta su un grafico bidimensionale α in ascissa e p_t in ordinata si ottengono le semiellissi riportate in figura 4.3 (grafico di Armenteros). Questa rappresentazione sarà utile in seguito per capire la selezione dei $\mathrm{K^0_S}$ e delle Λ. Sono state riportate anche le semiellissi relative ai casi in cui $M = M_{\mathrm{K^0_S}} \pm 15$ MeV/c^2, $M = M_\Lambda \pm 7$ MeV/c^2 e quelle relative alla conversione dei fotoni in coppie $\mathrm{e^+e^-}$ che possono avvenire nella materia, che danno stima degli effetti della risoluzione del rivelatore.

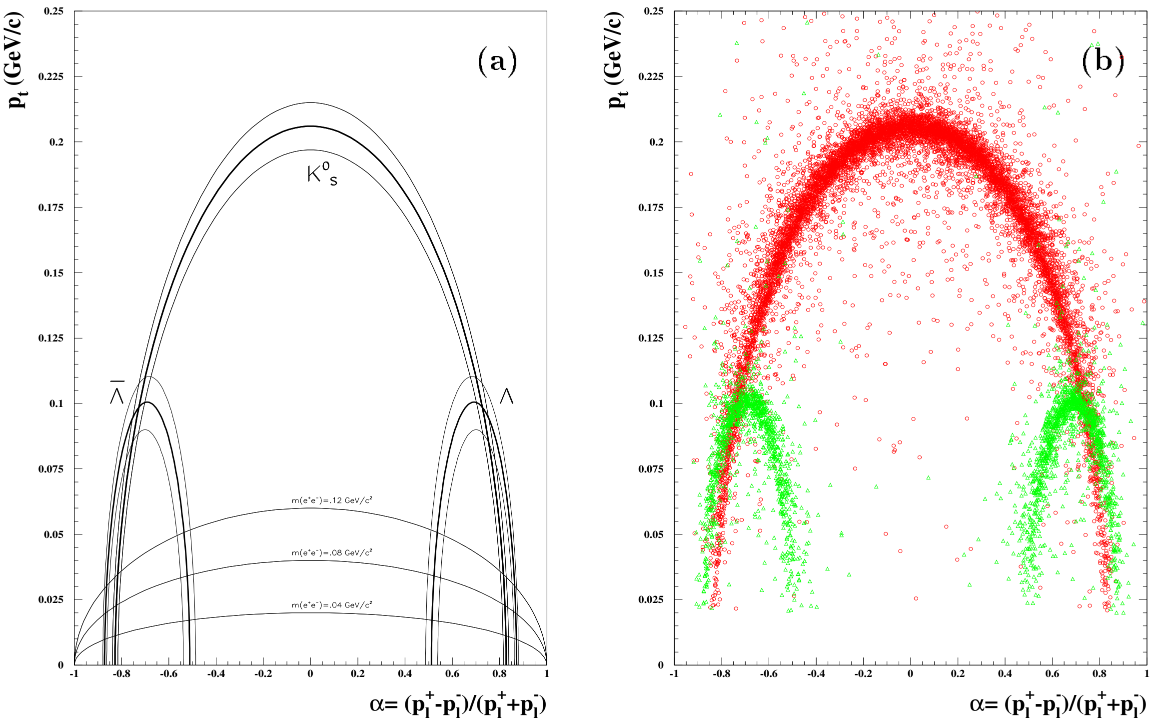


Figura 4.3: *Grafico di Armenteros: in questo diagramma sono rappresentate le variabili* α *e* p_t*, utili a descrivere i decadimenti a due corpi* $M \longrightarrow m_1\, m_2$*. (a) Semiellissi relative a* $\mathrm{K^0_S}$*,* Λ *e conversioni di* γ *in coppie* $\mathrm{e^+e^-}$*. (b) Valori ricostruiti per un campione di* $\mathrm{K^0_S}$ *e* Λ *simulati.*

All'aumentare del momento della particella neutra, il momento trasverso delle particelle cariche rimane inalterato nel sistema del laboratorio, mentre quello longitudinale aumenta provocando il restringimento dell'angolo fra le due particelle cariche. Questo effetto è importante al fine della ricostruzione, in quanto rappresenta uno dei limiti maggiori per il ritrovamento di vertici secondari all'interno del rivelatore quando i momenti delle particelle neutre superano i 10 GeV/c.

La vita media caratteristica (tabella 4.1) dei decadimenti deboli delle particelle strane consente di separare il punto di produzione di un $\mathrm{K^0_S}$ o di una Λ (vertice di produzione) da quello di decadimento delle stesse particelle (vertice secondario), che sono mediamente separati da una distanza - detta distanza di volo d_v - dell'ordine di alcuni centimetri. Nei casi che studieremo c'è anche da considerare il fatto che $\mathrm{K^0_S}$ e Λ sono prodotti non a riposo, e quindi d_v risente anche dell'effetto di dilatazione relativistica: per β fissato il valor medio di d_v vale $< d_v >= \gamma\beta c\tau$.

4.2 Algoritmo di ricostruzione delle V^0

In questo paragrafo descriverò l'algoritmo iterativo che è stato elaborato per ricostruire i vertici secondari neutri di decadimento di K^0_S o Λ a partire dalle tracce delle particelle cariche in coordinate di perigeo.

4.2.1 I parametri di perigeo

In presenza di un campo magnetico uniforme (nel nostro caso lungo la direzione del fascio, cioè l'asse z) la traiettoria delle tracce cariche risulta essere un'elica. È comodo in questo caso adoperare come coordinate che definiscono la traiettoria i cosiddetti parametri di perigeo.

Definiamo "perigeo" (P) il punto della traiettoria di una traccia più vicino all'origine (O) del sistema di riferimento. La traccia può essere semplicemente descritta da 5 parametri, detti appunto di perigeo: $\boldsymbol{q} = (\epsilon, z_p, \theta, \phi_p, \rho)$:

- ϵ è la distanza nel piano xy tra P ed O;
- z_p è la distanza lungo z tra P ed O;
- θ è l'angolo polare della traiettoria rispetto all'asse z;
- ϕ_p è l'angolo tra la tangente a P nel piano xy e l'asse x;
- ρ è l'inverso del raggio di curvatura nel piano xy; è definito positivo per traiettorie antiorarie.

Prendiamo un punto (candidato vertice) vicino alla traccia che chiameremo $\boldsymbol{V}$. A seconda del punto prescelto, si avranno diversi valori per le componenti della quantità di moto della traccia p_x, p_y, p_z. Utilizzando le coordinate polari ρ, θ, ϕ, l'unica variabile dipendente da $\boldsymbol{V}$ è l'angolo ϕ che verrà pertanto chiamato ϕ_v. Esiste una precisa relazione che lega i parametri di perigeo $\boldsymbol{q}$ alle coordinate del candidato vertice $\boldsymbol{V}$=(x_v, y_v, z_v) e alle componenti della quantità di moto della traccia $\boldsymbol{p}$=(θ, ϕ_v, ρ) calcolate nel punto $\boldsymbol{V}$ [2]. Introducendo le variabili $Q = x_v cos\Phi_v + y_v sin\Phi_v$ ed $R = y_v cos\Phi_v - x_v sin\Phi_v$, le variabili di perigeo espresse in funzione di $\boldsymbol{V}$ e di $\boldsymbol{p}$ risultano:

$$\begin{cases} \epsilon = -R - Q^2\rho/2 \\ z_p = z_v - Q(1 - R\rho)cot\theta \\ \Phi_p = \Phi_v - Q\rho. \end{cases}$$

Per semplicità esprimerò in seguito tale relazione in modo simbolico:

$$\boldsymbol{q} = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{V}, \boldsymbol{p}) \ . \tag{4.9}$$

La figura 4.4 chiarisce alcune delle definizioni appena introdotte.

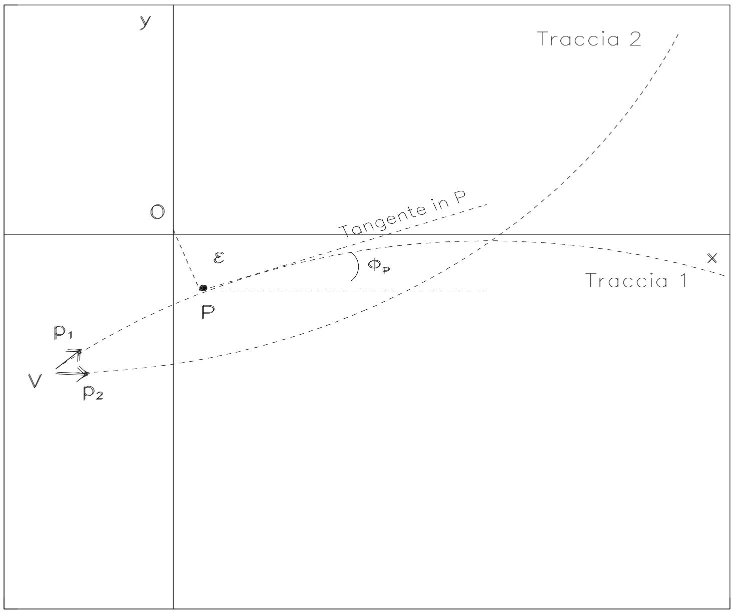


Figura 4.4: *I parametri di perigeo nel piano xy*

4.2.2 Ricerca del miglior vertice

La tecnica utilizzata per la ricerca dei vertici è quella della minimizzazione del χ^2 con un procedimento di tipo iterativo. Nel caso di diverse misure di una o più variabili indipendenti ricordo la definizione di $\chi^2 = \sum_i \left(\frac{y_i - \bar{y}_i}{\sigma_i}\right)^2$ ove y_i è la misura della variabile i^{ma}, $\bar{y}_i$ il valore atteso e σ_i^2 la varianza. Nel caso di più variabili correlate, anzichè una serie di varianze σ_i^2 si ha una matrice di covarianza C_{ij}. Risulta naturale l'estensione della definizione del χ^2 come segue:

$$\chi^2 = \triangle \boldsymbol{q}^T \boldsymbol{W} \triangle \boldsymbol{q} \tag{4.10}$$

dove $\triangle \boldsymbol{q}$ è un vettore che sostituisce $(y_i - \bar{y}_i)$, $\triangle \boldsymbol{q}^T$ il suo trasposto e $\boldsymbol{W}$ è l'inverso della matrice di covarianza.
Ritornando al problema originario, per ogni traccia disponiamo dei parametri di perigeo misurati $\boldsymbol{q}_i^{meas}$, della corrispondente matrice dei pesi $\boldsymbol{W}_i$ e del valore atteso $\boldsymbol{F(V,p)}$. Andrà minimizzato il:

$$\chi^2 = \sum_i \triangle \boldsymbol{q}_i^T \boldsymbol{W}_i \triangle \boldsymbol{q}_i \tag{4.11}$$

dove $\triangle\ \boldsymbol{q}_i = \boldsymbol{q}_i^{meas.} - \boldsymbol{F}\ (\ \boldsymbol{V}, \boldsymbol{p}_i)$ e la somma è da intendersi su più tracce. Vediamo come si possono ricavare il vertice e le quantità di moto che minimizzano tale χ^2.
Sviluppiamo $\boldsymbol{F}$ nell'intorno di un punto di prima approssimazione $\boldsymbol{V}^0$ e quantità di moto della traccia i^{ma} $\boldsymbol{p}_i^0$:

$$\boldsymbol{F}(\boldsymbol{V}^0 + \delta \boldsymbol{V}, \boldsymbol{p}_i^0 + \delta \boldsymbol{p}_i) = \boldsymbol{F}(\boldsymbol{V}^0, \boldsymbol{p}_i^0) + \boldsymbol{D}_i \delta \boldsymbol{V} + \boldsymbol{E}_i \delta \boldsymbol{p}_i. \tag{4.12}$$

Le matrici $\boldsymbol{D}_i$ e $\boldsymbol{E}_i$ sono le derivate, per ogni traccia i, delle componenti di $\boldsymbol{F}$ rispetto alle componenti di $\boldsymbol{V}$ e $\boldsymbol{p}$. Sono pertanto matrici di dimensione 5×3. Sviluppando nello stesso modo il χ^2 ed imponendo la sua minimizzazione:

$$\begin{cases} \partial\chi^2/\partial\boldsymbol{V} = 0 \\ \partial\chi^2/\partial\boldsymbol{p}_i = 0 \end{cases}$$

otteniamo il seguente sistema lineare la cui soluzione minimizza il χ^2:

$$\begin{cases} \boldsymbol{A}\delta\boldsymbol{V} + \sum_i \boldsymbol{B}_i\delta\boldsymbol{p}_i = \boldsymbol{T} \\ \boldsymbol{B}_i^T\delta\boldsymbol{V} + \boldsymbol{C}_i\delta\boldsymbol{p}_i = \boldsymbol{U}_i \end{cases}$$

ove:

$$\begin{array}{l} \boldsymbol{A} = \sum_i \boldsymbol{D}_i^T\boldsymbol{W}_i\boldsymbol{D}_i \quad , \quad \boldsymbol{B}_i = \boldsymbol{D}_i^T\boldsymbol{W}_i\boldsymbol{E}_i \quad , \quad \boldsymbol{C}_i = \boldsymbol{E}_i^T\boldsymbol{W}_i\boldsymbol{E}_i \\ \boldsymbol{T} = \sum_i \boldsymbol{D}_i^T\boldsymbol{W}_i\triangle\boldsymbol{q}_i \quad , \quad \boldsymbol{U}_i = \boldsymbol{E}_i^T\boldsymbol{W}_i\triangle\boldsymbol{q}_i. \end{array}$$

Le matrici $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{B}_i$ e $\boldsymbol{C}_i$ sono il prodotto di una matrice di derivate trasposta per la matrice dei pesi per una seconda matrice di derivate, in tre diverse combinazioni. Sono pertanto matrici 3×3. $\boldsymbol{T}$ e $\boldsymbol{U}_i$ sono il prodotto tra una matrice di derivate trasposta, la matrice dei pesi ed il vettore $\triangle\ \boldsymbol{q}_i = \boldsymbol{q}_i^{meas.} - \boldsymbol{F}(\boldsymbol{V}^0,\boldsymbol{p}_i^0)$. Il fatto che il vertice $\boldsymbol{V}^0$ stia o no sulla traiettoria è irrilevante ai fini dei parametri ρ e θ, che restano costanti; quindi il vettore $\triangle\ \boldsymbol{q}_i$ ha solo tre componenti non nulle. $\boldsymbol{T}$ e $\boldsymbol{U}_i$ sono pertanto vettori a 3 componenti. Il sistema si può riscrivere con l'utilizzo di un' unica matrice nella seguente forma:

$$\begin{pmatrix} \boldsymbol{A} & \boldsymbol{B}_1 & \boldsymbol{B}_2 & \dots & \boldsymbol{B}_n \\ \boldsymbol{B}_1^T & \boldsymbol{C}_1 & \boldsymbol{0} & \dots & \boldsymbol{0} \\ \boldsymbol{B}_2^T & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{C}_2 & \dots & \boldsymbol{0} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \boldsymbol{B}_n^T & \boldsymbol{0} & \boldsymbol{0} & \vdots & \boldsymbol{C}_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta\boldsymbol{V} \\ \delta\boldsymbol{p}_1 \\ \delta\boldsymbol{p}_2 \\ \vdots \\ \delta\boldsymbol{p}_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{T} \\ \boldsymbol{U}_1 \\ \boldsymbol{U}_2 \\ \vdots \\ \boldsymbol{U}_n \end{pmatrix}.$$

Il metodo "standard" di *fit* di vertici consiste nell'inversione di tale matrice, di dimensioni $(3n+3) \times (3n+3)$, dove n è il numero di tracce. La soluzione del sistema lineare espressa in funzione delle 5 matrici $\boldsymbol{A}$, $\boldsymbol{B}_i$,$\boldsymbol{C}_i$,$\boldsymbol{T}$, $\boldsymbol{U}_i$ risulta essere [3]:

$$\delta\boldsymbol{V} = cov(\boldsymbol{V},\boldsymbol{V})\left(\boldsymbol{T} - \sum_i \boldsymbol{B}_i\boldsymbol{C}_i^{-1}\boldsymbol{U}_i\right) \tag{4.13}$$

$$cov(\boldsymbol{V},\boldsymbol{V}) = \left(\boldsymbol{A} - \sum_i \boldsymbol{B}_i\boldsymbol{C}_i^{-1}\boldsymbol{B}_i^T\right)^{-1} \tag{4.14}$$

$$\delta\boldsymbol{p}_i = \boldsymbol{C}_i^{-1}\boldsymbol{U}_i - \left(\boldsymbol{B}_i\boldsymbol{C}_i^{-1}\right)^{-T}\delta\boldsymbol{V} \tag{4.15}$$

$$cov(\boldsymbol{p}_i,\boldsymbol{p}_i) = \boldsymbol{C}_i^{-1} + \left(\boldsymbol{B}_i\boldsymbol{C}_i^{-1}\right)^{-T} cov(\boldsymbol{V},\boldsymbol{V})\left(\boldsymbol{B}_i\boldsymbol{C}_i^{-1}\right) \tag{4.16}$$

dove $cov(\boldsymbol{V},\boldsymbol{V})$ e $cov(\boldsymbol{p}_i,\boldsymbol{p}_i)$ sono le matrici di covarianza associate a $\delta\boldsymbol{V}$ e $\delta\boldsymbol{p}_i$.

4.2.3 Il procedimento di iterazione

L'equazione 4.12 fornisce la variazione dei parametri di perigeo in funzione delle variazioni $\delta\boldsymbol{V}$ (vertice) e $\delta\boldsymbol{p}_i$ (quantità di moto delle tracce). Tale dipendenza è sviluppata solo al prim'ordine. Le soluzioni per $\delta\boldsymbol{V}$ e $\delta\boldsymbol{p}_i$ che minimizzano il χ^2 sono pertanto valide nel caso di piccole variazioni. Per arrivare ad una soluzione soddisfacente, partendo da un vertice approssimato distante dal vertice reale, il procedimento di *fit* deve essere iterato più volte. Il criterio che è stato scelto consiste in una ripetizione del calcolo, partendo dall'intersezione delle eliche (compatibilmente con le risoluzioni sperimentali) e riportando in ingresso i valori di $\boldsymbol{V}^0 + \delta\ \boldsymbol{V}$ e $\boldsymbol{p}_i^0 + \delta\ \boldsymbol{p}_i$, sino a quando $|\delta\boldsymbol{V}_{xy}| < 150\ \mu m$. È previsto un numero massimo di 5 iterazioni. Per intersezioni delle eliche tenendo conto delle risoluzioni sperimentali si intende l'intersezione nel piano xy che ha minor distanza in z fra le due tracce, oppure, qualora non ci sia intersezione, il punto di maggior vicinanza fra le eliche.

4.3 Preselezione delle V^0

Ho contribuito personalmente allo sviluppo del programma che realizza l'algoritmo descritto sopra e che è diventato il pacchetto ufficiale usato dalla collaborazione (RECV0 [4]). Il numero medio di vertici cosí ricostruiti per evento adronico da RECV0 è di circa 12; si tratta per lo più di combinazioni casuali di tracce provenienti dal vertice di interazione che simulano una vera V^0 (figura 4.2). Come accennato in precedenza, i vertici di decadimento di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ sono normalmente separati spazialmente dal punto di decadimento della Z (vertice primario) e la direzione di volo punta al vertice primario o a punti mediamente prossimi ad esso (figura 4.5).

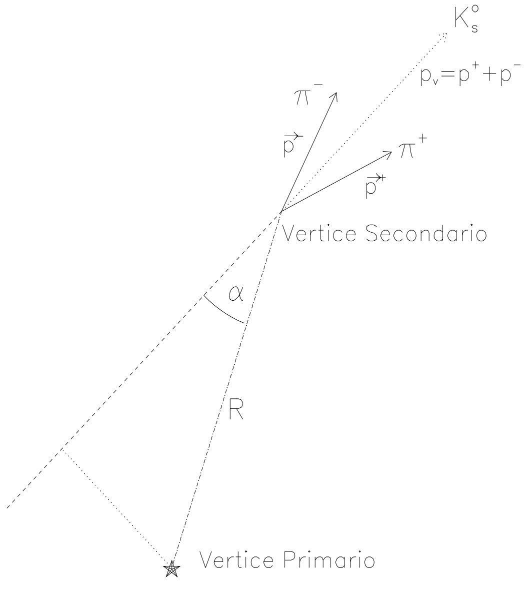


Figura 4.5: *Decadimento di una particella neutra strana*

Per ridurre le combinazioni casuali di coppie di tracce che simulano una vera V^0, sono stati quindi introdotti i seguenti criteri di selezione:

1. la probabilità del χ^2 del *fit* del vertice secondario sia maggiore di 0.001;
2. nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci (piano $R\phi$ o xy), l'angolo α_{xy} (figura 4.5) fra il vettore somma dei momenti delle particelle cariche e la linea che congiunge vertice primario e vertice secondario sia minore di 0.1 rad;
3. la separazione radiale R_{xy} fra vertice primario e vertice secondario nel piano xy sia maggiore di due deviazioni standard su R_{xy};
4. il momento trasverso p_t dei prodotti di decadimento della V^0 rispetto alla linea di volo sia maggiore di 0.02 GeV/c (figura 4.3) per ridurre la contaminazione di fotoni convertiti;
5. Quando la distanza di volo della V^0 nel piano xy è maggiore del raggio dell'ultimo strato del VD, ci sia al più un punto nel VD associato ad una delle due tracce.

Questa preselezione definisce quello che nelle banche dati di DELPHI viene detto campione *loose* di V^0, e riduce a 5.8 il numero medio di V^0 per evento adronico.

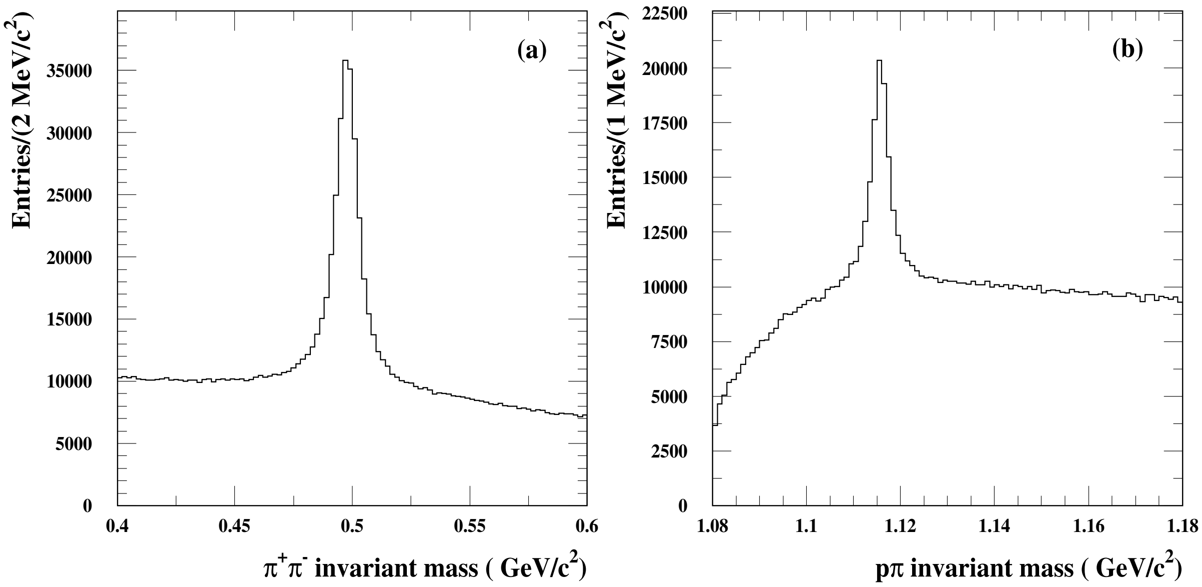


Figura 4.6: *Masse invarianti* $\pi\pi$ *(a),* $\mathrm{p}\pi$ *(b) per la preselezione di* V^0 *nel campione di 710,000 eventi adronici reali raccolti nel 1993.*

In figura 4.6 sono riportati gli spettri di massa invariante nell'ipotesi $\pi\pi$ e $\mathrm{p}\pi$ che si ottengono in un campione eventi reali. Nel caso della Λ, viene assegnata la massa del protone alla traccia di maggior momento. Un chiaro segnale attorno alle masse nominali di K^0_S e Λ è visibile.

4.4 Studi di efficienza

Oltre che dall'efficienza intrinseca dell'algoritmo e dai tagli di selezione, l'efficienza di ricostruzione è limitata dall'accettanza finita del rivelatore e dalla possibilità che una delle due tracce non sia stata ricostruita o non sia stata ricostruita con accuratezza sufficiente. In particolare ad alti momenti l'efficienza diminuisce rapidamente, perché aumenta la probabilità che il vertice di decadimento si trovi al di fuori del volume fiduciale del tracciamento oppure che la TPC non riesca a risovere le due tracce perché troppo vicine. A bassi momenti aumenta invece la probabilità che il vertice di decadimento si trovi vicino al vertice di interazione ed una delle due tracce cariche sia cosí lenta che, a causa del campo magnetico, non riesca a raggiungere il volume di tracciamento, o lo lambisca solo in parte. A bassi momenti aumenta anche la probabilità che la V^0 o i suoi prodotti interagiscano col materiale del rivelatore. Questi effetti possono venir valutati quantitativamente facendo ricorso ad un campione di eventi simulati. Gli effetti dovuti al rivelatore sono stati studiati col programma di simulazione DELSIM [5]. Gli eventi sono stati generati col programma Monte Carlo JETSET 7.3 *Parton Shower* [6] coi parametri liberi ottimizzati

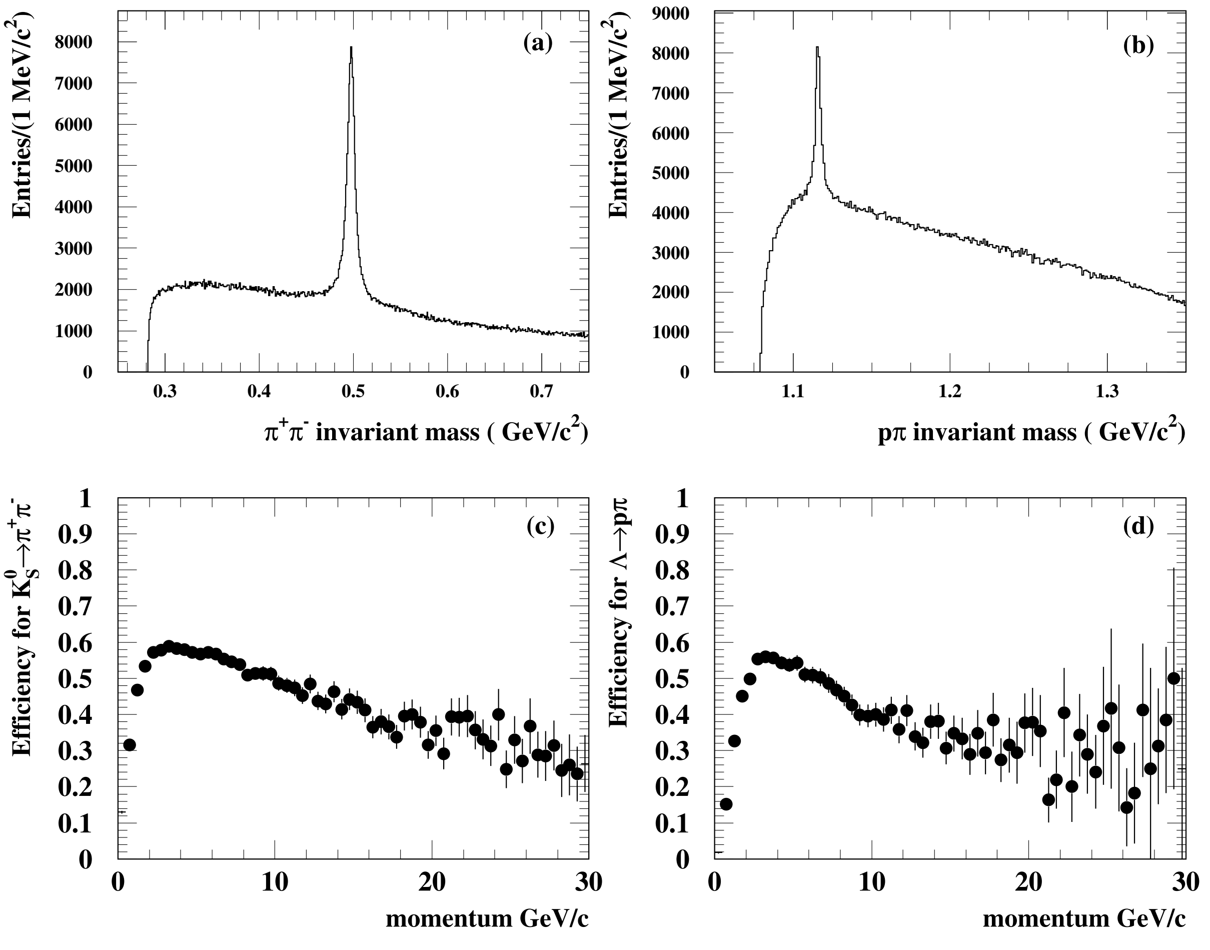


Figura 4.7: *Masse invarianti* $\pi\pi$ *(a),* $\mathrm{p}\pi$ *(b) per la preselezione di* V^0 *in un campione di 273,000 eventi simulati; (c) e (d) efficienze di ricostruzione per i decadimenti carichi di* $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$ *(c) e* Λ *(d) in funzione del momento.*

come in [7]. Questi dati sono stati poi processati con lo stesso programma di ricostruzione di DELPHI (DELANA [8]) e di analisi dei dati reali.

In figura 4.7 sono riportati gli spettri di massa invariante nell'ipotesi $\pi\pi$ e pπ che si ottengono in un campione di 273,000 eventi adronici simulati e selezionati con i criteri descritti nel capitolo precedente. Da questo campione si può estrarre l'efficienza media per ricostruire un decadimento carico di un $\mathrm{K_S^0}$ o di una Λ prodotti in un evento adronico, che vale 47.3% per $\mathrm{K_S^0}$ (39.6% per Λ) ed è riportata in figura 4.7 in funzione del momento. Definiremo in questo paragrafo efficienza di ricostruzione il rapporto fra il numero di $\mathrm{K_S^0}$ (o Λ) generati e poi ricostruiti dall'algoritmo RECV0 (indipedentemente dal valore della massa invariante ricostruita) ed il numero totale di $\mathrm{K_S^0}$ (o Λ) generati per i canali di decadimento carichi a due corpi negli eventi simulati. In figura 4.8(a) è riportata la distribuzione del coseno dell'angolo azimutale $\cos\theta$ di $\mathrm{K_S^0}$ e Λ ricostruiti nel campione di eventi simulati. Per $|\cos\theta| > 0.7$ la distribuzione si discosta sensibilmente dalla distribuzione attesa $\propto 1 + \cos^2(\theta)$. Nel grafico 4.8(b) la stessa distribuzione è stata pesata per $1/(1 + \cos^2\theta)$ per meglio valutarne l'effetto. La perdita di efficienza attorno a $\cos\theta = 0$ è dovuta alla parete della TPC posta a $z = 0$.

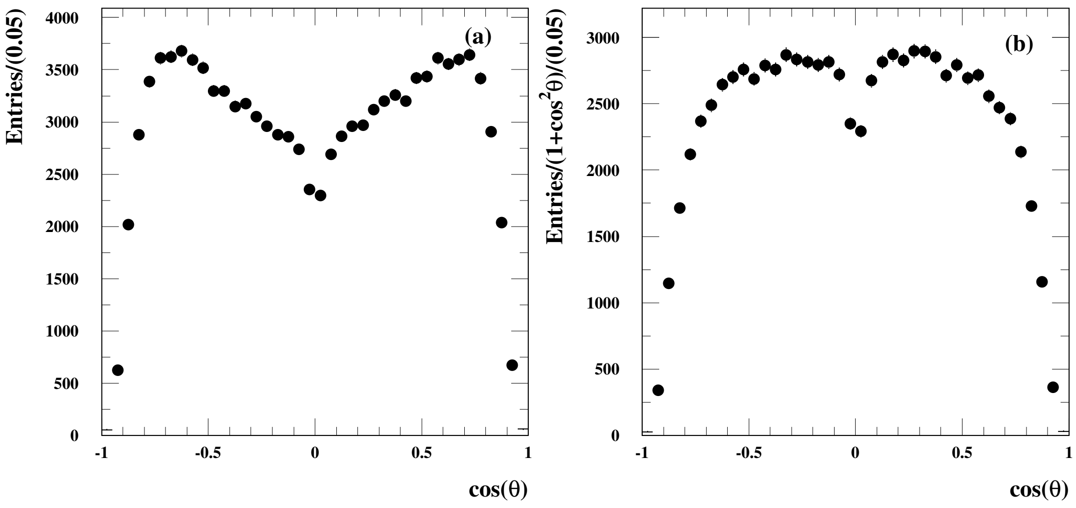


Figura 4.8: *(a) Distribuzione di* $\mathrm{K_S^0}$ *e* Λ *ricostruiti nel campione di eventi simulati in funzione del coseno dell'angolo azimutale* $\cos\theta$*. (b) La stessa distribuzione pesata per* $1/(1 + \cos^2\theta)$.

Anche se la distinzione non è sempre netta, si possono schematicamente suddividere le perdite di efficienza in tre categorie:

- Accettanza geometrica
  La prima causa di perdita di $\mathrm{V^0}$ è l'accettanza geometrica finita del rivelatore ed in particolare del volume di tracciamento. L'algoritmo di ricostruzione delle tracce cariche di DELPHI ricostruisce le tracce a partire dagli elementi di traccia nella TPC ed estrapolandoli ai punti misurati negli altri rivelatori. L'accettanza della TPC è compresa fra 35 e 111 cm in R_{xy} e fra 20° e 180° nell'angolo azimutale θ. Questo limita anche l'accettanza per le $\mathrm{V^0}$, sia per $\mathrm{V^0}$ che decadono al di fuori dalla TPC ($\approx$5% dei $\mathrm{K_S^0}$ e $\approx$10% delle Λ), che per quelle che pur decadendo a distanze radiali minori di 35 cm hanno una delle due tracce cariche che non raggiunge la TPC.

- Efficienza di tracciamento

  Una seconda causa di perdita di V^0 è l'inefficienza di ricostruzione delle tracce cariche. Questa inefficienza è in parte implicitamente collegata all'accettanza dei rivelatori di tracciamento. Tracce cariche prodotte ai bordi dei rivelatori o nella regione in avanti o in zone morte producono un numero di punti che può essere insufficiente a ricostruire la V^0. Comunque, in generale, al crescere della distanza del vertice secondario dal punto di interazione, diminuisce il numero di informazioni disponibili, cioè il numero di punti forniti dai rivelatori per ogni traccia carica, con conseguente diminuzione di efficienza. In più studi fino al 1993 (vedi per esempio [9]) era emersa una mancanza di ottimizzazione dell'algoritmo di ricostruzione delle tracce cariche di DELPHI per i prodotti di decadimento delle V^0 (area scura denotata come *old TPCANA* in figura 4.9). L'ottimizzazione dell'algoritmo [9] (area chiara denotata come *new TPCANA* in figura 4.9) ha permesso di portare ad un'efficienza superiore all'80% fino a distanze radiali nel piano xy di 50 cm. Per effetto combinato dell'accettanza geometrica del rivelatore e dell'efficienza di ricostruzione delle tracce, il 78.1% dei K^0_S ed il 68.2% delle Λ generati da JETSET nei canali di decadimento carichi $\pi\pi$ e $p\pi$ producono due tracce effettivamente ricostruite all'interno dei rivelatori di tracciamento, vedi figura 4.10. L'efficienza è massima (attorno al 90%)

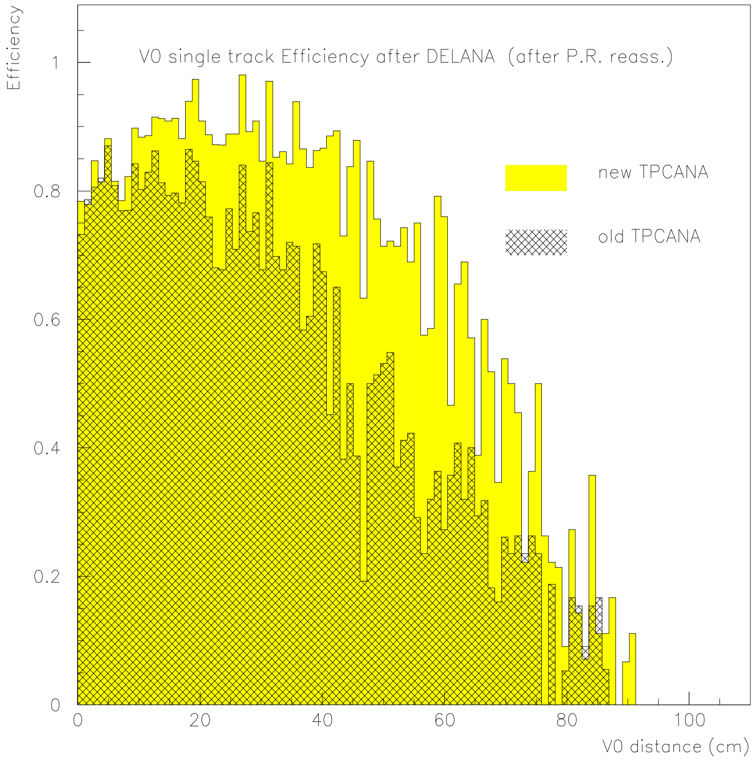


Figura 4.9: *Efficienza di ricostruzione (definita come rapporto fra tracce ricostruite e tracce simulate da DELSIM) per le tracce associate ad una* V^0 *in funzione della distanza radiale (nel piano* xy*) del vertice di decadimento. La zona scura è riferita al precedente algoritmo di ricostruzione delle tracce, la zona chiara è riferita all'algoritmo ottimizzato per tener conto dei decadimenti di* V^0 *[9].*

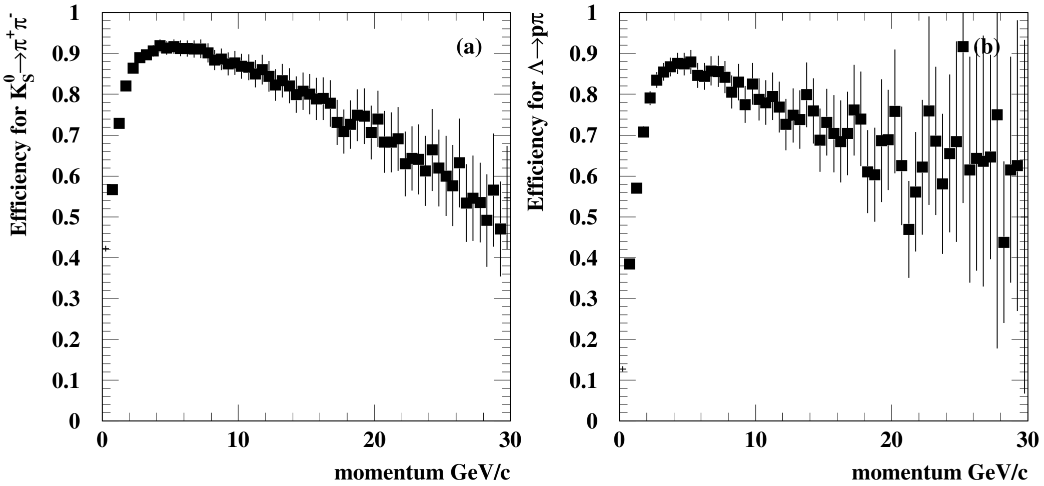


Figura 4.10: *Effetto dell'accettanza e del rivelatore sulle efficienze per i decadimenti carichi di* $\mathrm{K^0_S}$ *e* Λ *in funzione del momento.*

per momenti compresi fra 3 ed 8 GeV/c. La perdita di efficienza è più sensibile per la Λ rispetto al $\mathrm{K^0_S}$ per la maggior distanza media di decadimento della Λ. Come accennato in precedenza ad alti momenti l'efficienza diminuisce perché aumenta la probabilità che il vertice di decadimento si trovi al di fuori del volume fiduciale del tracciamento.

- Efficienza dell'algoritmo RECV0
  Un'altra causa di perdita di $\mathrm{V^0}$ è l'efficienza stessa dell'algoritmo di ricostruzione e della preselezione. Questa causa è implicitamente collegata alle precedenti, dato che le prestazioni dell'algoritmo dipendono dalla qualità di ricostruzione delle tracce cariche. È possibile inoltre che il procedimento di iterazione descritto sopra non converga (o converga a valori distanti dal vertice vero) poiché, per qualche motivo, i parametri delle tracce sono sistematicamente distorti oppure gli errori sui parametri delle tracce sono sottostimati (vedi in seguito figura 4.13(b) e sua spiegazione nel testo). Tra i motivi di distorsione sistematica dei parametri delle tracce cariche si possono annoverare: l'allineamento fra i vari rivelatori di tracciamento non correttamente riprodotto, la diffusione multipla (specialmente a basso momento) e le associazioni errate di punti non appartenenti alla traccia. Per quest'ultima causa RECV0 prevede una correzione qualora ci siano punti associati ad una delle due tracce che precedono il vertice stesso; in queste situazioni la traccia viene risottoposta a *fit* eliminando tali punti. Il 72.4% dei $\mathrm{K^0_S}$ ed il 71.4% delle Λ aventi entrambe le tracce cariche ricostruite vengono quindi ricostruiti da RECV0 prima di applicare la preselezione.

La tabella 4.3 riporta il numero di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ generati nel campione di eventi simulati, il numero di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ con entrambe le tracce ricostuite, il numero di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ ricostruiti da RECV0, l'effetto della selezione *loose* e delle selezioni descritte nel prossimo paragrafo.

Selezione	Numero $\mathrm{K^0_S}$	Efficienza	Numero Λ	Efficienza
Generate	191,108	—	61,845	—
Tracciate	149,184	0.781	42,169	0.682
RECV0	108,009	0.565	29,940	0.484
loose	90,377	0.473	24,471	0.396
standard	73,644	0.384	19,186	0.310
tight	68,008	0.356	17,092	0.276

Tabella 4.3: *Tabella riassuntiva delle efficienze per* $\mathrm{K^0_S}$ *e* Λ.

4.5 Altre selezioni

La preselezione (selezione *loose*) descritta in precedenza è stata adottata per massimizzare l'efficienza e minimizzare i possibili bias introdotti dalla selezione. Gli spettri di massa invariante (nelle ipotesi $\pi\pi$ e $\mathrm{p}\pi$) costituiscono il metodo più potente per stimare il numero di $\mathrm{K^0_S}$ e Λ ricostruiti negli eventi reali, dato che questi si accumulano attorno ai valori nominali delle masse (segnale). Il rumore, costituito da combinazioni di coppie casuali di tracce (rumore combinatoriale) o di coppie di tracce provenienti da vertici di altre particelle (riflessioni fisiche), in generale si distribuisce senza accumularsi attorno al valore nominale delle masse. In questo paragrafo descrivo alcune variabili aventi potere discriminante fra il segnale e il rumore e le selezioni *standard* e *tight* introdotte nelle banche dati di DELPHI, che riducono considerevolmente il rumore contenendo le perdite di efficienza.

Vorrei premettere che dalle analisi di cui mi sono occupato ho imparato che non esiste un criterio generale per operare una selezione e che sono le esigenze particolari delle analisi stesse che dettano le linee guida delle selezioni: maggiore purezza, fondo piatto, rimozione delle ambiguità $\mathrm{K^0_S}/\Lambda$, richiesta che non ci siano tracce comuni a più vertici ($\mathrm{K^0_S}/\Lambda/\gamma$ convertiti in coppie $\mathrm{e^+e^-}$).

La prima variabile che aiuta a discriminare fra segnale e fondo è la separazione fra il vertice primario e il vertice secondario della $\mathrm{V^0}$. Anzichè usare la separazione assoluta abbiamo preferito usare una separazione che tenga anche conto dell'errore con cui questi due vertici vengono ricostruiti. Il vertice primario può venire misurato evento per evento, con una risoluzione media nel piano xy dell'ordine di 50 μm (nei dati raccolti dal 1994 nei quali il VD fornisce una misura molto precisa della coordinata z, si raggiunge una precisione simile anche per z). Il vertice secondario di una $\mathrm{V^0}$ può venire ricostruito con una risoluzione media di 2 mm nel piano xy (vedi figura 4.11), che però dipende fortemente dai rivelatori di tracciamento inclusi nei *fit* delle due tracce cariche ed anche dal numero di punti associati alle tracce. I vertici che si trovano vicino alla regione di interazione sono quindi mediamente ricostruiti con migliore accuratezza (300 μm, vedi figura 4.11(b)). Le distribuzioni delle risoluzioni sul vertice secondario (definite come differenza fra vertice ricostruito dall'algoritmo e vertice generato nella simulazione) non sono gaussiane né approssimabili con funzioni semplici; per risoluzione media qui si intende la mediana del modulo della distribuzione.

In figura 4.12 sono mostrate le distribuzioni di D_{xy}, distanza radiale R_{xy} fra vertice primario e vertice della $\mathrm{V^0}$ divisa per il suo errore $\sigma(R_{xy})$ (somma in quadrature degli

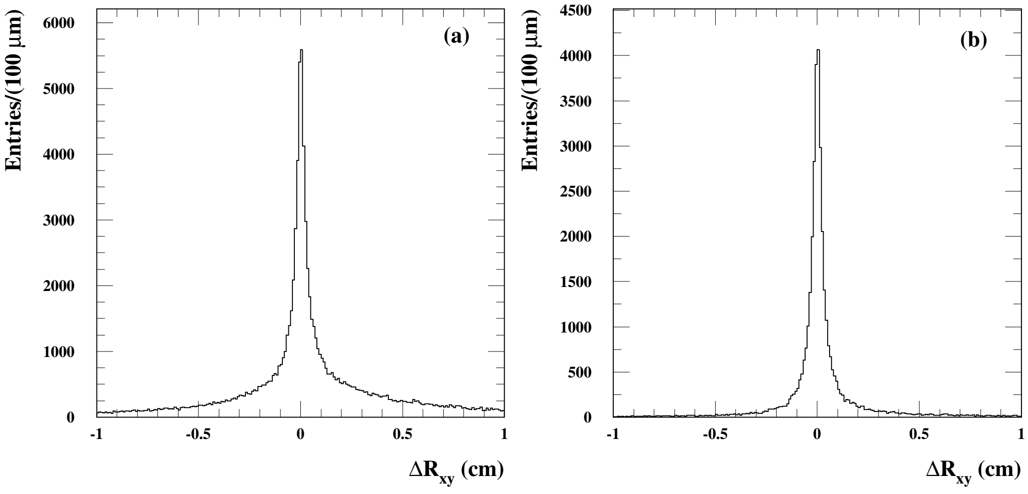


Figura 4.11: *(a) Risoluzione sul vertice di decadimento della* V^0 *nel piano xy (differenza fra vertice ricostruito dall'algoritmo e vertice generato nella simulazione). (b) Risoluzione per le* V^0 *che decadono prima del VD* ($R_{xy} < 6$ cm).

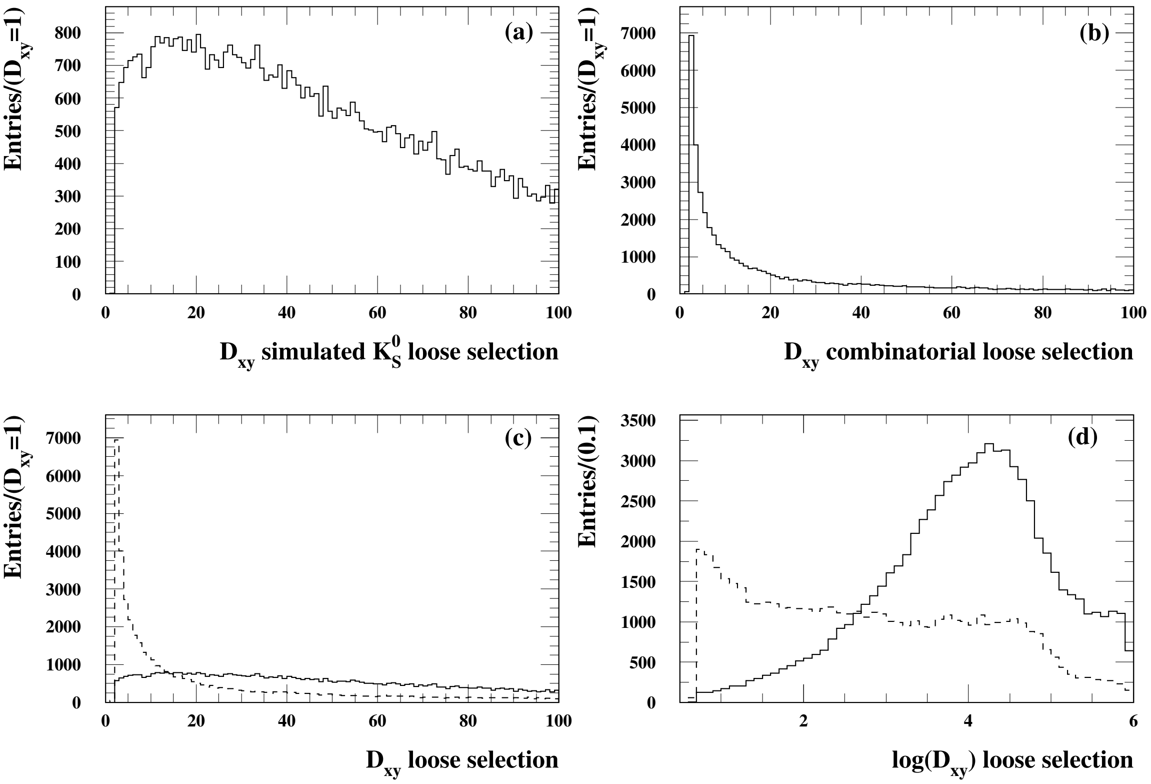


Figura 4.12: *(a) Distribuzione di* D_{xy} *(vedi definizione nel testo) per* K^0_S *simulati e ricostruiti nella selezione loose; (b)* D_{xy} *per le combinazioni casuali di tracce che passano la stessa selezione; (c) le due distribuzioni sono sovrapposte; (d) è rappresentato in ascissa il logaritmo di* D_{xy} *per maggior chiarezza.*

errori sui due vertici):

$$D_{xy} = \frac{R_{xy}}{\sigma(R_{xy})} \tag{4.17}$$

nella selezione *loose* per il campione di $\mathrm{K^0_S}$ simulati e ricostruiti 4.12(a) e per per le combinazioni casuali di tracce 4.12(b). Per entrambi i campioni ci si è ristretti alle $\mathrm{V^0}$ nell'intervallo di massa invariante $\pi^+\pi^-$ ± 15 MeV/c^2 dalla massa nominale del $\mathrm{K^0_S}$. Nelle figure 4.12(c,d) le due distribuzioni sono sovrapposte. Per le Λ le distribuzioni hanno andamento simile.

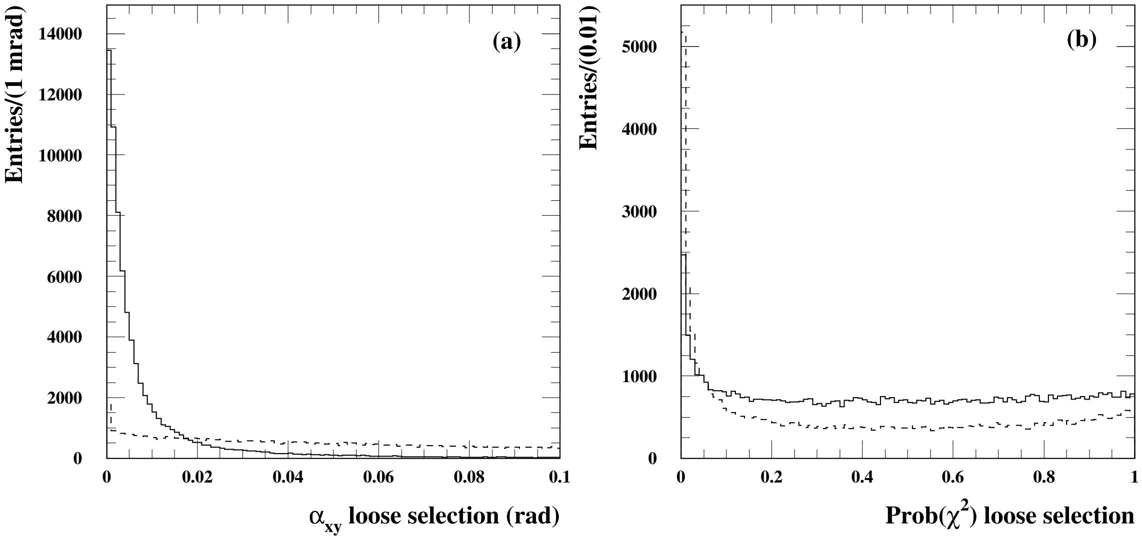


Figura 4.13: *Distribuzioni di* α_{xy} *(a) e Prob(*χ^2*) (b) per* $\mathrm{K^0_S}$ *simulati (linea continua) e combinatoriale (linea tratteggiata) nella selezione loose.*

In figura 4.13 sono rappresentate altre due variabili che mostrano andamenti molto diversi per segnale e rumore combinatoriale. In 4.13(a) è mostrato l'angolo α_{xy} di puntamento al vertice primario nel piano xy (angolo fra il vettore somma dei momenti delle particelle cariche e la direzione che congiunge vertice primario e vertice secondario, figura 4.5). Come atteso il segnale (istogramma continuo) è concentrato a piccoli angoli, mentre il rumore combinatoriale (istogramma sovraimposto tratteggiato) è distribuito più uniformemente. In realtà anche per α_{xy} si ha una dipendenza dal momento, di cui si terrà conto in seguito nei tagli della selezione *standard*. In 4.13(b) è mostrata la probabilità del χ^2 del *fit* del vertice della $\mathrm{V^0}$. Ci si aspetta una distribuzione piatta (equiprobabile) per il segnale e per la componente del rumore in cui entrambe le tracce provengono dallo stesso vertice; una parte del rumore dovrebbe essere concentrata a basse probabilità (tracce originate da vertici diversi). Il picco a bassi valori di probabilità del segnale (istogramma continuo) che si discosta dall'andamento piatto atteso è riconducibile a tracce sistematicamente distorte (o ad errori sottostimati). Per il rumore il picco è comunque più marcato.

Rispetto ai tagli *loose* la selezione *standard* è definita dai tagli ulteriori:

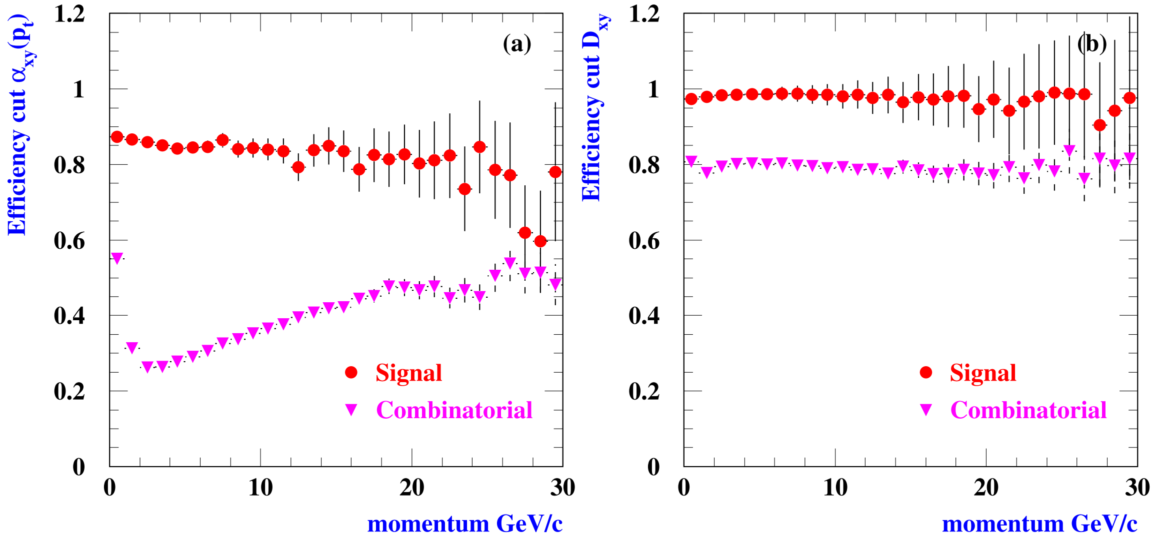


Figura 4.14: *I cerchi rappresentano l'efficienza del taglio su α_{xy} (a) e D_{xy} (b) per* $\mathrm{K^0_S}$ *o* Λ *simulati; i triangoli la frazione di combinatoriale che rimane dopo i tagli.*

- La probabilità del χ^2 del *fit* del vertice secondario sia maggiore di 0.01.
- Nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci (piano $R\phi$ o xy), l'angolo fra il vettore somma dei momenti delle particelle cariche e la linea che congiunge vertice primario e vertice secondario sia minore di $10 + 20/p_t(\mathrm{V}^0)$ mrad, dove $p_t(\mathrm{V}^0)$ è il momento trasverso del candidato V^0 rispetto all'asse dei fasci in GeV/c. Questo taglio è studiato per mantenere costante l'efficienza in funzione del momento, come mostrato in figura 4.14(a). Nella stessa figura i triangoli rappresentano la frazione di rumore combinatoriale che rimane dopo il taglio.
- D_{xy} maggiore di 4. L'efficienza di questo taglio è mostrata in figura 4.14(b) in funzione del momento.

Le masse invarianti $\pi\pi$, pπ che si ottengono con questa selezione sono riportate in figura 4.15. Le efficienze medie di ricostruzione sono del 38.4% per i $\mathrm{K^0_S}$ e del 31.0% per le Λ (in figura 4.15(c,d) sono riportate in funzione del momento).

Le distribuzioni delle masse invarianti $\pi\pi$ e pπ per $\mathrm{K^0_S}$ e Λ rispettivamente sono approssimabili con una funzione di Breit-Wigner la cui semi-larghezza, dovuta interamente alla risoluzione sperimentale, vale circa 5 MeV/c^2 per i $\mathrm{K^0_S}$ e 2 MeV/c^2 per le Λ. Le distribuzioni di massa invariante $\pi\pi$ e pπ per non-$\mathrm{K^0_S}$ e non-Λ (tratteggiate in figura 4.16) sono piatte sotto i picchi di segnale e costituiscono una contaminazione del 18.0% e 55.6% nell'intervallo indicato con le freccette di 3 semi-larghezze dal valore centrale del picco. Per contaminazione si intende la frazione di eventi di rumore rispetto agli eventi totali, e per purezza la frazione di eventi di segnale rispetto agli eventi totali. Nella stessa figura gli istogrammi punteggiati rappresentano le riflessioni reciproche $\mathrm{K^0_S}/\Lambda$, cioè i valori della massa invariante nell'ipotesi $\pi\pi$ per le Λ ed i valori della massa invariante nell'ipotesi pπ per i $\mathrm{K^0_S}$; negli intervalli di massa sopra indicati, la riflessione $\Lambda\rightarrow\mathrm{K^0_S}$ contribuisce ad una contaminazione del 3.5% per il picco di $\mathrm{K^0_S}$, mentre la riflessione $\mathrm{K^0_S}\rightarrow\Lambda$ costituisce una

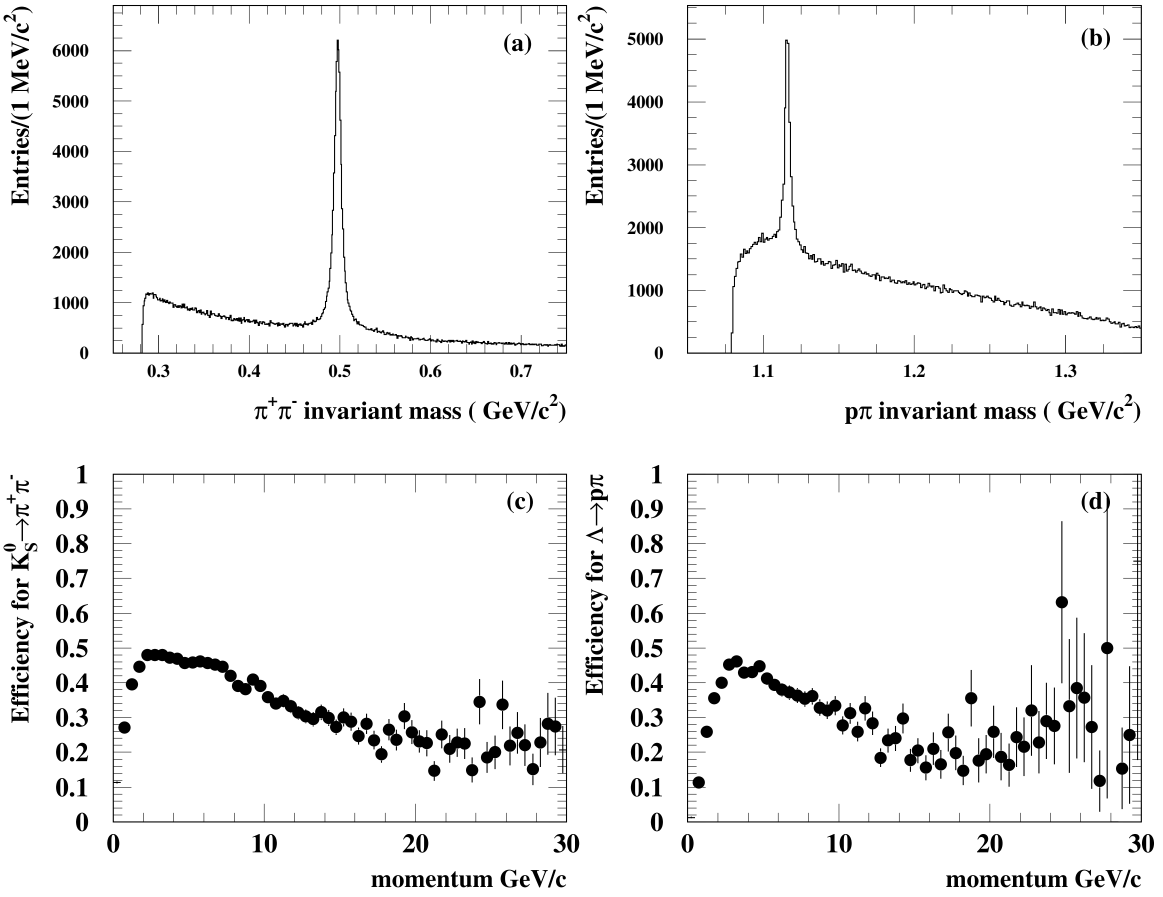


Figura 4.15: *Masse invarianti* $\pi\pi$ *(a),* pπ *(b) per la selezione standard di* V^0*; (c) e (d) efficienze di ricostruzione in funzione del momento.*

contaminazione del 9.5% per il picco di Λ. Nella figura 4.16(c,d) sono rappresentate le purezze e le contaminazioni da riflessione in funzione del momento.

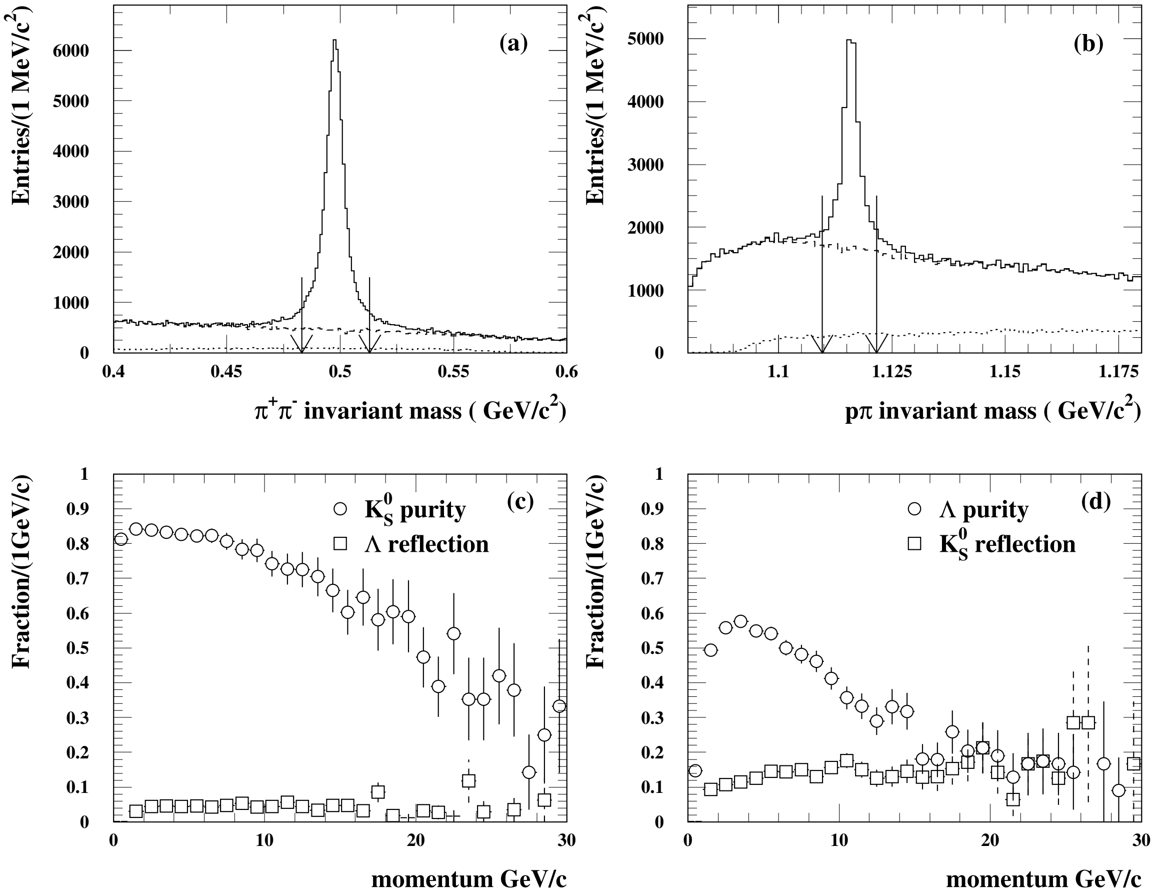


Figura 4.16: *Masse invarianti* $\pi\pi$ *(a),* pπ *(b) per la selezione standard di* V^0*; le linee tratteggiate sovraimposte sono le masse invarianti della componente di rumore totale; le linee punteggiate sono gli effetti delle riflessioni reciproche* K^0_S/Λ*. (c) e (d) purezze in funzione del momento nell'intervallo* ± 15 *e* ± 6 GeV/c^2 *dalle rispettive masse nominali (vedi anche freccette in (a) e (b)) e le frazioni di contaminazione da riflessione* K^0_S/Λ.

Per ridurre le riflessioni reciproche K^0_S/Λ ed aumentare ulteriormente le purezze sono stati introdotti due tagli che tengono conto delle masse stesse delle particelle e risolvono in parte l'ambiguità, definendo il campione *tight*:

- Sono state calcolate le masse invarianti $\pi^+\pi^-$ e pπ^- ($\bar{\mathrm{p}}\pi^+$), attribuendo al solito, la massa del protone alla particella con momento maggiore. Quando una coppia è consistente entro tre deviazioni standard della massa ricostruita con entrambe le ipotesi K^0 e Λ ($\bar{\Lambda}$), viene accettata quella che si discosta di meno dal valore nominale della massa diviso la risoluzione (*pull*).
- La probabilità $1 - \exp\left[-\left(\frac{m_{\mathrm{V}0}}{p_t}\right)\left(\frac{R_{xy}}{c\tau_{\mathrm{V}0}}\right)\right]$ che la V^0 sia decaduta, nel piano xy, entro il raggio R_{xy}, sia compresa fra 0.02 e 0.95.

In figura 4.17(a,b) sono riportate le masse invarianti $\pi\pi$, pπ che si ottengono con questa selezione. La contaminazione è ridotta al 9.9% per i K^0_S e al 39.8% per le Λ; la riflessione $K^0_S \to \Lambda$ è stata ridotta al 1.3% per il picco di K^0_S, e quella $\Lambda \to K^0_S$ al 6.5% per il picco di Λ, a prezzo di una forma non prefettamente piatta per il fondo. In figura 4.17(a,b) sotto i picchi del segnale è infatti visibile un picco anche per il rumore (istogrammi tratteggiati) che ammonta al 2.5% per i K^0_S e al 7% per le Λ.

Si può ottenere una maggior purezza senza introdurre *bias* ed eliminare molte delle ambiguità K^0_S/Λ, se al posto dei criteri *tight* si fa uso dell'identificazione di particella per la traccia di maggior momento. Per i candidati Λ in figura 4.18(b) si è richiesto che la traccia di maggior momento sia compatibile con l'ipotesi di protone (*tag loose, standard* o *tight* in [10]); questi candidati sono stati esclusi da quelli riportati in figura 4.18(a).

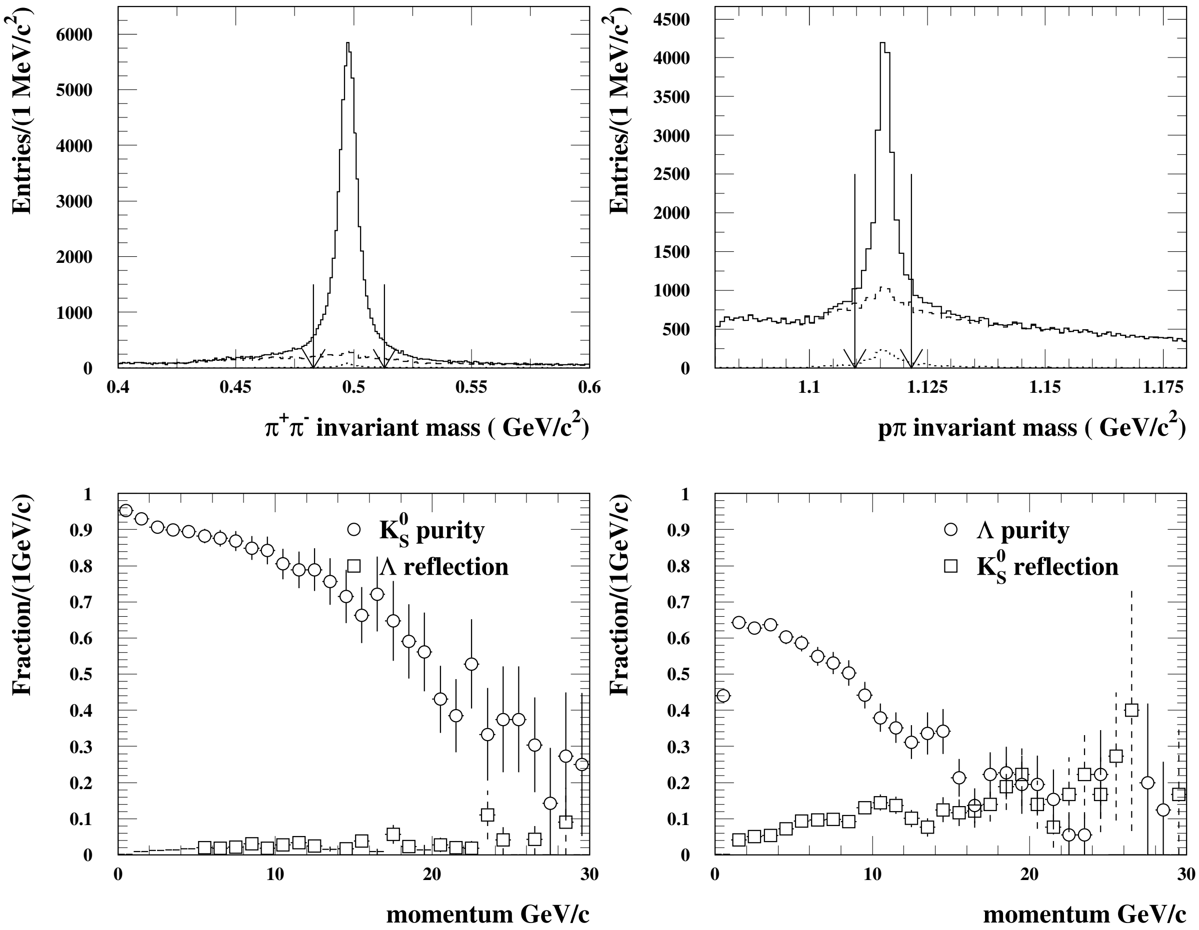


Figura 4.17: *Come figura 4.16 per la selezione tight.*

La tabella 4.4 riassume le purezze e le contaminazioni nelle varie selezioni.

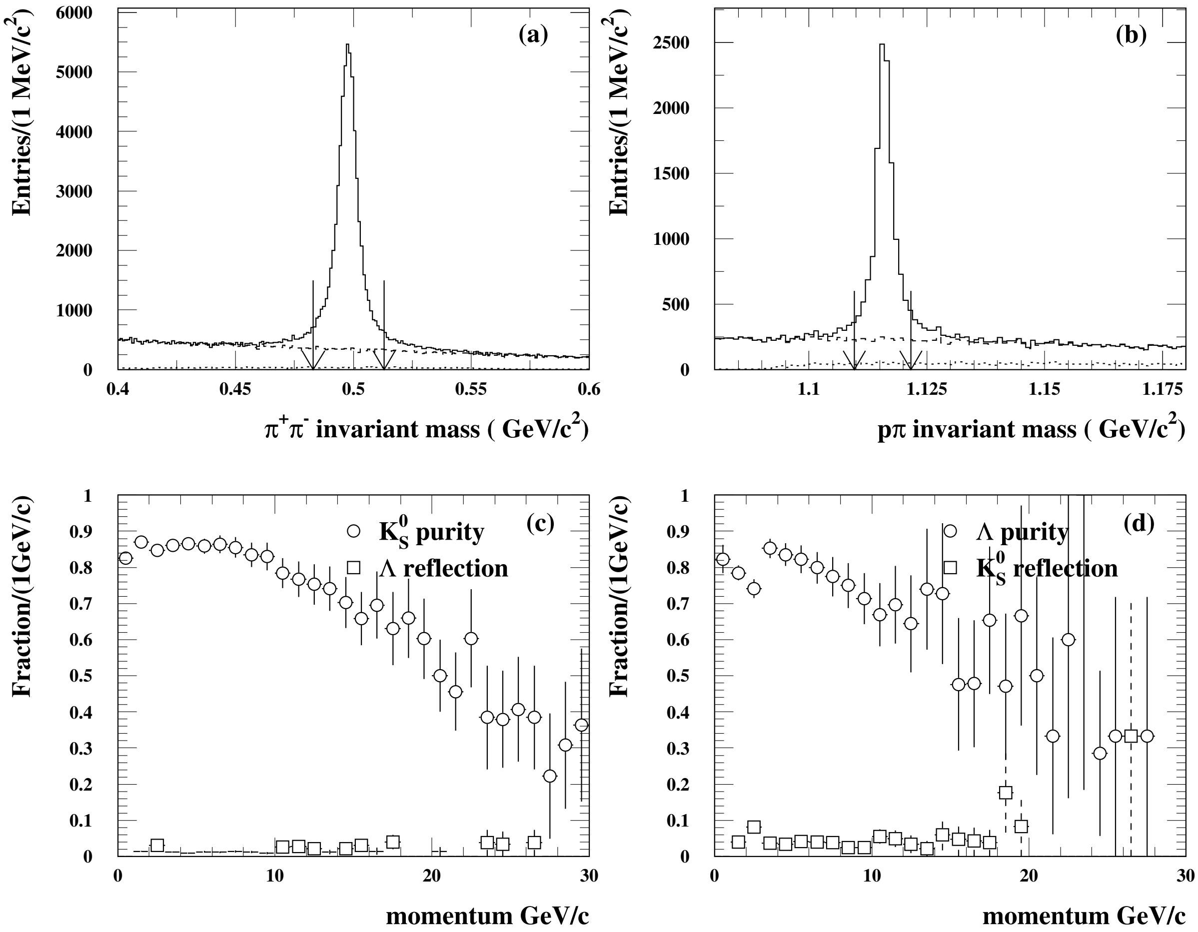


Figura 4.18: *Come figura 4.16 per la selezione standard con identificazione di particella.*

	Numero $m_{\pi\pi}$	Frazione	Numero $m_{\mathrm{p}\pi}$	Frazione
Selezione *standard*				
Numero totale	77,033	—	35,958	—
Segnale	63,197	0.820	15,964	0.444
Riflessione $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}/\Lambda$	2,716	0.035	3,418	0.095
Riflessione γ	1,465	0.019	1,763	0.049
Selezione *tight*				
Numero totale	66,706	—	24,475	—
Segnale	60,118	0.901	14,743	0.602
Riflessione $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}/\Lambda$	849	0.013	1,580	0.065
Riflessione γ	738	0.011	1,094	0.045
Selezione con identificazione p				
Numero totale	66,107	—	13,246	—
Segnale	59,971	0.907	10,503	0.793
Riflessione $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}/\Lambda$	936	0.014	546	0.041
Riflessione γ	1,185	0.018	284	0.021

Tabella 4.4: *Tabella riassuntiva delle purezze e delle contaminazioni da riflessioni* $\mathrm{K}^0_\mathrm{S}/\Lambda$ *e* γ *negli intervalli di massa invariante* $m_{\pi\pi}$ ± 15 GeV/c^2 *dalla massa nominale del* K^0_S *e* $m_{\mathrm{p}\pi}$ ± 6 GeV/c^2 *dalla massa nominale della* Λ.

Bibliografia

[1] L. Montanet et al., Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).

[2] P. Billoir and S. Quian, Nucl. Instr. and Meth. **A311** (1992) 139.

[3] P. Billoir, R. Frühwirth and M.Regler, Nucl. Instr. and Meth. **A241** (1985) 115.

[4] B. De Lotto, L. Vitale, "The V^0 Identification", nota interna della collaborazione DELPHI.

[5] "DELSIM User's Guide", DELPHI 89-15 PROG 130, CERN, February 1989;
"DELSIM Reference Manual", DELPHI 89-68 PROG 143, CERN, September 1989.

[6] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3", CERN-TH.6488/92, September 1992.

[7] K. Hamacher and M. Weierstall, "Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data", DELPHI 95-80 PHYS 515, June 1995, contributo #548 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[8] "DELANA User's Guide", DELPHI 89-44 PROG 137.

[9] E. Torassa, "Studio della produzione inclusiva di particelle strane e correlazioni $\Lambda - \bar{\Lambda}$ in collisioni e^+e^- a $\sqrt{s}$=91.2 GeV", Tesi di dottorato dell'Università di Torino 1993.

[10] "Performance of DELPHI detector", DELPHI 95-112 PHYS 547, July 1995, contributo #764 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995. CERN-PPE in preparazione.

Capitolo 5

Produzione di $\mathrm{K^0_S}$ e correlazioni di Bose-Einstein

Nel primo paragrafo descriverò il calcolo della sezione d'urto inclusiva di produzione di $\mathrm{K^0}$ (i risultati sono stati pubblicati nell'articolo [1]) e uno studio della produzione di $\mathrm{K^0_S}$ in un campione arricchito di eventi $\mathrm{b\bar{b}}$ (pubblicato in [2]). Il secondo paragrafo è dedicato alle correlazioni di Bose-Einstein nel sistema $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ (aggiornamento [3] della pubblicazione [4]).

5.1 Produzione inclusiva di $\mathrm{K^0_S}$

5.1.1 Produzione di $\mathrm{K^0_S}$ nei decadimenti adronici della Z

La sezione d'urto di produzione di $\mathrm{K^0}$ è stata studiata nel sottocampione di eventi raccolti durante la presa dati del 1992. Un totale di 683,403 eventi soddisfano la selezione degli eventi adronici descritta nel capitolo 3.

Come descritto nel capitolo precedente, i candidati $\mathrm{K^0_S}$ sono ricostruiti dai loro decadimenti in volo in $\pi^+\pi^-$. In questa analisi i candidati $\mathrm{K^0_S}$ sono stati richiesti soddisfare i criteri di selezione *tight* descritti nel capitolo precedente.

Le imperfezioni del rivelatore, l'accettanza geometrica limitata, le interazioni delle particelle col materiale del rivelatore, e i diversi tagli cinematici imposti per la selezione di particelle ed eventi sono stati studiati da un campione di eventi simulati. Gli eventi Monte Carlo sono stati generati usando il programma JETSET 7.3 PS [5] e la risposta del rivelatore è stata simulata in dettaglio col programma DELSIM [6].

Lo spettro di massa invariante dei candidati $\mathrm{K^0_S}$ accettati è mostrato in figura 5.1. Un chiarissimo segnale $\mathrm{K^0_S}$ è visibile, con una semilarghezza di 4.3 MeV/c^2. Il picco corrisponde a 150,000 $\mathrm{K^0_S}$ ricostruiti.

L'efficienza di ricostruzione per i $\mathrm{K^0_S}$ in funzione del momento, includendo anche gli effetti di accettanza del rivelatore, è stata calcolata tramite la simulazione dettagliata. Il rumore è stato sottratto indipendentemente per ogni intervallo di $\xi = \ln(1/x_p)$ (vedi tabella 5.1); le larghezze delle funzioni usate nei *fit* (vedi in seguito) sono state lasciate come parametri liberi in ogni intervallo di ξ. Per i *fit* è stato usato (qui e nel seguito) il pacchetto *software* MINUIT [7].

Il valore della massa (parametro che definisce il valore centrale delle funzioni adoperate nei *fit*) è praticamente costante in ogni intervallo di ξ, ed ha un valor medio di $M(\mathrm{K^0_S})$ =

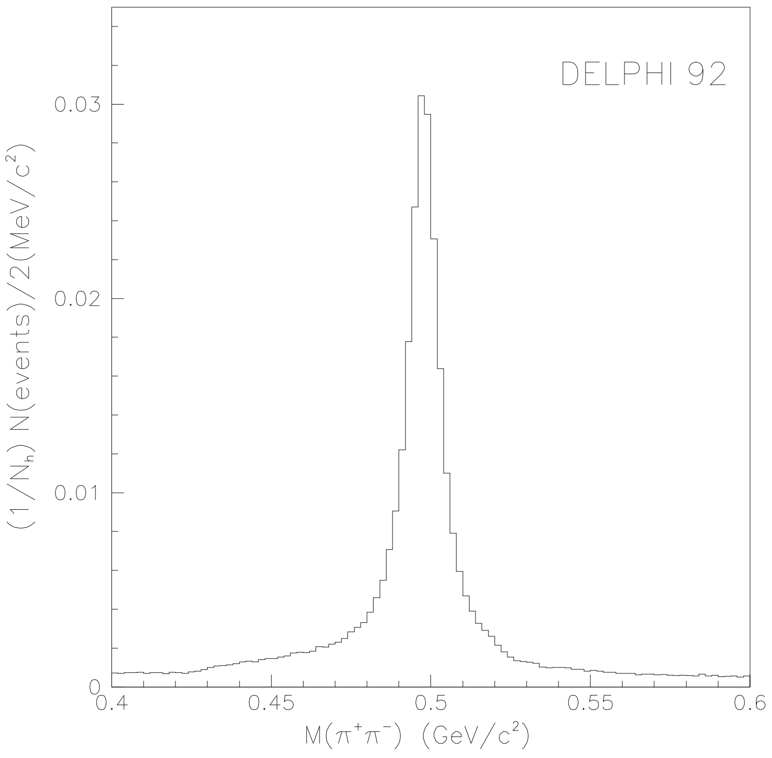


Figura 5.1: *Spettro di massa invariante* $\pi^+\pi^-$ *per i candidati* $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$ *usati nella determinazione della sezione d'urto del* K^0*.* N *è il numero di eventi nel dato intervallo di massa e* N_h *in numero totale di decadimenti adronici della* Z*.*

497.73 ± 0.03(stat) ± 0.11(syst) MeV/c^2, consistente con la media mondiale di 497.67 ± 0.03 MeV/c^2 [8]. L'errore sistematico include:

- stabilità del valore della massa nei diversi intervalli di ξ;
- contributo dalla variazione delle funzioni usate per i *fit* in ogni intervallo di ξ (Gaussiana o Breit-Wigner);
- dipendenza dalla maniera di modellare la perdita di energia nella ricostruzione delle particelle cariche. Per stimare questo effetto, una quantità di energia pari a $kLB(p)$ (dove L è la quantità di materiale attraversato dalle particelle prima di entrare nelle regione sensibile della TPC in unità di lunghezze di radiazione, $B(p)$ è una parametrizzazione della funzione di Bethe-Bloch per i materiali rilevanti, e k un parametro libero) è stata aggiunta ad ogni candidato pione dal decadimento del $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$. L'errore sistematico dovuto a questo effetto corrisponde all'errore (una deviazione standard) del valore di k che minimizza la varianza dei valori della massa (in funzione di ξ) rispetto alla media.

In realtà questo risultato non può essere preso come una vera e propria misura della massa del $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$, in quanto nella procedura di selezione dei candidati $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$ c'è un *bias* verso la massa nominale del $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$, nel criterio usato per risolvere l'ambiguità K^0/Λ.

intervallo di ξ	$(1/\sigma_h)\cdot\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\xi$	$< x_p >$	$(1/\sigma_h)\cdot\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}x_p$
0.0 - 0.6	0.048 ± 0.020	0.774	0.06 ± 0.03
0.6 - 0.8	0.138 ± 0.026	0.499	0.28 ± 0.05
0.8 - 1.0	0.165 ± 0.025	0.409	0.40 ± 0.06
1.0 - 1.2	0.270 ± 0.027	0.335	0.81 ± 0.08
1.2 - 1.4	0.338 ± 0.025	0.274	1.24 ± 0.09
1.4 - 1.6	0.441 ± 0.023	0.224	1.97 ± 0.10
1.6 - 1.8	0.526 ± 0.024	0.184	2.87 ± 0.13
1.8 - 2.0	0.558 ± 0.024	0.150	3.72 ± 0.16
2.0 - 2.2	0.632 ± 0.024	0.123	5.15 ± 0.19
2.2 - 2.4	0.654 ± 0.024	0.101	6.52 ± 0.24
2.4 - 2.6	0.660 ± 0.024	0.082	8.03 ± 0.30
2.6 - 2.8	0.679 ± 0.025	0.068	10.09 ± 0.37
2.8 - 3.0	0.620 ± 0.024	0.055	11.25 ± 0.43
3.0 - 3.2	0.584 ± 0.024	0.045	12.94 ± 0.52
3.2 - 3.4	0.583 ± 0.024	0.037	15.79 ± 0.66
3.4 - 3.6	0.531 ± 0.024	0.030	17.56 ± 0.78
3.6 - 3.8	0.468 ± 0.023	0.025	18.91 ± 0.94
3.8 - 4.0	0.410 ± 0.023	0.020	20.2 ± 1.1
4.0 - 4.2	0.394 ± 0.022	0.017	23.7 ± 1.4
4.2 - 4.4	0.298 ± 0.020	0.014	21.9 ± 1.5
4.4 - 4.6	0.232 ± 0.018	0.011	20.8 ± 1.6
4.6 - 4.8	0.176 ± 0.013	0.009	19.3 ± 1.5
4.8 - 5.0	0.116 ± 0.010	0.007	15.6 ± 1.4
5.0 - 5.2	0.077 ± 0.007	0.006	12.7 ± 1.2
5.2 - 5.4	0.045 ± 0.006	0.005	8.9 ± 1.2
5.4 - 5.6	0.032 ± 0.004	0.004	7.7 ± 1.0

Tabella 5.1: *Sezione d'urto differenziale per* K^0 *in funzione di* ξ *e* x_p*. La sezione d'urto differenziale* $(1/\sigma_h)\cdot d\sigma/dx_p$ *è calcolata nel punto* $< x_p >$ *corrispondente all'intervallo di* ξ *indicato. Gli errori sistematici sono inclusi.*

La larghezza del picco ΔM (in MeV/c^2) in funzione di ξ è stata parametrizzata da $\Delta M(\xi) = 2.7 + 40.43 \exp(-0.94\xi)$.

La vita media del K^0_S, $\tau_{\mathrm{K}^0_\mathrm{S}}$, è stata determinata selezionando un campione entro $\pm 2\Delta M(\xi)$ dal valore nominale della massa. Un *fit* col metodo dei minimi quadrati di una funzione di decadimento esponenziale alla distribuzione sperimentale corretta per il rumore dà $\tau_{\mathrm{K}^0_\mathrm{S}} = 88.7 \pm 0.6$ ps (l'errore è solo quello statistico), consistente con la media mondiale 89.26 ± 0.12 ps [8].

Il numero di K^0_S è stato stimato in ogni intervallo di ξ in cinque maniere diverse:

1) dall'integrale della gaussiana ottenuta nei *fit* allo spettro di massa utilizzando come funzione la somma di una gaussiana più un rumore lineare;

2) dall'integrale della Breit-Wigner ottenuta nei *fit* allo spettro di massa con la somma di una Breit-Wigner più un rumore lineare;

3) ,4)da uno *smoothing* dei risultati di 1), 2) in funzione di ξ con la funzione $a + G(\xi)$, dove G è la funzione Gaussiana;

5) dalla sottrazione dal numero di candidati nell'intervallo da 0.42 a 0.58 GeV/c^2 di quattro volte il numero di candidati nelle code fra 0.40 e 0.42 e fra 0.58 e 0.60 GeV/c^2.

L'efficienza di ricostruzione è stata quindi stimata seguendo la stessa procedura per calcolare il numero K^0_S sulla simulazione.

Le sezioni d'urto differenziali $(1/\sigma_h)\cdot$ dσ/dξ e $(1/\sigma_h)\cdot$ dσ/dx_p (dove σ_h è la sezione d'urto totale adronica allo Z) per la produzione inclusiva di K^0 alla Z sono mostrate in tabella 5.1 ed in figura 5.7. I valori centrali riportati sono le medie dei risultati ottenuti con le cinque procedure di stima del segnale. Gli errori sulla sezione d'urto differenziale includono sia il contributo statistico che quello sistematico. L'errore sistematico viene da:

- dispersione (scarto quadratico medio) dei risultati ottenuti con le cinque procedure di stima del segnale;
- per tener conto della differenza fra le distribuzioni di probabilità di χ^2 per i vertici secondari fra dati ed eventi simulati, si è aggiunto in quadratura all'errore sistematico un contributo pari al 2% della sezione d'urto differenziale misurata.

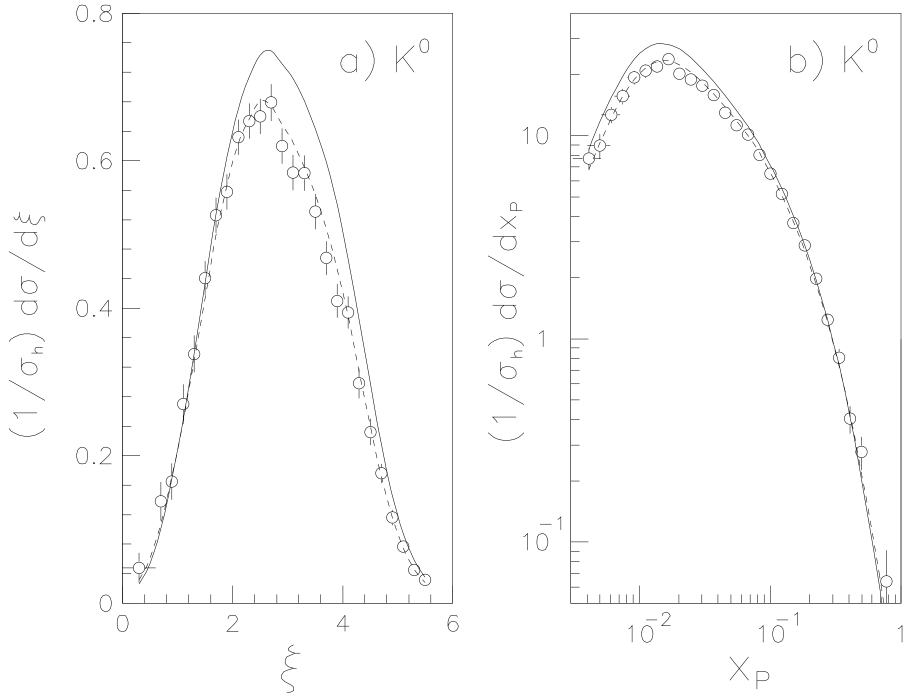


Figura 5.2: *Sezioni d'urto differenziali per produzione di* K^0 *in funzione di a)* ξ *e b)* x_p*. Le curve continue e tratteggiate rappresentano le previsioni del modello di JETSET 7.4 PS coi parametri di default e coi parametri adattati ai dati di DELPHI come descritto in [1].*

L'efficienza media di ricostruzione (pesata sui diversi intervalli di ξ) del decadimento $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$, stimata dalla simulazione, è uguale al 36%.

La molteplicità media si ottiene integrando la distribuzione differenziale $(1/\sigma_h)\cdot\, \mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}\xi$, correggendo per i modi di decadimento non osservati e per $\mathrm{K^0_L}$ e assumendo che la regione non osservata di ξ contenga la frazione di $\mathrm{K^0}$ come previsto da JETSET 7.4 PS. Questo dà:

$$< N(\mathrm{K^0}) > = 1.962 \pm 0.022(stat) \pm 0.056(syst). \tag{5.1}$$

L'errore sistematico riflette le incertezze dovute a:

- le funzioni adoperate per i *fit*. L'errore dovuto a questo è stimato essere ±0.039;
- le diverse efficienze per $\mathrm{K^0_S}$ provenienti da decadimenti secondari. Il contributo sistematico stimato è pari a ±0.039;
- l'estrapolazione di JETSET 7.4 PS. Il numero medio di $\mathrm{K^0}$ nella regione non osservata secondo JETSET vale 0.009; l'incertezza relativa su questo numero è stata assunta del 100%.

5.1.2 $\mathrm{K^0_S}$ negli eventi $\mathrm{b\bar{b}}$

Un confronto molto interessante per la molteplicità (5.1), ed in generale per le molteplicità medie di stati finali identificati in eventi adronici, può venire studiando le molteplicità in eventi del tipo $\mathrm{Z \rightarrow b\bar{b} \rightarrow}$ adroni.

Il campione di eventi arricchito in $\mathrm{b\bar{b}}$ è stato ottenuto usando un algoritmo di separazione basato sulla vita media sviluppato in origine dalla collaborazione ALEPH [9] e adattato ai dati di DELPHI [10]; si costruisce dal parametro di impatto con segno [11] delle particelle cariche, δ_i, nel piano r, ϕ. Definendo per ogni traccia la quantità $S = \delta_i/\sigma_i$, (in inglese *Significance*) dove σ_i è l'errore misurato su δ_i, e scegliendo solo le tracce con valori negativi di S, che si originano principalmente da adroni provenienti direttamente dal vertice principale, permette di costruire una funzione di risoluzione per S direttamente dai dati. La funzione di risoluzione può essere quindi applicata per definire una funzione

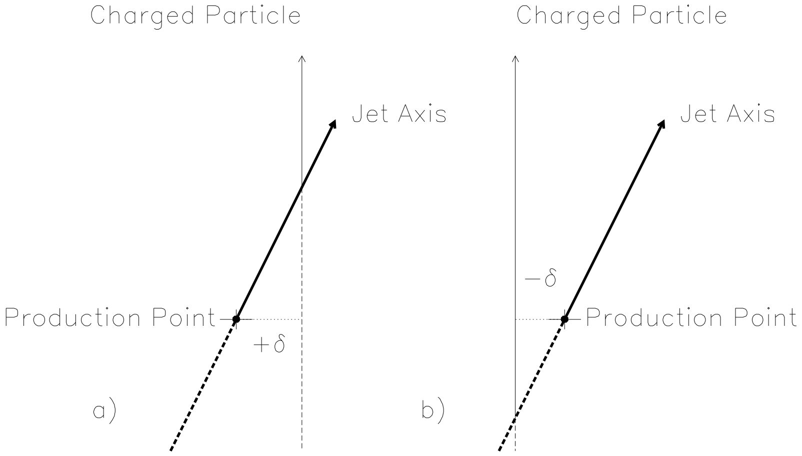


Figura 5.3: *Definizione del segno del parametro di impatto: (a) parametri di impatto con segno positivo, (b) con segno negativo.*

di probabilità $P(S_0)$, che dà la probabilità che una traccia che provenga dal vertice principale abbia valore assoluto di S S_0 o maggiore. In questa analisi la separazione degli eventi col metodo del parametro di impatto è formulata combinando le probabilità delle tracce con S positiva in un dato emisfero, determinato dal piano perpendicolare all'asse di *thrust*. Si ottiene cosí una probabilità per un emisfero in un evento P_h:

$$P_h \equiv \prod \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(-\ln \prod)^j}{j!},$$

dove

$$\prod \equiv \prod_{i=1}^{N} P(S_i).$$

Per costruzione, P_h dà la probabilità che le N tracce in un dato emisfero provengano tutte dal vertice principale.

In questa analisi si sono studiati gli emisferi opposti a quelli per cui P_h sia inferiore a 0.001. Questa selezione dà una purezza del b del 91.8% per il campione di emisferi selezionati. La contaminazione da eventi $\mathrm{c\bar{c}}$ è stata stimata essere il 5.0%, mentre il restante 3.2% è dovuto a coppie quark-antiquark leggeri (d,u,s). L'efficienza di selezione è del 17% per eventi con l'asse di thrust contenuto nell'accettanza del VD. Negli eventi adronici raccolti durante il 1991, 1992 e 1993 (circa un milione e mezzo) 97,962 emisferi soddisfano questa selezione.

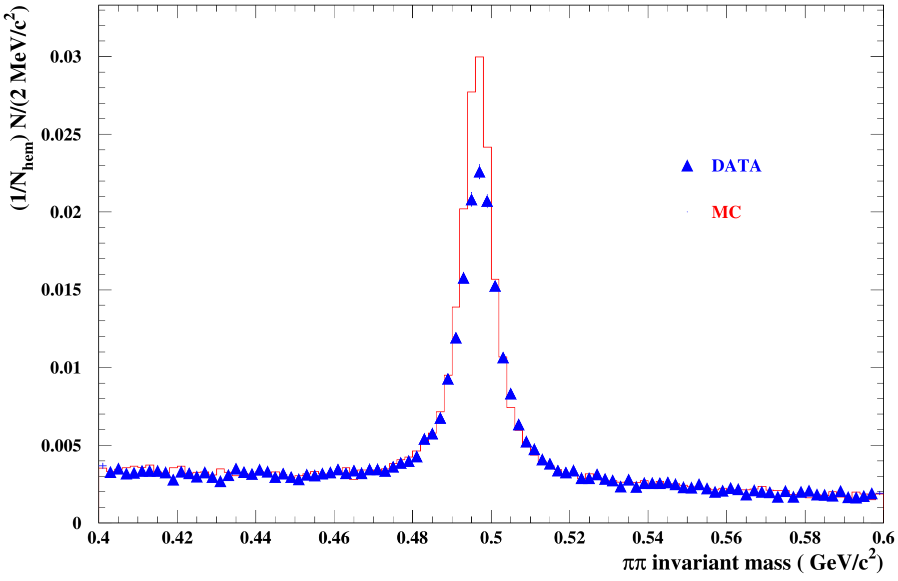


Figura 5.4: *Massa invariante* $\pi\pi$ *nel campione* $\mathrm{b\bar{b}}$ *selezionato. I triangoli sono i dati, l'istogramma la simulazione, entrambi sono normalizzati al numero di emisferi.*

La produzione di $\mathrm{K^0_S}$ in eventi $\mathrm{b\bar{b}}$ è stata calcolata, analogamente al paragrafo precedente, integrando la distribuzione in momento corretta per l'efficienza negli emisferi opposti a quelli per cui P_h sia inferiore a 0.001. In figura 5.4 è mostrato lo spettro di massa invariante $\pi\pi$ dei candidati $\mathrm{K^0_S}$ usati per questa analisi (si è usata la selezione *standard* delle $\mathrm{V^0}$). Da questa figura è chiaramente visibile che la nostra simulazione, basata su JETSET, sovrastima la produzione di $\mathrm{K^0}$ come emerso nel paragrafo precedente. Parametrizzando il segnale con due gaussiane si ottengono 13,334 ± 171 $\mathrm{K_S^0}$ nel campione selezionato.

Nell'integrazione si è corretto per la contaminazione di eventi non-$\mathrm{b\bar{b}}$ assumendo che la frazione di $\mathrm{K_S^0}$ sia uguale a quella misurata per la produzione inclusiva nei decadimenti adronici della Z, (5.1). Il valore che si ottiene è :

$$< N(\mathrm{K_S^0}) >_{\mathrm{b\bar{b}}} \quad = \quad 1.08 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst) \tag{5.2}$$

dove l'errore sistematico tiene conto della sottrazione del rumore, correzione per efficienza, estrapolazione nella regione di momento non osservata e contaminazione non-$\mathrm{b\bar{b}}$.

Per distinguere i $\mathrm{K_S^0}$ provenienti dai decadimenti degli adroni contenenti il quark b[1] (adroni B nel seguito), da quelli di frammentazione, è stato usato un metodo nuovo, basato sulla distribuzione in rapidità y rispetto all'asse di *thrust*

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}}.$$

Questa variabile mostra una buona capacità di separazione ed è abbastanza indipendente dalle assunzioni sui modelli di frammentazione e decadimento (figura 5.5).

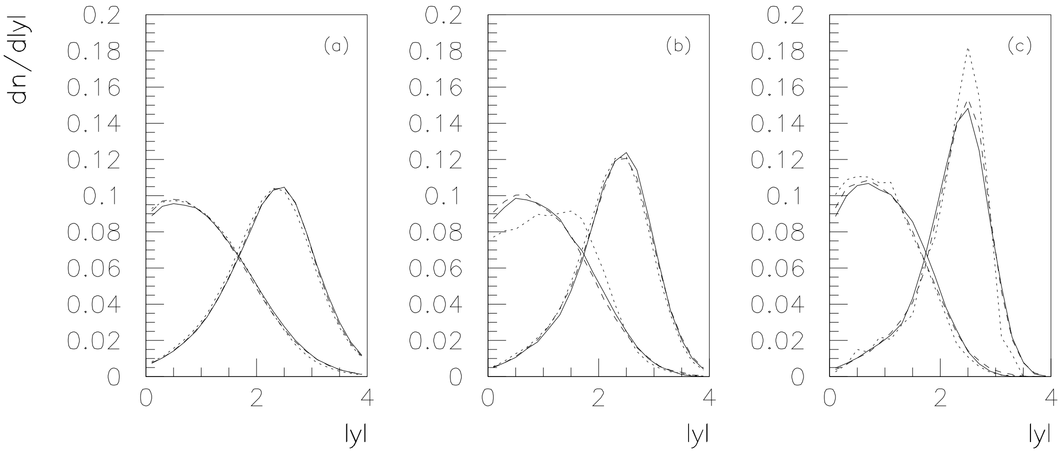


Figura 5.5: *(a) Distribuzioni in rapidità y per particelle cariche dalla frammentazione (tre curve con picco a bassi valori di y) e dai decadimenti degli adroni B (tre curve con picco a $y \approx 2.5$) ottenute con tre generatori di eventi: JETSET 7.4 PS (linee continue), JETSET 7.3 PS (linee tratteggiate) ed HERWIG 5.7 (linee punteggiate). Le distribuzioni sono normalizzate ad 1. (b) Come in (a) per* $\mathrm{K_S^0}$*. (c) Come in (a) per* Λ.

Per stimare la frazione di $\mathrm{K_S^0}$ dai decadimenti degli adroni B, la distribuzione misurata della rapidità dei $\mathrm{K_S^0}$ rispetto all'asse di *thrust* opposti all'emisfero b selezionato, è stata confrontata alle distribuzioni, che in seguito chiameremo di riferimento, predette dal modello JETSET 7.3 PS coi parametri liberi ottimizzati da DELPHI come in [12] ed in particolare con la funzione di frammentazione di Peterson [13].

Dato che l'efficienza di ricostruzione dipende dal momento, piuttosto che dalla rapidità, le predizioni della simulazione sono state pesate in funzione del momento.

---

[1] mesoni $\mathrm{B^0}$, $\mathrm{B^\pm}$, B_s, ecc. e barioni Λ_b, Ξ_b, ecc.

In quanto segue è stato eseguito un *fit* dell'espressione:

$$r(|y|) = N\left[(1-\alpha)f_f(|y|) + \alpha f_d(|y|)\right] \tag{5.3}$$

alla distribuzione misurata della rapidità, dove f_f e f_d sono le distribuzioni di riferimento per la componente di frammentazione e quella di decadimento degli adroni B rispettivamente, α è la frazione di particelle provenienti dai decadimenti degli adroni B, ed N è un fattore di normalizzazione.

Per tener conto delle correlazioni fra rapidità e momento (ogni canale di rapidità contiene eventi da tutto lo spettro in momento e l'efficienza dipende fortemente dal momento), nel *fit* si è minimizzata la quantità :

$$\bar{R} \cdot V^{-1} \cdot R$$

dove

R_i è un vettore i cui elementi sono $R_i = m(|y_i|) - r(|y_i|)$

$m(|y_i|)$ è la misura per il canale di rapidità i

$r(|y_i|)$ è la previsione per il canale di rapidità i

V è la matrice di covarianza che tiene conto della correlazione statistica fra i vari canali di rapidità.

Dal *fit* si trova la seguente molteplicità :

$$\mathrm{n}(\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{K^0_S}X) \quad = \quad 0.290 \pm 0.011\,. \tag{5.4}$$

La figura 5.6 mostra il confronto fra la distribuzione misurata della rapidità rispetto all'asse di *thrust* ed il risultato del *fit*.

In quanto esposto finora non è stato tenuto conto, nei *fit* alle distribuzioni in rapidità, delle differenze fra gli spettri in momento misurati e quelli predetti nella simulazione. Dato che la nostra simulazione sovrastima la produzione di $\mathrm{K^0_S}$, specialmente a bassi momenti dove la componente di frammentazione è quella dominante, una procedura di ripesaggio è stata applicata. Gli spettri in momento previsti per le componenti di frammentazione e di decadimento del b sono stati scalati per riprodurre la distribuzione in momento misurata nella sezione precedente. Gli spettri in momento risultanti sono stati usati per ripesare gli eventi simulati evento per evento, da cui si sono ottenute le nuove distribuzioni in rapidità. La matrice di covarianza V nell'espressione (5.4) è stata modificata per includere anche l'errore dovuto all'incertezza sullo spettro in momento misurato. Ripetendo la procedura di minimizzazione di (5.4) si è ottenuto: $\mathrm{n}(\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{K^0_S}X) = 0.274 \pm 0.015$.

Per controllare i possibili effetti sistematici dovuti alla scelta dell'asse di *thrust* per calcolare la rapidità, è stato costruito un altro vettore per stimare la direzione dell'adrone B. È stata presa la somma vettoriale dei momenti di tutte le particelle neutre e cariche con rapidità maggiore di 1.5 rispetto all'asse di *thrust*. Questo vettore è una buona approssimazione della direzione dell'adrone B come mostrato in [14]. La distribuzione in rapidità dei $\mathrm{K^0_S}$ definita rispetto a questo asse del b è stata paragonata come sopra alle previsioni della simulazione. Il risultato del *fit* è : $\mathrm{n}(\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{K^0_S}X) = 0.300 \pm 0.010$. Usando le distribuzioni ripesate si è ottenuta la seguente molteplicità media: $\mathrm{n}(\mathrm{B} \rightarrow \mathrm{K^0_S}X) = 0.279 \pm 0.015$.

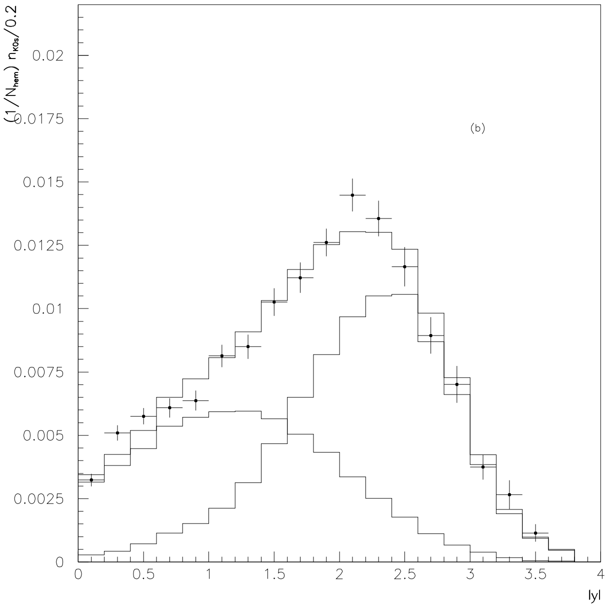


Figura 5.6: *Distribuzione in rapidità dei* $\mathrm{K_S^0}$ *rispetto all'asse di thrust negli eventi* $\mathrm{b\bar{b}}$ *(punti con le barre di errore). Le componenti di frammentazione (istogramma a più bassi valori di rapidità), di decadimento degli adroni B (istogramma con massimo a valori di rapidità ≈2.5) e la loro somma in base al fit sono mostrati.*

Tutte le misure ottenute per $\mathrm{n(B \to K_S^0}X)$ sono state usate per calcolare le incertezze dovute allo spettro in momento e alla scelta della direzione del B ricostruito, con il risultato (5.4) usato come valore centrale [2]. Si ottiene infine:

$$\mathrm{n(B \to K_S^0}X) \quad = \quad 0.290 \pm 0.011 \pm 0.027\,. \qquad (5.5)$$

Il primo errore include l'errore statistico e gli effetti sistematici dovuti ai *fit* agli spettri di massa invariante ed ai *fit* alle distribuzioni in rapidità. Il secondo errore dà la deviazione quadratica media delle quattro misure combinate con una stima della variazione del risultato finale del 9% se al posto del modello JETSET 7.3 PS con la funzione di frammentazione di Peterson, per le distribuzioni di riferimento si prendono:

(b) HERWIG 5.7, con frammentazione dei *cluster* [15];

(c) JETSET 7.4 PS, con frammentazione a stringa e parametrizzazione di Bowler della funzione di frammentazione [5];

(d) JETSET 7.3 PS con la funzione di frammentazione simmetrica di Lund [5];

(e) ARIADNE[16], con frammentazione di "dipolo".

5.1.3 Sommario

La molteplicità media di $\mathrm{K^0}$ (5.1) misurata nei decadimenti adronici della Z vale:

$$< N(\mathrm{K^0}) > = 1.962 \pm 0.060.$$

---

[2] questo per consistenza, in quanto la direzione del *thrust* è stata quella usata per definire gli emisferi nel campione di eventi arricchito $\mathrm{b\bar{b}}$

L'errore riportato sopra e nelle espressioni seguenti è la somma in quadratura dell'errore statistico e quello sistematico. Il risultato è in accordo entro gli errori coi valori misurati alla Z dagli altri esperimenti:

$$\begin{array}{rcll} < N(\mathrm{K}^0) > = & 1.99 \pm 0.04 & \mathrm{OPAL}[17] \\ < N(\mathrm{K}^0) > = & 2.04 \pm 0.14 & \mathrm{L3}[18] \\ < N(\mathrm{K}^0) > = & 2.061 \pm 0.047 & \mathrm{ALEPH}[19] \\ < N(\mathrm{K}^0) > = & 2.04 \pm 0.18 & \mathrm{SLD}[20]. \end{array}$$

JETSET 7.3 PS, JETSET 7.4 PS, ARIADNE 4.06, JETSET 7.4 ME e HERWIG 5.8 C coi parametri adattati in [12] prevedono valori leggermente più alti, rispettivamente $< N(\mathrm{K}^0) >= 2.13$, 2.17, 2.12, 2.10 e 2.08. Il nostro risultato è fra le due e le quattro deviazioni standard minore. La differenza percentuale (scostamento relativo) fra previsioni e valori osservati è dell'ordine del 4-8%. In figura 5.7 sono anche riportati i risultati di ALEPH [19] e OPAL [17] e le previsioni dei diversi generatori di eventi adronici. In figura 5.7 sono riportate le previsioni e gli scostamenti relativi in funzione di ξ_p; da questa figura è evidente che i modelli sovrastimano la produzione di K^0 a bassi momenti (alti ξ_p) del 10-20%. La produzione di $\mathrm{K}^\pm$ è invece sottostimata da tutti i generatori; il valore misurato è $< N(\mathrm{K}^\pm) >= 2.37 \pm 0.13$ [21], le previsioni dei modelli elencati sopra: 2.20, 2.23, 2.19, 2.15 e 2.11.

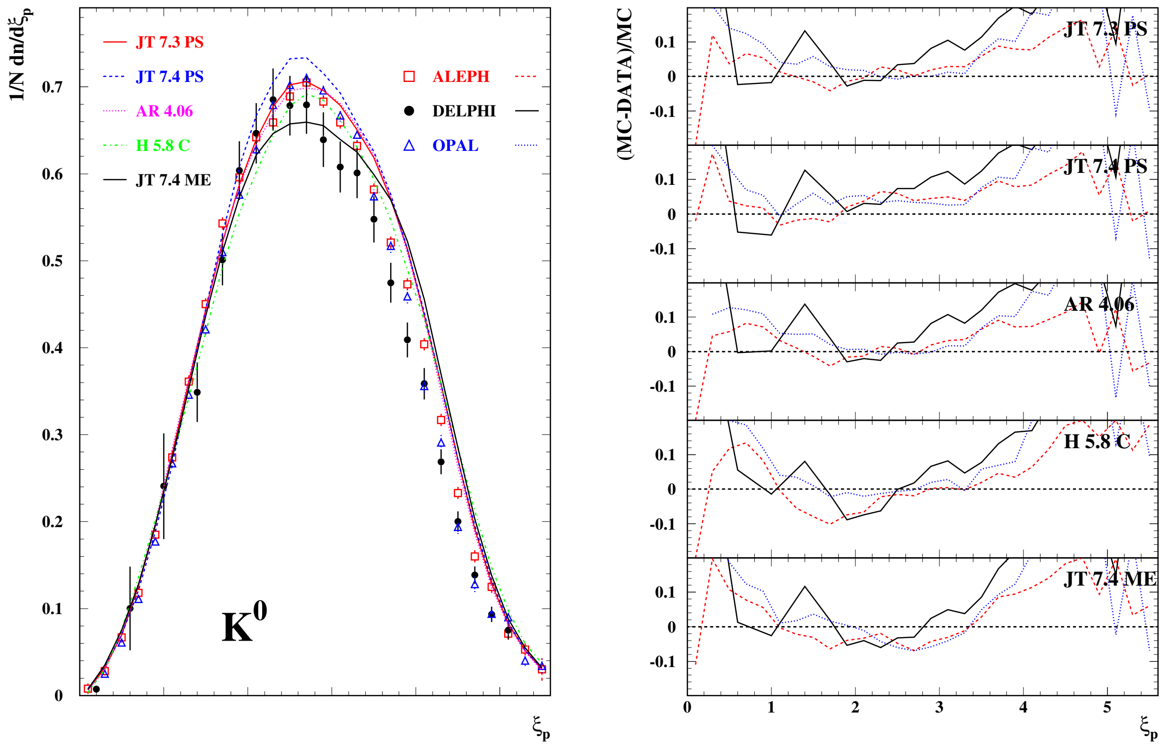


Figura 5.7: *Distribuzione in* ξ_p *per i* K^0.

In figura 5.8(a) sono mostrati i valori misurati della molteplicità media di K^0 per evento adronico nelle collisioni $\mathrm{e^+e^-}$ in funzione dell'energia del centro di massa (la figura 5.8(b) mostra per confronto i valori per il mesone strano a spin 1 $\mathrm{K}^{*\pm}$).

Un interessante confronto per la (5.1) viene dalla molteplicità media di $\mathrm{K^0_S}$ negli eventi $\mathrm{b\bar{b}}$ (5.2):

$$< N(\mathrm{K}^0) >_{\mathrm{b\bar{b}}} \;\; = \;\; 2.16 \pm 0.12$$

che è 1.5 deviazioni standard maggiore di quella (5.1) misurata per gli eventi adronici (secondo il Modello Standard sono una mistura u,c ≈17% e d,s,b ≈22%). JETSET 7.4 PS ed HERWIG 5.7 prevedono rispettivamente i valori 2.48 e 2.80. Una parte significativa (0.06 per JETSET e 0.13 per HERWIG) dell'eccesso previsto dai generatori rispetto al valore misurato (5.1) sembra quindi provenire da una sovrastima della produzione di K^0 negli eventi $\mathrm{b\bar{b}}$.

Il numero medio di $\mathrm{K^0_S}$ prodotti nei decadimenti degli adroni B (5.5):

$$\mathrm{n(B \to K^0_S}X) \;\; = \;\; 0.290 \pm 0.029\,,$$

è consistente con quello misurato alla Υ(4S), (32.0 ± 1.9)%, nonostante la mistura di adroni B sia diversa [3].

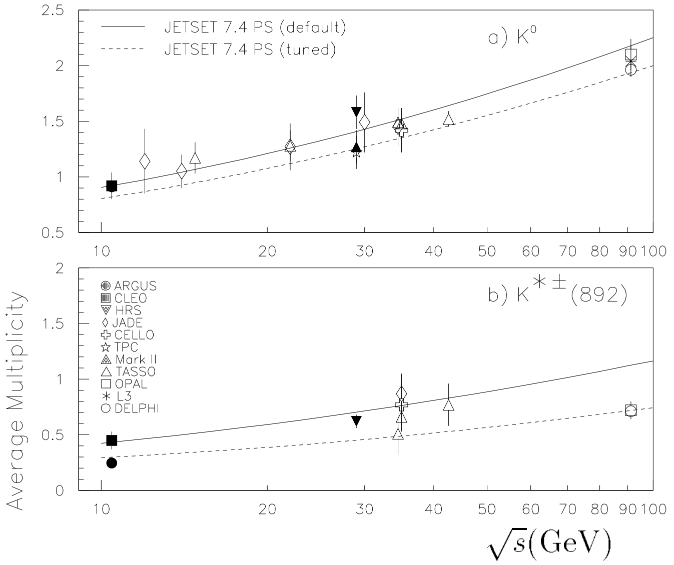


Figura 5.8: *Dipendenza della molteplicità medie per evento adronico di a)* K^0 *e b)* $\mathrm{K}^{*\pm}$*(892) nelle collisioni* $\mathrm{e^+e^-}$ *dall'energia del centro di massa* $\sqrt{s}$ *paragonata alle previsioni di JETSET 7.4 PS coi parametri di default (curva continua) e coi parametri adattati (curva tratteggiata). Gli altri dati sono tratti da [22]-[29], [30, 31, 17, 18].*

---

[3] Alla Υ(4S) lo spazio delle fasi disponibile non permette la creazione di $\mathrm{B_S}$ e di barioni b che alla Z sono invece permessi

5.2 Correlazioni di Bose-Einstein nel sistema $\mathrm{K^0_S K^0_S}$

Nel 1954 e nel 1956 Hambury Brown e Twiss proposero un nuovo tipo di interferometro che permetteva di misurare correlazioni fra fotoni in due fasci di radiazione a frequenze radio [32] e visibili [33]. Questi interferometri vennero in seguito effettivamente costruiti ed usati per misurare il diametro angolare di stelle radio [34] e di stelle visibili [35]. Il principio di questi strumenti è che i segnali dei due fasci, in origine coerenti, sono rivelati indipendentemente, perdendo cosí l'informazione sulle fasi relative, e misurando solamente la correlazione fra le intensità.

Nel 1959 G. Goldhaber ed altri [36] osservarono correlazioni angolari fra coppie di pioni della stessa carica prodotti nelle collisioni protone-antiprotone, non osservate per le coppie di pioni di carica opposta. L'anno seguente G. Goldhaber, S. Goldhaber, Lee e Pais [37] interpretarono queste correlazioni come conseguenze della statistica quantistica a cui devono obbedire coppie di bosoni identici (statistica di Bose-Einstein). In questa maniera riuscirono anche a stimare le dimensioni della sorgente di adronizzazione, similmente a quanto avevano fatto gli esperimenti di interferometria stellare.

In tutti gli studi successivi di collisioni di particelle ad alta energia – e^+e^-, adroni e ioni pesanti – è stato osservato un eccesso nella produzione di pioni (o K) identici e con momenti simili (per una rassegna si può vedere per esempio [38]). Chiameremo nel seguito questi fenomeni correlazioni di Bose-Einstein BEC.

In questo paragrafo descrivo lo studio delle BEC nel sistema $\mathrm{K^0_S K^0_S}$. Per concludere farò una breve rassegna sui risultati ottenuti al LEP e sulle conseguenze delle BEC per la determinazione della massa del bosone W a LEP200 [39].

La densità di probabilità di una particella è data da:

$$P_1(q_a) = |\psi(q_a)|^2 = \frac{E_a}{N_{ev}} \frac{d^3 n}{d^3 p_a},$$

la densità di due particelle come:

$$P_2(q_a, q_b) = |\psi(q_a, q_b)|^2 = \frac{E_a E_b}{N_{ev}} \frac{d^6 n}{d^3 p_a d^3 p_b}.$$

dove ψ è la funzione d'onda, q_i e p_i sono i quadri vettori e i tri vettori momento, E_i l'energia della particella, n i numeri di particelle o di coppie e N_{ev} il numero di eventi. Per n particelle identiche queste densità sono normalizzate a $< n >$ e $< n(n-1) >$ rispettivamente.

Per studiare la probabilità di emissione di due bosoni identici è utile introdurre una funzione di correlazione R:

$$R(q_a, q_b) = \frac{P_2(q_a, q_b)}{P_1(q_a) P_1(q_b)}$$

formata una parte la cui funzione d'onda è soggetta a simmetrizzazione per scambio delle due particelle al numeratore, divisa per una priva di correlazioni al denominatore. Analogamente è possibile generalizzare R per tre o più corpi.

Le BEC possono essere usate per studiare la struttura spazio-temporale della sorgente di produzione dei bosoni, che, nel caso che ci accingiamo a studiare, è la sorgente di

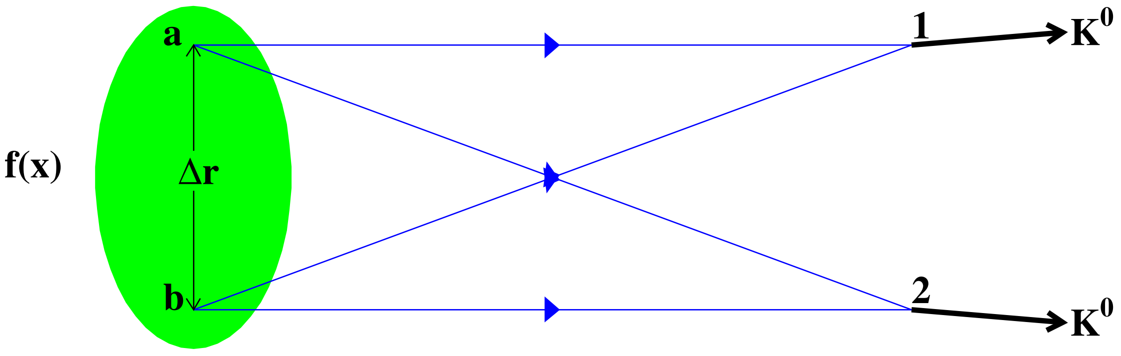


Figura 5.9: *Interferenza fra bosoni emessi da una sorgente finita*

adronizzazione da cui provengono i bosoni identici [40]. Si può infatti esprimere R come trasformata di Fourier $\mathcal{F}$ della densità spazio-temporale della sorgente dei bosoni $f(x)$:

$$R = 1 + \mathcal{F}\left[f(x)\right]$$

con x quadrivettore spazio-tempo.

In pratica negli studi sperimentali al posto di $P_1(q_a)P_1(q_b)$ si usa una funzione (campione di riferimento) che abbia tutte le caratteristiche della $P_2(q_a, q_b)$ a parte la simmetrizzazione. Inoltre l'effetto può essere descritto usando la variabile Q, definita da $Q^2 = M^2 - 4m^2$, dove M è la massa invariante delle due particelle, ed m è la massa della particella. Per una sorgente gaussiana sferica la funzione di correlazione è di solito parametrizzata come:

$$R(Q) = 1 + \lambda e^{-r^2Q^2} \tag{5.6}$$

dove il paramentro r dà la dimensione della sorgente e λ misura il grado di incoerenza della sorgente, e vale 1 per una sorgente completamente incoerente ("caotica") e 0 per una perfettamente coerente (tutte le onde sono in fase e non c'è interferenza).

Quanto mi accingo a descrivere in dettaglio è lo studio delle BEC nel sistema $K_S^0K_S^0$ nei decadimenti adronici della Z. I primi studi delle BEC al LEP ([41, 42, 43]) erano stati fatti nel sistema $\pi^+\pi^+$, $\pi^-\pi^-$ dove si potevano avere tra l'altro effetti coulombiani fra i due bosoni identici e sovrapposizioni nelle ricostruzioni delle due tracce. Sembrava pertanto interessante studiare le BEC in un sistema in cui i bosoni sono neutri, senza correlazioni dovute alla ricostruzione e per masse diverse.

In realtà il sistema $K_S^0K_S^0$ presenta una peculiarità messa in evidenza per la prima volta da Lipkin [44]. Quando una coppia $K_S^0K_S^0$ viene prodotta ci sono due possibilità :

a. La coppia $K_S^0K_S^0$ viene da un sistema K^0K^0 (o $\bar{K}^0\bar{K}^0$). In questo caso la coppia $K_S^0K_S^0$ viene da una coppia di bosoni identici e quindi la funzione d'onda è soggetta a simmetrizzazione. A piccoli valori di Q, dove si osserva la BEC, la frazione di $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ proveniente da coppie di bosoni identici è il 28% dell'intero campione. Questa frazione è ottenuta usando il programma Monte Carlo JETSET PS [5].

b. La coppia $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ proviene da un sistema $\mathrm{K^0\bar{K}^0}$. In questo caso il sistema originale è una coppia bosone-antibosone e quindi non è soggetto a simmetrizzazione. Ciononostante, come descritto in dettaglio in [44], ci si aspetta lo stesso un eccesso nella regione a basso Q se scegliamo l'autostato $C = +1$ dell'operatore C di coniugazione di carica. La funzione d'onda dello stato $|\mathrm{K^0\bar{K}^0}\rangle$ è una sovrapposizione degli autostati $C = +1$ e $C = -1$:

$$|\mathrm{K^0\bar{K}^0}\rangle_{C=\pm1} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|\mathrm{K^0}(\vec{p})\mathrm{\bar{K}^0}(-\vec{p})\rangle \pm |\mathrm{\bar{K}^0}(\vec{p})\mathrm{K^0}(-\vec{p})\rangle\right] ,$$

dove $\vec{p}$ è il trimomento di uno dei K nel loro sistema del centro di massa. Nel limite di $|\vec{p}| = 0$ (Q=0), la probabilità per lo stato $C = -1$ ($\mathrm{K^0_S K^0_L}$) tende a 0 mentre quella per lo stato $C = +1$ ($\mathrm{K^0_S K^0_S}$ o $\mathrm{K^0_L K^0_L}$) è massima. Questo dovrebbe provocare un eccesso per coppie $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ (ed anche $\mathrm{K^0_L K^0_L}$) a piccoli valori di Q, ma dovrebbe essere compensato dalla soppressione dello stato $\mathrm{K^0_S K^0_L}$ a piccoli valori di Q. Questo significherebbe che non si osserverebbe una BEC (come d'altronde ci si aspetta per un sistema bosone-antibosone) se fosse possibile accedere sperimentalmente a tutti gli stati $\mathrm{K^0\bar{K}^0}$. Dato che l'analisi usa solamente le coppie $\mathrm{K^0_S K^0_S}$, ci aspettiamo allora di osservare, non una correlazione ridotta a bassi Q, ma la correlazione massima pari a quella osservabile in un sistema di bosoni identici a causa di questo effetto "simil-BE".

Per cercare di trarre delle conclusioni si dovrà in realtà tener anche conto che il campione di $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ scelto non mostrerà una correlazione completa a causa di $\mathrm{K^0_S}$ provenienti da sorgenti che non sono correlate direttamente con quella di adronizzazione. Si correggerà pertanto per i $\mathrm{K^0_S}$ provenienti da decadimenti deboli di altre particelle e per le coppie $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ provenienti dai decadimenti sotto soglia del mesone scalare $f_0(980)$.

Ai primi studi [41, 42, 43] a LEP su coppie di pioni carichi, sono seguiti: due lavori di DELPHI su coppie [45] e tripletti di pioni carichi [46], quello su coppie di $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ [4] al quale ho contribuito in modo rilevante, nonché uno [3] che aggiorna i risultati sulle coppie di $\mathrm{K^0_S K^0_S}$ e presenta, per la prima volta nelle collisioni $\mathrm{e^+e^-}$, lo studio per coppie di K carichi, al quale ho pure personalmente collaborato. Esistono anche due studi di OPAL [17, 47] ed uno di ALEPH [19] su coppie $\mathrm{K^0_S K^0_S}$.

5.2.1 Procedura sperimentale

Questo studio si basa su un campione di 3,041,134 eventi adronici raccolti fra il 1991 ed il 1994, che soddisfano i criteri di selezione descritti nel capitolo 3.

L'effetto del rivelatore è stato studiato al solito col programma di simulazione DELSIM [6]. Gli eventi sono stati generati usando JETSET 7.3 PS, con i parametri liberi ottimizzati come in [48]. Non è stata utilizzata l'opzione del programma che modifica i momenti delle particelle negli stati finali per simulare l'effetto BEC. 2,548,000 eventi simulati soddisfano gli stessi criteri di selezione applicati ai dati reali.

Lo spettro di massa invariante $\pi^+\pi^-$ dei candidati $\mathrm{K^0_S}$ selezionati è mostrato in figura 5.10(a). Un chiaro segnale di 541,000 $\mathrm{K^0_S}$ è visibile sopra un rumore del 14% nella regione

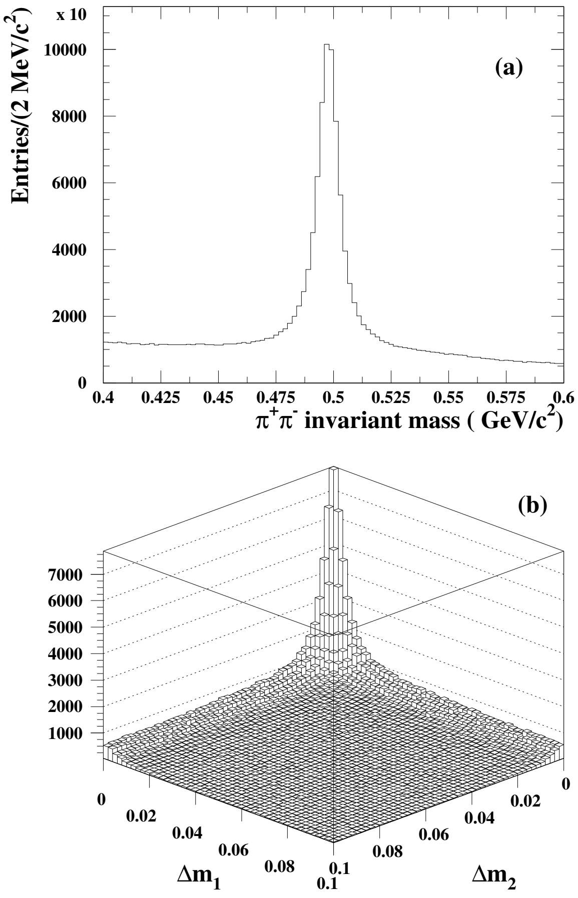


Figura 5.10: *(a) Spettro di massa invariante* $\pi^+\pi^-$ *per i vertici secondari selezionati usati nell'analisi. (b) Istogramma bidimensionale del valore assoluto delle differenze dalla massa nominale del* $\mathrm{K^0_S}$ Δm (GeV/c^2) *quando nello stesso evento sono presenti due o più candidati* $\mathrm{K^0_S}$.

± 10 MeV/c^2 dal picco. Sempre in tale regione l'efficienza per ricostruire un $\mathrm{K^0_S}$ che decade in $\pi^+\pi^-$, pesata per lo spettro in momento previsto da JETSET PS, vale il 26.4% (38% nell'intero spettro di massa invariante).

Il campione di eventi generati usando JETSET PS e la simulazione completa del rivelatore ha permesso di verificare che:

- la riflessione dal decadimento della Λ in pπ^- è piatta nello spettro di massa invariante $\pi^+\pi^-$ ed ammonta al 2% sotto il picco;
- il contributo da conversioni di fotoni è trascurabile.
- in generale, sotto il picco del $\mathrm{K^0_S}$, il fondo è piatto.

Per valutare il numero di coppie $\mathrm{K^0_S K^0_S}$, si è adottata la seguente procedura. Prima di tutto si sono considerati eventi con almeno due candidati $\mathrm{K^0_S}$ (scartando i candidati con tracce in comune) con massa invariante nella regione $\pm$ 100 MeV/c^2 dal picco del $\mathrm{K^0_S}$. Per valutare il rumore in questo campione, si calcolano i valori assoluti Δm_1 e Δm_2

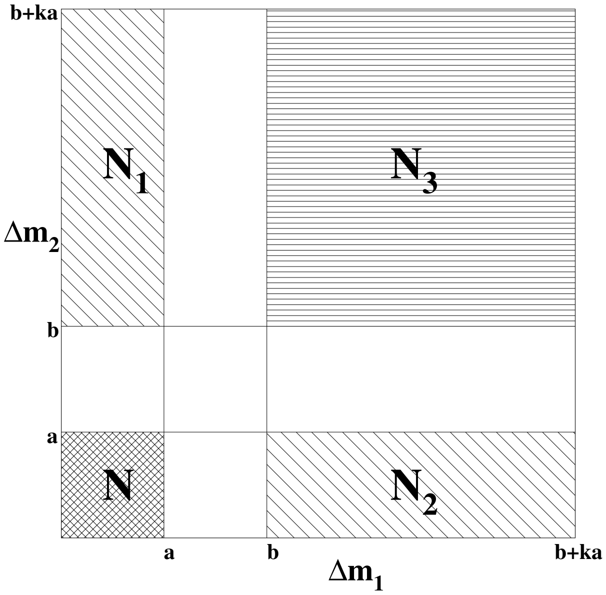


Figura 5.11: *Definizioni delle regioni di segnale e di controllo nel metodo di sottrazione bidimensionale del rumore.*

delle differenze fra massa invariante del candidato K^0_S e la massa nominale del K^0_S [8]. La correlazione fra Δm_1 e Δm_2 è mostrata in figura 5.10(b).

La "regione di segnale" (vedi figura 5.11), definita da $\Delta m_1, \Delta m_2 < a = 10$ MeV/c^2, contiene 75,065 coppie. Il numero N di coppie selezionate è la somma di quattro contributi:

- N_{tt}, numero di coppie di veri K^0_S;
- N_{tf}, numero di coppie in cui il primo è un vero K^0_S ed il secondo è falso (cioè dovuto ad una combinazione casuale);
- N_{ft}, numero di coppie in cui il primo candidato è un K^0_S falso ed il secondo un vero K^0_S (ci si attende che $N_{ft} = N_{tf}$);
- N_{ff}, numero di coppie in cui entrambi i candidati sono falsi;

dove nel caso ideale $N_{ft} = N_{tf}$.

È stato ancora verificato nella simulazione che, nella regione di Δm usata nell'estrapolazione seguente, il fondo sotto il picco delle Δm_i sia piatto per entrambi i candidati K^0_S. I tre contributi al rumore N_{tf}, N_{ft} e N_{ff} si possono cosí stimare dai numeri di coppie N_1, N_2 e N_3 nelle "tre regioni di controllo" definite nel diagramma di correlazione Δm_1, Δm_2 in figura 5.11:

$$\begin{array}{lllllll} N_1 = & kN_{tf} + kN_{ff} & & \Delta m_1 & < a, & b < & \Delta m_2 & < 100 \text{ MeV}/c^2; \\ N_2 = & kN_{ft} + kN_{ff} & b < & \Delta m_1 & < 100 \text{ MeV}/c^2, & & \Delta m_2 & < a; \\ N_3 = & k^2 N_{ff} & b < & \Delta m_1 & < 100 \text{ MeV}/c^2, & b < & \Delta m_2 & < 100 \text{ MeV}/c^2; \end{array}$$

dove

$$k = \frac{\text{larghezza della regione di controllo}}{\text{larghezza della regione di segnale}} = \frac{100 - b}{a}$$

Il limite superiore $a = 10$ MeV/c^2 della regione di segnale è scelto in modo da ottimizzare il rapporto tra segnale e fondo; il limite inferiore $b = 20$ MeV/c^2 ed il limite superiore di 100 MeV/c^2 dell'intervallo che definisce la regione di controllo sono scelti in modo da avere un contributo trascurabile di segnale e massimizzare la regione del fondo piatto per la procedura di estrapolazione.

Il numero di coppie di veri K^0_S nella regione di segnale può dunque essere stimato come:

$$\begin{aligned} N_{tt} &= N - (N_{tf} + N_{ft} + N_{ff}) \\ &= N - (N_1 + N_2)/k \; + \; N_3/k^2 \, , \end{aligned}$$

che in conclusione dà, dopo la sottrazione del rumore, $55,498 \pm 274(stat)$ coppie $K^0_S K^0_S$, tra le quali $25,501 \pm 188(stat)$ hanno $Q < 2$ GeV/c.

La figura 5.12 mostra la distribuzione di Q delle coppie di K^0_S per dati ed eventi simulati. Gli eventi simulati sono stati generati senza BEC. Si può osservare un eccesso nei dati sperimentali a bassi Q.

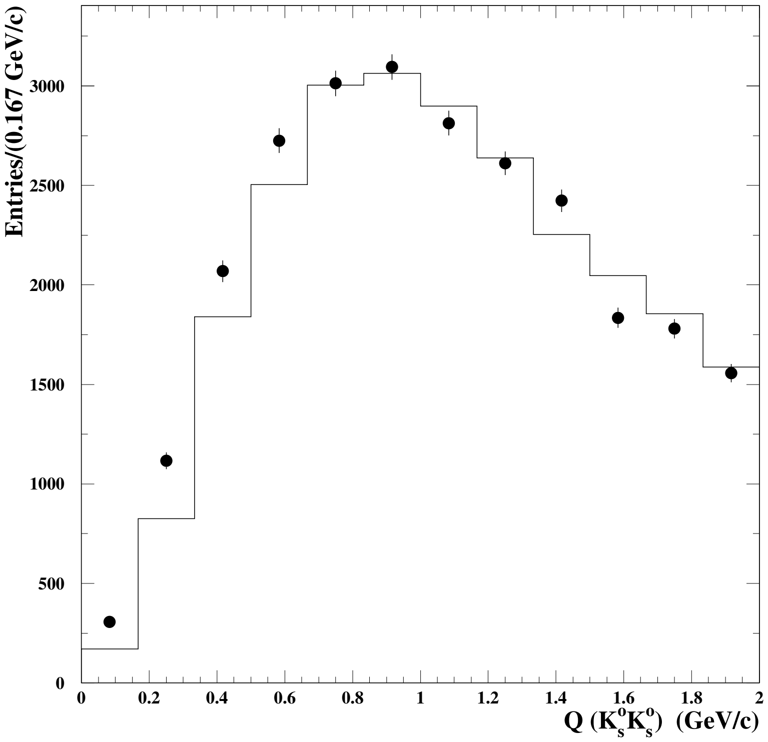


Figura 5.12: *Distribuzione delle coppie di* K^0_S *per i dati (punti) e per la simulazione senza BEC (linea continua), in funzione di* Q*.*

Per dare una prima stima della funzione di correlazione, definiamo il rapporto:

$$R_{MEAS}(Q) = \mathcal{N} \times \frac{N_R(Q)}{N_S(Q)}$$

dove N_R e N_S sono i numeri di coppie di K^0_S per intervallo di Q per dati reali e simulati rispettivamente, dopo la sottrazione del rumore descritta sopra, e $\mathcal{N}$ è un fattore di normalizzazione calcolato dal rapporto fra N_S e N_R nell'intervallo fra 0.5 GeV/c e 2 GeV/c.

Nel caso delle coppie di K^0_S non c'è alcuna maniera ovvia per estrarre un campione di riferimento dagli stessi dati reali [47], come nel caso dei pioni carichi [43], per cui in questa analisi il campione di riferimento è stato estratto dagli eventi simulati.

La funzione di correlazione $R_{MEAS}(Q)$ è rappresentata in figura 5.13. Un eccesso è chiaramente visibile nella regione $Q < 0.4$ GeV/c.

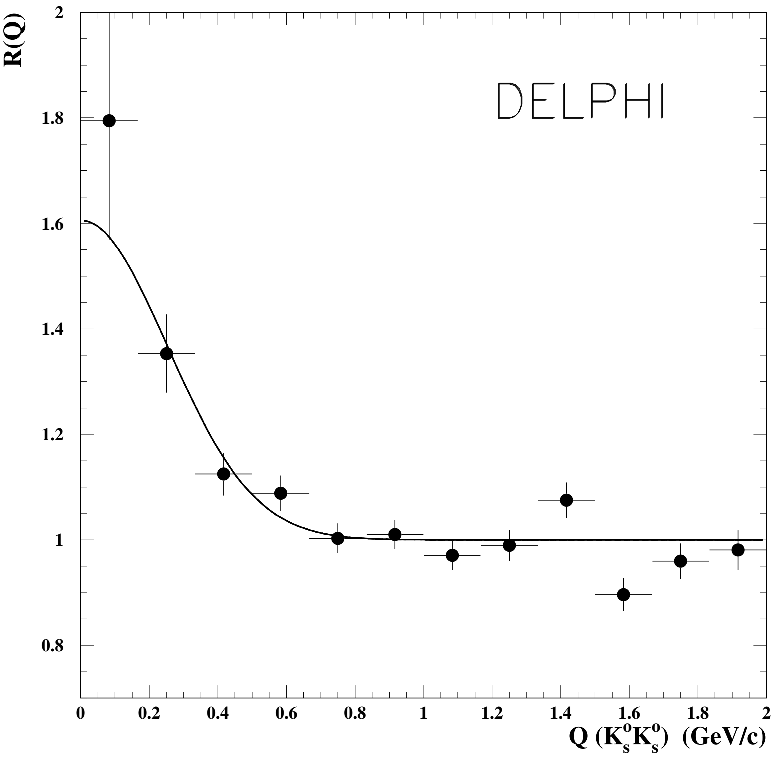


Figura 5.13: *Funzione di correlazione misurata $R_{MEAS}(Q)$; la linea continua rappresenta il fit della funzione (5.6).*

Il *fit* a R dell'espressione (5.6) dà :

$$\begin{aligned} \lambda &= 0.61 \pm 0.16\,(stat) \pm 0.16\,(syst) \\ r &= 0.55 \pm 0.08\,(stat) \pm 0.12\,(syst)\,\mathrm{fm}\,, \end{aligned} \tag{5.7}$$

con un $\chi^2 = 23$ per 10 gradi di libertà ed un coefficiente di correlazione 0.8. La valutazione degli errori sistematici è spiegata nel paragrafo 5.2.3.

Nella figura 5.14, sono rappresentati gli intevalli di confidenza al 39% e 90% del χ^2 del *fit* della funzione (5.6) a R_{MEAS}. Sono anche mostrati i risultati di OPAL [17] e ALEPH [19] sui K^0_S, e quelli LEP [41, 42, 43] sui pioni carichi.

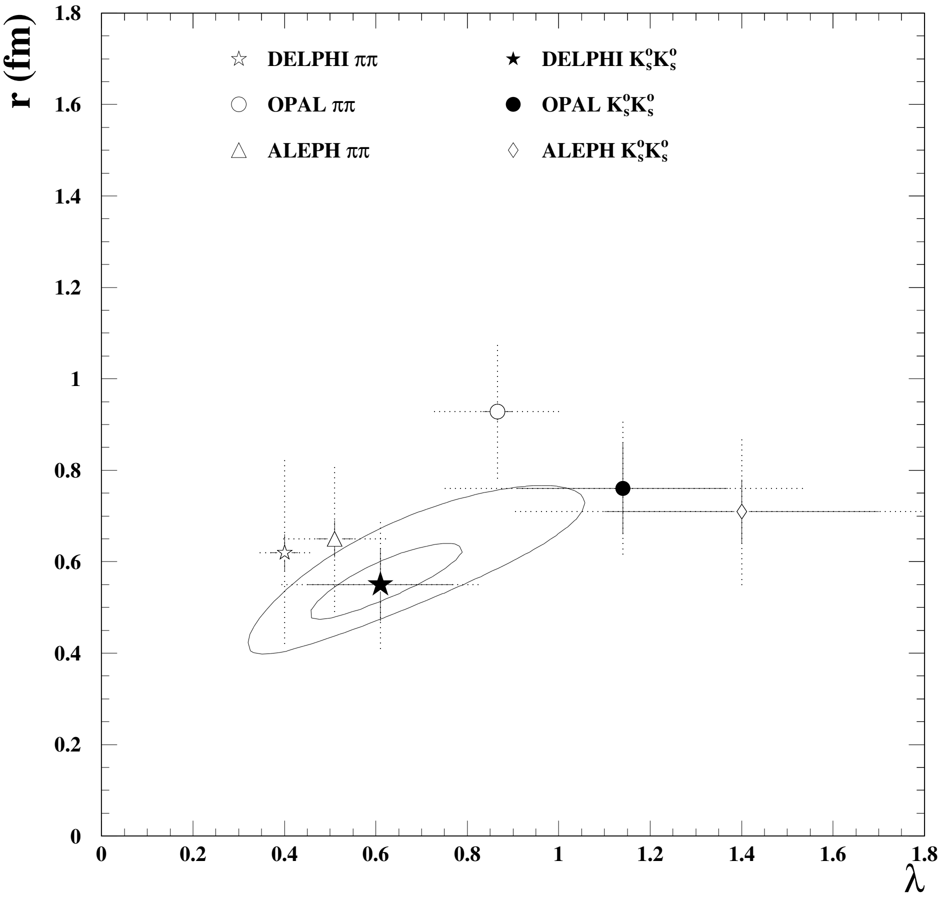


Figura 5.14: *La linea interna mostra il livello di confidenza al 39% e quella esterna al 90% per il fit della funzione (5.6) a R_{MEAS}; gli errori sono solo statistici. Sono rappresentati anche i valori misurati da OPAL [17] ed ALEPH [19] per* $K^0_SK^0_S$ *e quelli di OPAL, ALEPH e DELPHI [41, 42, 43] per le correlazioni fra pioni carichi. Le linee tratteggiate danno l'errore globale, statistico e sistematico sommati in quadratura.*

5.2.2 Correzioni per K^0_S spuri

Per la presenza di K^0_S non provenienti direttamente dalla regione di interazione ci si aspetta che la correlazione misurata fra le coppie di K^0_S sia minore della pura correlazione fra K^0_S primari.

In particolare, ci si aspetta che una frazione non trascurabile di K^0_S provenga dai decadimenti deboli delle particelle contenenti i quark b o c, come i mesoni B e D, o i barioni Λ_b e Λ_c. Queste particelle hanno una vita media dell'ordine del ps ($c\tau \simeq 100-500$ μm) e quindi sono spazialmente separate dal vertice di decadimento della Z, o, in altri termini, si trovano a distanze molto maggiori delle dimensioni della regione che stiamo studiando ($\simeq$ fm). Per fare questa correzione bisogna stimare la frazione $f_{bc}(Q)$ di coppie $K^0_SK^0_S$ in cui almeno un K^0_S proviene dal decadimento di queste particelle. $f_{bc}(Q)$ è stata calcolata usando JETSET PS, ed è mostrata nella tabella 5.2 [4].

---

[4] La crescita di $f_{bc}(Q)$ a bassi valori di Q è dovuta a coppie dallo stesso decadimento. Per la maggior parte di queste coppie l'ampiezza di decadimento è fortemente vincolata dallo spazio delle fasi disponi-

Correggendo per $f_{bc}(Q)$, la funzione di correlazione diventa

$$R^*(Q) = 1 + \frac{R_{MEAS}(Q) - 1}{(1 - f_{bc}(Q))} .$$

Il *fit* della funzione (5.6) a R^* dà :

$$\begin{aligned} \lambda^* &= 0.81 \pm 0.21\,(stat) \pm 0.25\,(syst) \\ r^* &= 0.57 \pm 0.08\,(stat) \pm 0.12\,(syst)\,\mathrm{fm}\,. \end{aligned} \tag{5.8}$$

Un'altra correzione a $R^*(Q)$ è dovuta per l'assenza dei decadimenti sotto soglia della $f_0(980)$ e $a_0(980)$ nel campione di dati simulati. Tali decadimenti possono simulare nella funzione di correlazione le BEC, in quanto vengono prodotti due K^0_S molto vicini in spazio delle fasi. La sezione d'urto di produzione all'energia del LEP è nota al momento solo per la f_0 [1]. La molteplicità media di f_0 per evento adronico è stata misurata essere pari a 0.098 ± 0.016 nella regione di momento della f_0 $0.05 < x_p < 0.6$. Si può quindi correggere solo per questo effetto.

La distribuzione di Q per coppie $K\bar{K}$ provenienti da decadimenti della f_0 è stata calcolata usando la formula di Breit-Wigner per canali accoppiati [50] tenendo conto degli effetti di soglia di $K\bar{K}$. Il rapporto di diramazione (*Branching Ratio*) della f_0 in mesoni K è stata preso dalla referenza [8]. La funzione di correlazione $R^{**}(Q)$ dopo la sottrazione di queste coppie è riportata in tabella 5.2.

Il *fit* della funzione (5.6) a R^{**} dà [5]:

$$\begin{aligned} \lambda^{**} &= 0.82 \pm 0.21\,(stat) \pm 0.31\,(syst) \\ r^{**} &= 0.63 \pm 0.09\,(stat) \pm 0.13\,(syst)\,\mathrm{fm}\,. \end{aligned} \tag{5.9}$$

5.2.3 Valutazione degli errori sistematici

Sono state considerate le seguenti sorgenti di errori sistematici.

- Campione di riferimento
  Per stimare le sistematiche del campione di riferimento, sono stati variati i parametri fisici nella simulazione dell'evento (come illustrato nel capitolo 2). I parametri rilevanti per l'evoluzione partonica in JETSET PS sono il parametro della QCD Λ_{QCD} ed il parametro di taglio (*cut off*) nella cascata Q_0. I limiti di variazione permessi sono stati presi come nella referenza [51]: Λ fra 0.25 e 0.32 GeV, e Q_0 fra 0.6 e 1.4 GeV.

  La frammentazione in JETSET PS è governata dalla funzione di frammentazione simmetrica di Lund, che ha essenzialmente un solo parametro libero, a. Il suo valore è stato variato come nella referenza [51] fra 0.14 e 0.26 (il parametro b è stato

---

bile, per cui non dovrebbero mostrare BEC (in altre parole la sorgente dovrebbe essere coerente) [49]. Nell'ipotesi estrema che *tutte* le coppie provenienti dallo stesso decadimento interferiscano interamente, λ diminuirebbe del 20%. Questa è comunque una sovrastima dell'effetto.

[5] Una stima approssimativa del contributo della $a_0(980)$ (assumendo che la sua molteplicità sia la media fra le previsioni di JETSET PS e HERWIG, e che la $a_0(980)$ abbia lo stesso comportamento della f_0) diminuirebbe λ^{**} di circa il 10%.

Q (GeV/c)	$R_{MEAS}(Q)$	$f_{bc}(Q)$	$R^*(Q)$	$R^{**}(Q)$
0.000 – 0.167	1.69 ± 0.34	0.328	2.03 ± 0.51	1.86 ± 0.50
0.167 – 0.333	1.34 ± 0.12	0.287	1.48 ± 0.17	1.37 ± 0.18
0.333 – 0.500	1.01 ± 0.07	0.243	1.02 ± 0.09	0.97 ± 0.10
0.500 – 0.667	0.99 ± 0.06	0.238	0.98 ± 0.08	0.96 ± 0.08
0.667 – 0.833	1.05 ± 0.06	0.232	1.07 ± 0.08	1.06 ± 0.08
0.833 – 1.000	0.93 ± 0.06	0.223	0.91 ± 0.07	0.91 ± 0.07
1.000 – 1.167	1.02 ± 0.06	0.211	1.03 ± 0.08	1.03 ± 0.08
1.167 – 1.333	0.91 ± 0.06	0.235	0.89 ± 0.08	0.89 ± 0.08
1.333 – 1.500	1.14 ± 0.08	0.246	1.19 ± 0.10	1.20 ± 0.10
1.500 – 1.667	0.98 ± 0.08	0.236	0.97 ± 0.10	0.98 ± 0.10
1.667 – 1.833	0.99 ± 0.08	0.231	0.98 ± 0.10	1.00 ± 0.10
1.833 – 2.000	1.01 ± 0.08	0.246	1.01 ± 0.11	1.02 ± 0.11

Tabella 5.2: *Funzione di correlazione prima e dopo le correzioni. $R_{MEAS}(Q)$ è il valore misurato; $R^*(Q)$ quello dopo la correzione $f_{bc}(Q)$; ed in $R^{**}(Q)$ è stato anche sottratto il contributo della f_0.*

invece fissato a 0.34 GeV^{-2}). Il momento trasverso degli adroni primari rispetto alla direzione dei quark primari è parametrizzato da una gaussiana, la cui larghezza σ_q è stata variata fra 355 MeV/c e 415 MeV/c.

Inoltre sono stati variati i seguenti parametri:

- La probabilità di generare un mesone a spin 1, $V/(V+P)$, fra 0.47 e 0.67. Questo intervallo è calcolato dalle molteplicità di K^0 e K^* misurate da DELPHI [13, 53].
- La probabilità di eccitare una coppia $s\bar{s}$ dal vuoto, γ_s/γ_u, fra 0.28 e 0.32. Questo intervallo è stato derivato dalla sezione d'urto differenziale del K^0 riportata in [13].

Le incertezze sistematiche dovute a queste sorgenti sono mostrate in tabella 5.3.

- Selezione delle coppie.
  Le sistematiche sono valutate variando il limite superiore della regione di segnale da $a = 8$ MeV/c^2 a 20 MeV/c^2, e la regione di controllo fra gli intervalli 10 e 100 MeV/c^2 e 40 e 100 MeV/c^2 dal picco di massa. Durante le variazioni il limite superiore della regione di segnale è stato vincolato a non essere mai minore del limite inferiore della regione di controllo.

- Normalizzazione di R
  Questa sorgente è stata stimata variando l'intervallo di Q usato per la normalizzazione fra [0.333,2] GeV/c e [1,2] GeV/c.

- K^0_S spuri
  Un errore sistematico di ±10% è stato assegnato alla $f_{bc}(Q)$, per tener conto delle incertezze sui modi di decadimento delle particelle contenenti i quark b o c.

	Dati non corr.		Dopo corr. f_{bc}		Dopo corr. f_{bc} e f_0	
Sorgente	$\Delta\lambda$	Δr(fm)	$\Delta\lambda^*$	Δr^*(fm)	$\Delta\lambda^{**}$	Δr^{**}(fm)
σ_q	±0.073	±0.084	±0.092	±0.063	±0.107	±0.066
a	±0.037	±0.020	±0.046	±0.016	±0.053	±0.020
Λ	±0.021	±0.005	±0.026	±0.003	±0.025	±0.005
Q_0	±0.048	±0.029	±0.059	±0.023	±0.053	±0.022
γ_s/γ_u	±0.014	±0.014	±0.017	±0.011	±0.019	±0.009
V/(V+P)	±0.039	±0.066	±0.048	±0.050	±0.044	±0.049
Totale	±0.11	±0.11	±0.13	±0.09	±0.14	±0.09

Tabella 5.3: *Diverse sorgenti di errore sistematico che contribuiscono all'incertezza dovuta al campione di riferimento. Le ultime quattro colonne mostrano i contributi per le funzioni di correlazione dopo le correzioni f_{bc} e f_0.*

- Produzione della f_0
  La molteplicità dei mesoni f_0 per evento adronico è stata variata entro gli errori della misura di DELPHI (0.098 ± 0.016).

Gli errori sistematici totali sono stati calcolati sommando in quadratura tutti i contributi.

	Dati non corr.		Dopo corr. f_{bc}		Dopo corr. f_{bc} e f_0	
Sorgente	$\Delta\lambda$	Δr(fm)	$\Delta\lambda^*$	Δr^*(fm)	$\Delta\lambda^{**}$	Δr^{**}(fm)
Campione di riferimento	± 0.11	± 0.11	± 0.13	± 0.09	± 0.14	± 0.09
Selezione delle coppie	± 0.11	± 0.04	± 0.17	± 0.04	± 0.16	± 0.04
Normalizzazione di R	± 0.01	± 0.01	± 0.05	± 0.01	± 0.01	± 0.01
Errore rel. del 10% su $f_{bc}(Q)$	-	-	± 0.06	± 0.00	± 0.06	± 0.00
$< n_{f_0(980)} >= 0.096 \pm 0.016$	-	-	-	-	± 0.07	± 0.03
Errore sistematico totale	± 0.16	± 0.12	± 0.22	± 0.10	± 0.23	± 0.10

Tabella 5.4: *Errori sistematici su λ ed r.*

5.2.4 Sommario

Correlazioni a basso Q fra coppie di K^0_S dai decadimenti della Z sono state osservate usando un campione di 55,000 coppie provenienti da più di tre milioni di eventi adronici selezionati. I risultati mostrano una crescita della funzione di correlazione a bassi Q simile a quella che si trova per coppie di pioni identici, che può essere parametrizzata dall'espressione $R(Q) = 1 + \lambda e^{-r^2Q^2}$, dove, senza correzioni per coppie di K^0_S spuri, si ottiene:

$$\begin{aligned}\lambda &= 0.61 \pm 0.16\,(stat) \pm 0.16\,(syst)\\ r &= 0.55 \pm 0.08\,(stat) \pm 0.12\,(syst)\,\mathrm{fm}\,,\end{aligned}$$

Bosoni	λ	r fm	Collaborazione
$K^0_SK^0_S$	0.61±0.16±0.16	0.55±0.08±0.12	DELPHI questa analisi
	1.14±0.23±0.32	0.76±0.10±0.11	OPAL [17]
	1.4±0.3±0.4	0.71±0.07±0.15	ALEPH [19]
$K^\pm K^\pm$	0.97±0.18±0.27	0.52±0.04±0.12	DELPHI (preliminare) [3]
$\pi^\pm\pi^\pm$	1.08±0.05±0.14	0.93±0.02±0.15	OPAL [41]
	0.51±0.04±0.11	0.65±0.04±0.16	ALEPH [42]
	0.40±0.04±0.06	0.62±0.04±0.20	DELPHI [43]
$\pi^0\pi^0$	0.37±0.03±0.12	0.40±0.03±0.13	L3 [54]
solo coppie *prompt*			
$K^0_SK^0_S$	0.82±0.21±0.31	0.63±0.09±0.13	DELPHI questa analisi
$\pi^\pm\pi^\pm$	1.06±0.05±0.16	0.49±0.01±0.05	DELPHI [45]

Tabella 5.5: *Parametri λ e r della parametrizzazione gaussiana della sorgente di adronizzazioni ottenuti nelle interazioni e^+e^- al LEP per vari tipi di bosoni identici. I valori riportati come "solo coppie prompt" sono stati corretti per includere solo le coppie direttamente provenienti dalla regione di interazione.*

Tenendo conto del contributo di coppie di K^0_S provenienti dai decadimenti di adroni contenenti i quark b o c, i valori sopra riportati cambiano in:

$$\begin{aligned}\lambda^* &= 0.81 \pm 0.21\,(stat) \pm 0.25\,(syst)\\ r^* &= 0.57 \pm 0.08\,(stat) \pm 0.12\,(syst)\,\mathrm{fm}\,.\end{aligned}$$

Tenendo inoltre anche conto del decadimento della $f_0(980)$ in coppie $K\bar{K}$ si ottiene:

$$\begin{aligned}\lambda^{**} &= 0.82 \pm 0.21\,(stat) \pm 0.31\,(syst)\\ r^{**} &= 0.63 \pm 0.09\,(stat) \pm 0.13\,(syst)\,\mathrm{fm}\,.\end{aligned}$$

Secondo JETSET PS, il 28% delle coppie $K^0_SK^0_S$ a basso Q proviene da una coppia di particelle identiche (K^0K^0 o $\bar{K}^0\bar{K}^0$) e il 70% di queste si origina nella regione di decadimento della Z. Se l'interferenza a bassi Q interessasse solo le coppie K^0K^0 (o $\bar{K}^0\bar{K}^0$) sarebbe richiesto un valore di $\lambda \simeq 4$ per poter spiegare i nostri risultati. Assumendo che la forza dell'effetto delle correlazioni di Bose-Einstein possa essere parametrizzata da $\lambda \leq 1$, è quindi improbabile che l'eccesso osservato a bassi Q sia dovuto solamente alle coppie di K^0 identici (K^0K^0 o $\bar{K}^0\bar{K}^0$). I nostri risultati supportano l'ipotesi che anche i K^0_S provenienti da coppie $K^0\bar{K}^0$ esibiscano interferenza costruttiva a $Q \simeq 0$.

In tabella 5.5 sono presentati i valori dei parametri λ e r misurati al LEP per i vari tipi di coppie di bosoni identici utilizzando una parametrizzazione gaussiana per la funzione di correlazione $R(Q)$. Come ci si aspetta, il raggio della regione di emissione è confontabile per tutti i tipi di particella. L'interpretazione fisica della forza di correlazione λ è più difficile. Il confronto coi risultati dei pioni carichi [42, 41, 43] non è possibile, in quanto tali risultati non erano stati corretti per particelle provenienti dai decadimenti delle sorgenti secondarie a vita media lunga (come i mesoni B e D) e dagli effetti delle risonanze. Nella più recente analisi di DELPHI [45] dove si fa una correzione per tutte queste sorgenti, si ottiene un valore di λ consistente con 1. I risultati che ottengono OPAL ed ALEPH per le coppie di $\mathrm{K^0_S}$ non sono corretti per i $\mathrm{K^0_S}$ spuri e sono confrontati col nostro valore non corretto. I valori dei parametri λ e r ottenuti in un recente studio di DELPHI per K carichi identificati col RICH [3] sono in accordo con quelli misurati per $\mathrm{K^0_S K^0_S}$.

Bibliografia

[1] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C65** (1995) 587.

[2] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B347** (1995) 447.

[3] N. Pukhaeva, A. Tomaradze, F. Verbeure, L. Vitale (DELPHI Collaboration), "A study of like-sign charged kaon correlations in hadronic decays of the Z^0" DELPHI 95-25 PHYS 477, 24 February 1995, contributo #544 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995. CERN-PPE in preparazione.

[4] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B323** (1994) 242.

[5] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3", CERN-TH.6488/92, May 1992;
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4", CERN-TH.7112/93, December 1993.

[6] "DELSIM User's Guide", DELPHI 89-15 PROG 130, CERN, February 1989;
"DELSIM Reference Manual", DELPHI 89-68 PROG 143, CERN, September 1989.

[7] F. James and M. Roos, "MINUIT - Function Minimization and Error Analysis", CERN Program Library D506.

[8] L. Montanet et al., Phys. Rev. **D50**, 1173 (1994).

[9] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. **B313** (1993) 535.

[10] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C65** (1995) 555.

[11] A. S. Schwarz, Phys. Rep. **238** (1994) 1.

[12] K. Hamacher and M. Weierstall (DELPHI Collaboration), "Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data", DELPHI 95-80 PHYS 515, June 1995, contributo #548 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[13] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P.M. Zerwas, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.

[14] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C68** (1995) 353.

[15] G. Marchesini and B.R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1.

[16] L. Lönnblad, Comp. Phys. Comm. **71** (1992) 15.

[17] R. Akers et al., (OPAL Collaboration), Z. Phys. **C67** (1995) 389.

[18] G. Acciari et al. (L3 Collaboaration), Phys. Lett. **B238** (1994) 223.

[19] D. Busculic et al., (ALEPH Collaboration), Z. Phys. **C64** (1994) 361.

[20] K. G. Baird, (SLD Collaboration),"A study of K_S, Λ and $\bar{\Lambda}$ production in hadronic Z^0 decays" SLAC-PUB-6601, August 1994, presentato all'American Physical Society, Albuquerque, NM, 1994.

[21] A. De Angelis, "Light Quark Hadrons in Hadronic Z Decays", CERN-PPE/95-135, 1995, to be published in the Proceedings of the EPS-HEP Conference, Brussels 1995.

[22] R. Brandelik et al. (TASSO Collaboration), Phys. Lett. **B117** (1982) 135.

[23] W. Bartel et al. (JADE Collaboration), Phys. Lett. **B145** (1984) 441.

[24] H. Aihara et al. (TPC Collaboration), Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 2378.

[25] S. Behrends et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. **31** (1985), 2161.

[26] S. Abachi et al. (HRS Collaboration), Phys. Rev. **D40** (1989) 706;
Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1990;
Phys. Lett. **B199** (1987) 151.

[27] H.-J. Behrend et al. (CELLO Collaboration), Z. Phys. **C46** (1990) 397.

[28] R. Braunschweig et al. (TASSO Collaboration), Z. Phys. **C47** (1990) 167.

[29] L. Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), Z. Phys. **C41** (1989) 557;
ibid. **C58** (1993) 199;
ibid. **C61** (1994) 1.

[30] P. D. Acton et al. (OPAL Collaboration), Z. Phys. **C56** (1992) 521.

[31] P. D. Acton et al. (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B305** (1993) 407.

[32] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Phil. Mag. **45** (1954) 663.

[33] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature **177** (1956) 27.

[34] R. C. Jennison and M. K. Das Gupta, Phil. Mag. **1** (1956) 55.

[35] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Nature **178** (1956) 1046.

[36] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. **3** (1959) 18.

[37] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee and A. Pais, Phys. Rev. **120** (1960) 300.

[38] S. Haywood, "Where are we going with Bose–Einstein – A mini review", RAL Report 94-074;
B. De Lotto, Contributed talk of the XXVI International Conference in High Energy Physics, Dallas, August 1992;
B. Lörstad, Int. J. Mod. Phys. **A4** (1989) 2861;
W. A. Zajc, in "Hadronic Multiparticle Production", P. Carruthers ed., World Scientific (1988) 235.

[39] L. Lönnblad and T. Sjöstrand, "Bose-Einstein effects and W mass determinations", CERN-TH/95-17.

[40] G.I. Kopylov and M.I. Podgoretskii, Sov. J. Nucl. Phys. **19** (1974) 215;
G.I. Kopylov, Phys. Lett. **B50** (1974) 472;
G. Cocconi, Phys. Lett. **B49** (1974) 459;
M. Deutschmann et al., Nucl. Phys. **B204** (1982) 333;
A. Giovannini and G. Veneziano, Nucl Phys. **B130** (1977) 61;
M. G. Bowler, Z. Phys. **C29** (1985) 617.

[41] P.D. Acton et al. (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B267** (1991) 143.

[42] D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration), Z. Phys. **C54** (1992) 75.

[43] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B286** (1992) 201.

[44] H. Lipkin, Phys. Lett. **B219** (1989) 474;
H. Lipkin, Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 3700.

[45] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C63** (1994) 17.

[46] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B355** (1995) 415.

[47] P. D. Acton et al. (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B298** (1993) 456.

[48] W. de Boer and H. Furstenau, IEKP-KA/91-07, Karlsruhe, June 1991.

[49] M. G. Bowler, Z. Phys. **C46** (1990) 305.

[50] T.A. Armstrong et al. (WA 76 Collaboration), Z. Phys. **C51** (1991) 351.

[51] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B295** (1992) 383.

[52] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B275** (1992) 231.

[53] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B298** (1993) 236.

[54] Yi Fang Wang et al. (L3 Collaboration), "Bose-Einstein Correlations of $\pi^0\pi^0$ in Hadronic Z Decays", contributo #101 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

Capitolo 6

Produzione di Λ e correlazioni $\Lambda\bar{\Lambda}$

Questo capitolo è dedicato allo studio della produzione di barioni nelle annichilazioni e^+e^- alla Z. Le previsioni dei modelli sono state confrontate dapprima con la sezione d'urto inclusiva di produzione del barione strano Λ e quindi con le correlazioni fra Λ e $\bar{\Lambda}$ (i risultati sono stati pubblicati in [1]). Viene infine discusso uno studio sull'asimmetria avanti–indietro delle Λ ad alto momento (pubblicato in [2]).

6.1 Introduzione

La produzione diretta di barioni nelle annichilazioni e^+e^- alla Z può essere descritta da vari modelli. Fra questi si possono annoverare i seguenti[1]:

1. I barioni sono prodotti dalla ricombinazione casuale di tripletti di quark (figura 6.1(a)) [5]. Secondo questa ipotesi, barioni ed antibarioni nello stato finale non dovrebbero essere correlati.

2. Il decadimento della Z dà luogo ad una coppia diquark-antidiquark ($D\bar{D}$). Come conseguenza, barione ed antibarione dovrebbero essere fra le particelle più energetiche nei *jet* opposti (figura 6.1(b)).

3. Nella frammentazione i barioni sono prodotti da coppie diquark-antidiquark. In questo caso ci si aspetta che barione ed antibarione siano vicini nello spazio delle fasi, ed in generale nello stesso *jet*. Ad ogni modo, a causa della loro massa maggiore, la produzione dei diquark dovrebbe essere ridotta rispetto a quella dei quark (figura 6.1(c)).

4. Nella frammentazione i barioni sono prodotti dai diquark (come al punto 3) con la possibilità però che fra la coppia $D\bar{D}$ si inserisca nella stringa una coppia $q\bar{q}$. In questo caso l'ordinamento in rapidità delle coppie barione-antibarione proprio del modello descritto nel punto 3 è interrotto da un mesone M. Questo è il modello detto di *popcorn* [6], schematizzato in figura 6.1(d).

5. I barioni sono prodotti in coppie barione-antibarione dai decadimenti a due corpi dei *cluster* formati nella frammentazione. Quindi solo i *cluster* di massa superiore alla

---

[1] per una rassegna più completa si possono vedere ad esempio [3, 4] e la relativa bibliografia.

somma delle masse dei due barioni possono produrre barioni. Le coppie barione-antibarione cosí prodotte sono fortemente correlate ed hanno una distribuzione angolare isotropa nel sistema di riferimento del *cluster*.

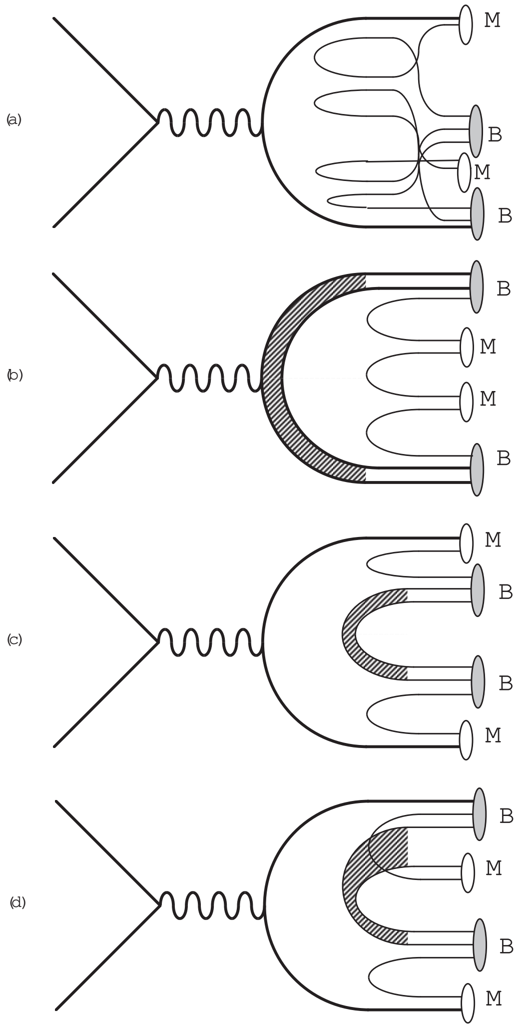


Figura 6.1: *Diversi modelli per la produzione di barioni: (a) ricombinazione di quark, (b) diquark primari, (c) diquark nella frammentazione, (d) diquarks nella frammentazione col contributo del meccanismo di popcorn.*

Infine, accanto alla produzione "diretta" nei processi di frammentazione elencati, si deve aggiungere la produzione "indiretta" dei barioni "leggeri" nel decadimento di barioni più pesanti e di mesoni B.

La misura della sezione d'urto inclusiva non ha un alto potere discriminante fra i diversi modelli. Questo è dovuto al fatto che i programmi Monte Carlo che realizzano tali modelli contengono una serie di parametri liberi la cui variazione permette di riprodurre le sezioni d'urto inclusive misurate. Ad esempio in JETSET (programma che permette di realizzare i modelli descritti al punto 3 e al punto 4) si può variare il rapporto di produzione relativa diquark-quark $P(\mathrm{qq})/P(\mathrm{q})$ (PARJ(1)) e in HERWIG (che realizza il modello a *cluster*) la massima massa permessa ai *cluster* (CLMAX).

Per discriminare in modo più stringente i diversi modelli conviene misurare le correlazioni fra i barioni prodotti nei singoli eventi adronici. Gli esperimenti a bassa energia (PEP/PETRA) hanno dato indicazioni di correlazioni fra barioni ed antibarioni prossimi nello spazio delle fasi [7, 8, 9], favorendo cosí i meccanismi descritti ai punti 3, 4 e 5 rispetto a quelli di ricombinazione e dei diquark primari.

Come già anticipato, a meno di precisazioni, il simbolo Λ comprenderà anche l'antiparticella $\bar{\Lambda}$ e si sottointenderanno i decadimenti negli stati coniugati di carica per le $\bar{\Lambda}$.

6.2 Produzione inclusiva di Λ

I barioni Λ sono stati ricostruiti con l'algoritmo descritto nel capitolo 4 a partire dai decadimenti in volo in $\mathrm{p}\pi^-$ in un campione di 993,287 eventi adronici raccolti negli anni 1991 e 1992.

La selezione adottata per i vertici dei candidati Λ è simile alla selezione *standard* definita nel paragrafo 4.5. Si richiede cioè che:

- La probabilità associata al χ^2 del *fit* al vertice secondario sia maggiore di 0.02.
- La separazione radiale R_{xy} fra vertice primario e vertice secondario nel piano xy sia maggiore di 1 cm.
- Nel piano perpendicolare alla direzione dei fasci (piano $R\phi$ o xy), l'angolo α_{xy} fra il vettore somma dei momenti delle due particelle cariche e la linea che congiunge vertice primario e vertice secondario, sia minore di $[10 + 20/p_t(\mathrm{V}^0)]$ mrad, dove $p_t(\mathrm{V}^0)$ è il momento trasverso (espresso in GeV/c) del candidato Λ rispetto all'asse dei fasci.
- Quando la distanza di volo della V^0 proiettata sul piano xy è maggiore del raggio dell'ultimo strato del VD, ci sia al più un punto associato ad una delle due tracce nel VD.

Si è calcolata quindi la massa invariante $\mathrm{p}\pi$ assegnando la massa del protone alla traccia di maggior momento, che chiameremo candidato protone sottointendendo con lo stesso termine l'antiprotone qualora la carica sia negativa. Come descritto nel paragrafo 4.1 per le Λ con momento $p > 0.3$ GeV/c, il protone è sempre la particella di decadimento a momento maggiore. Per ottenere una purezza maggiore e ridurre le contaminazioni dalle riflessioni dei decadimenti del K^0_S in $\pi^+\pi^-$ e delle conversioni dei fotoni in coppie $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$, si è inoltre richiesto che:

- Il parametro di impatto nel piano xy della traccia a momento più elevato sia maggiore di 150 $\mu\mathrm{m}/p_t(\mathrm{V}^0)$.
- Quando la misura della perdita di energia dE/dX nella TPC è disponibile, il dE/dX del candidato protone sia entro tre deviazioni standard dal valore aspettato per un protone con quel momento.

- La massa invariante nell'ipotesi $\pi\pi$ sia tre deviazioni standard al di fuori del valore della massa nominale del $\mathrm{K}^0_{\mathrm{S}}$.
- Il momento trasverso dei prodotti di decadimento della V^0 rispetto alla linea di volo della V^0 sia maggiore di 0.04 GeV/c e la massa invariante nell'ipotesi $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$sia maggiore di 0.1 GeV/c^2.

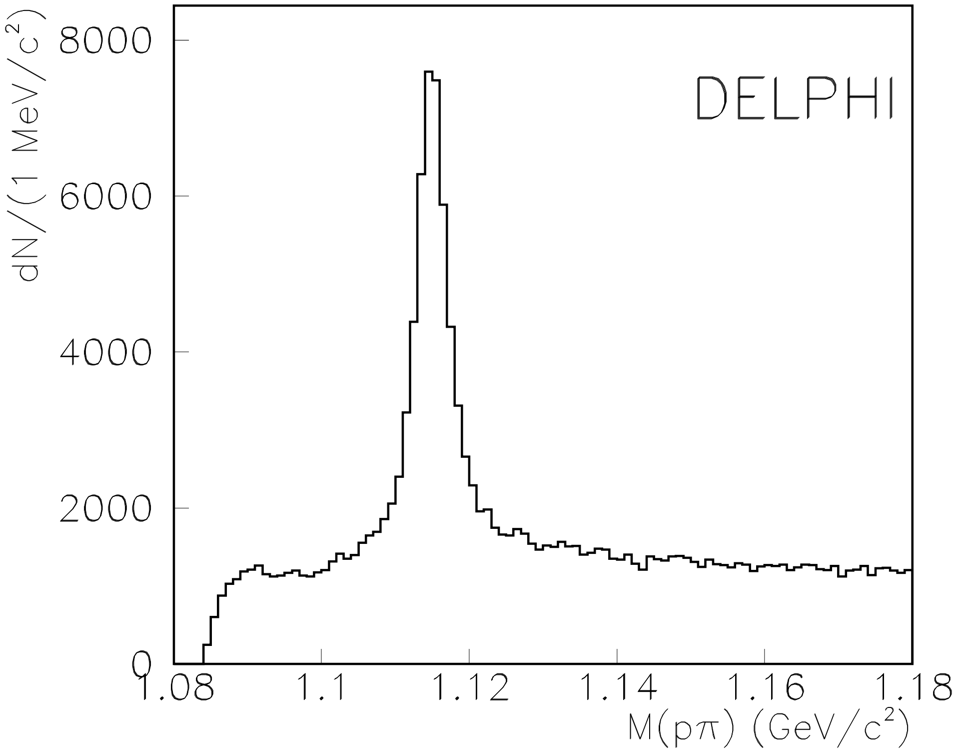


Figura 6.2: *Spettro della massa invariante $p\pi$ dei candidati Λ selezionati per determinare la sezione d'urto inclusiva.*

Lo spettro di massa invariante dei candidati Λ selezionati è mostrato in figura 6.2; il picco ha una semilarghezza di 2.4 MeV/c^2. L'efficienza media per ricostruire il decadimento $\Lambda \to \mathrm{p}\pi$, stimata dalla simulazione, ha un valore del 18%.

Un *fit* allo spettro in figura 6.2 nell'intervallo di massa da 1.10 a 1.18 GeV/c^2, approssimando il segnale con la somma di due funzioni gaussiane ed il fondo con una retta, dà $m_\Lambda = 1115.13 \pm 0.02\,(stat) \pm 0.21\,(syst)\,\mathrm{MeV}/c^2$ (consistente con la media mondiale di 1115.684 ± 0.006 MeV/c^2[10]) per un totale di $42,785 \pm 234\,(stat) \pm 1,500\,(syst)$ Λ. Gli errori sistematici riportati riflettono l'incertezza dovuta alla parametrizzazione dello spettro di massa invariante; questi effetti sistematici sono stati studiati cambiando l'intervallo di massa usato nel *fit* e variando le funzioni adoperate per descrivere sia il segnale (approssimato da una Breit-Wigner) che il fondo (descritto da un polinomio del terzo ordine o da un esponenziale con saturazione N, soglia m_0 e crescita m_1 del tipo $N\left[1 - e^{-\frac{(m-m_0)}{m_1}}\right]$).

La distribuzione del tempo proprio misurata nei dati è stata corretta canale per canale per l'efficienza ricavata dalla simulazione. Nel campione selezionato la vita media della Λ, τ_Λ, è stata determinata con un *fit* di una funzione di decadimento esponenziale alla distribuzione misurata del tempo proprio. Il *fit* dà $\tau_\Lambda = 267 \pm 3$ ps (l'errore è solo quello statistico del *fit*), confrontabile con la media mondiale 263 ± 2 ps [10].

Un altro controllo di consistenza è la misura del rapporto fra il numero di Λ e di $\bar{\Lambda}$. Il rapporto misurato $N_\Lambda/N_{\bar{\Lambda}}$ è 1.06 ± 0.02, ed è consistente con il valore 1.05 ± 0.02 ricavato dalla simulazione. Ci si aspetta che le interazioni secondarie portino ad un rapporto $\Lambda/\bar{\Lambda}$ maggiore di 1 per la probabilità più elevata che ha una $\bar{\Lambda}$ rispetto ad una Λ di interagire col materiale del rivelatore.

L'efficienza di ricostruzione è stata calcolata in funzione del momento utilizzando un campione di eventi simulati; l'efficienza è definita come rapporto fra la stima del numero di Λ ricostruite ed il numero di Λ generate che decadono in pπ. Gli spettri di massa invariante sono stati suddivisi in 11 intervalli di x_p riportati in tabella 6.1. La stessa procedura di stima del segnale è stata applicata ai dati ed agli eventi simulati. Nei *fit* i parametri delle due gaussiane e quelli del fondo lineare sono stati lasciati liberi in ogni intervallo di x_p.

La sezione d'urto differenziale $(\frac{1}{\sigma_h})(\frac{d\sigma}{dx_p})$ (dove σ_h è la sezione d'urto totale adronica) per la produzione inclusiva di Λ alla Z è ottenuta correggendo il numero misurato di Λ per evento adronico per i modi di decadimento non osservati (usando il valore 0.639 ± 0.005 di [10] per il B.R. $\Lambda \rightarrow p\pi^-$) e per l'efficienza di ricostruzione. I risultati ottenuti sono mostrati in tabella 6.1 ed in figura 6.3. Gli errori riportati rappresentano la somma in quadratura dell'errore statistico e di quello sistematico. Il contributo maggiore all'errore sistematico viene dalla parametrizzazione del rumore nei vari intervalli di x_p. I risultati sono consistenti con quelli precedentemente pubblicati in [13] e basati sulla statistica del 1990 di dieci volte inferiore (triangoli in figura 6.3).

$x_p = \frac{2p}{\sqrt{s}}$	$(\frac{1}{\sigma_h}\frac{d\sigma}{dx_p})$
0.01 - 0.02	2.69±0.16
0.02 - 0.03	3.76±0.09
0.03 - 0.04	3.54±0.10
0.04 - 0.06	2.84±0.05
0.06 - 0.09	1.80±0.04
0.09 - 0.12	1.17±0.03
0.12 - 0.15	0.774±0.032
0.15 - 0.20	0.555±0.025
0.20 - 0.30	0.303±0.019
0.30 - 0.40	0.121±0.020
0.40 - 0.50	0.072±0.019

Tabella 6.1: *Sezione d'urto differenziale per la produzione di Λ in funzione di x_p.*

In figura 6.3 sono riportate le previsioni dei programmi JETSET 7.3 PS ed HERWIG 5.4 utilizzando i valori di *default* per i parametri liberi [11, 12]. Entrambi i generatori non riescono a riprodurre lo spettro osservato ad alto momento.

La molteplicità media per evento adronico, $< N_\Lambda > + < N_{\bar{\Lambda}} >$, è stata ottenuta integrando la sezione d'urto differenziale e assumendo che la regione non osservata ($x_p <$

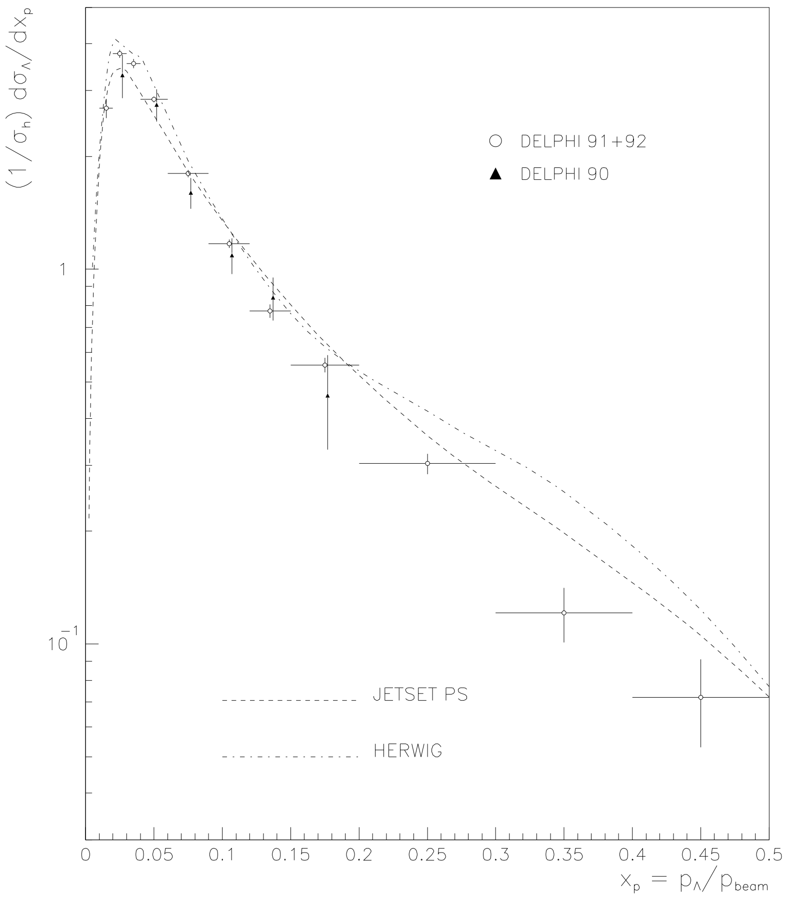


Figura 6.3: *Sezione d'urto differenziale per produzione di Λ (cerchietti) in funzione della frazione di momento x_p, confrontata alle previsioni di JETSET PS (linea tratteggiata), HERWIG (linea tratto-punto), e con la misura precedente di DELPHI (triangoli pieni).*

0.01 e $x_p > 0.5$) contenga la frazione di Λ prevista da JETSET 7.3 PS. Si ottiene cosí :

$$< N_\Lambda > + < N_{\bar{\Lambda}} >= 0.357 \pm 0.003\,(stat) \pm 0.017\,(syst)\,. \qquad (6.1)$$

L'errore sistematico riflette incertezze dovute a:

- La scelta della parametrizzazione del fondo, che genera un errore pari a ±0.004.
- L'estrapolazione alla regione di momento non osservata con JETSET 7.3 PS. Il numero medio di Λ nella regione non osservata vale 0.012 secondo JETSET 7.3 PS; su tale valore è stato assunto un errore relativo del 100%.
- La stima dell'efficienza nella ricostruzione delle Λ. Una rappresentazione inaccurata della produzione di Λ secondarie nella simulazione può modificare il calcolo dell'efficienza. Secondo JETSET 7.3 PS, circa il 40% delle Λ viene direttamente dalla frammentazione, il 28% dal decadimento della $\Sigma^{*\pm}$ o della Σ^{*0}, il 15% dal decadimento della Σ^0, il 14% dal decadimento della Ξ^- o della Ξ^0 e il 4% dal decadimento della Λ_c. Diverse misure indicano tuttavia che il numero medio di $\Sigma^{*\pm}(1385)$ per

evento adronico previsto da JETSET 7.3 PS è sovrastimato [14, 15, 16]. Assegnando un'incertezza del 5% al numero di Λ secondarie, si ottiene un errore sistematico nell'efficienza che si riflette in un errore di ±0.011 sulla molteplicità (6.1).

6.3 Correlazioni $\Lambda\bar{\Lambda}$

Le correlazioni fra Λ e $\bar{\Lambda}$ prodotte nello stesso evento sono state studiate cercando gli eventi con coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ (numero barionico opposto) e con coppie $\Lambda\Lambda$ o $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ (stesso numero barionico).

Sono stati usati due metodi di analisi differenti che saranno descritti in dettaglio nei paragrafi seguenti. I criteri di selezione sono simili a quelli adottati per la misura della sezione d'urto inclusiva.

Inoltre, per assicurare il contenimento degli eventi all'interno del volume fiduciale del rivelatore, sono stati considerati solo gli eventi adronici con asse del *thrust* nella regione centrale. È stato richiesto che $|\cos\theta_{thrust}|$ sia minore di 0.8, dove θ_{thrust} è l'angolo polare dell'asse del *thrust*. Questo taglio riduce del 15% il numero di eventi adronici.

In entrambi i metodi non sono state usate le coppie di V^0 aventi una traccia in comune.

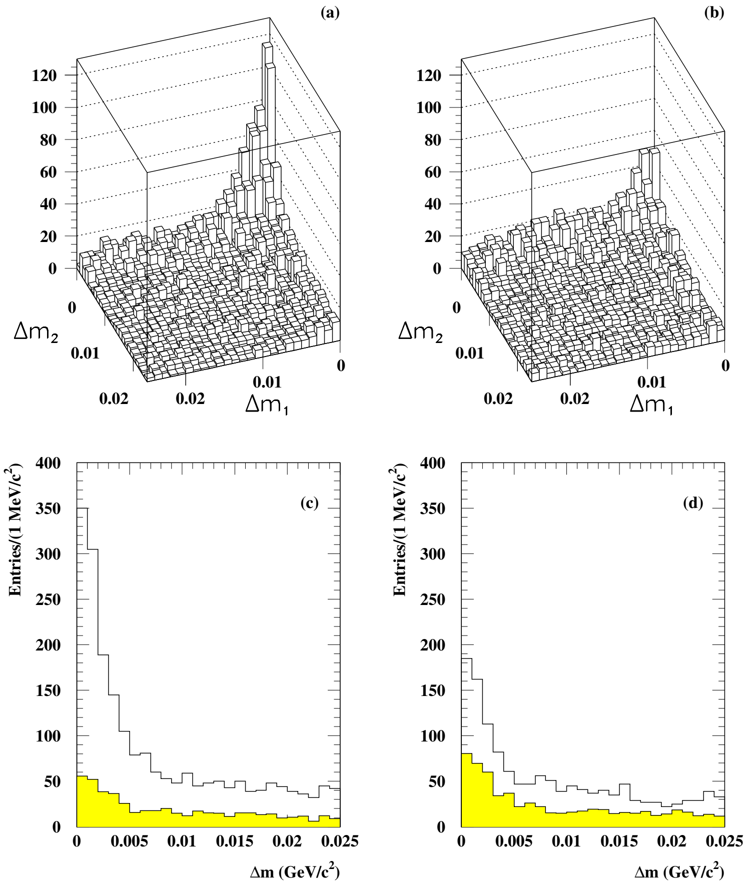
6.3.1 Metodo A

La selezione usata è stata studiata per ottenere una distribuzione piatta o lineare del rumore nella regione di massa invariante attorno al picco della Λ. I vertici dei candidati Λ sono stati selezionati richiedendo che:

1. La probabilità del χ^2 del *fit* del vertice secondario sia maggiore di 0.01.
2. La separazione radiale R_{xy} fra vertice primario e vertice secondario nel piano xy sia maggiore di quattro deviazioni standard nella misura di R_{xy}.
3. L'angolo α_{xy}, descritto in precedenza, sia inferiore al minimo fra i due valori: $10+20/p_t(\Lambda)$ mrad e 30 mrad.
4. Quando la misura della perdita di energia dE/dX nella TPC è disponibile, il dE/dX del candidato protone sia entro tre deviazioni standard dal valore aspettato per un protone con quel momento.
5. La probabilità 1-exp$(-(m_\Lambda/p_t)(R_{xy}/c\tau_\Lambda))$ che la Λ sia decaduta entro il raggio R_{xy} sia maggiore di 0.04 e minore di 0.98.
6. L'angolo di apertura nel piano xy fra le due tracce sia minore di 0.6 rad.
7. Il momento della V^0 sia maggiore di 0.5 MeV/c.
8. Il momento trasverso dei prodotti di decadimento della V^0 rispetto alla linea di volo della V^0 sia maggiore di 0.02 GeV/c.
9. La massa invariante nell'ipotesi $\pi\pi$ sia tre deviazioni standard al di fuori del valore della massa nominale del K^0_S.

L'efficienza media di ricostruzione ottenuta dalla simulazione, applicando i criteri di selezione precedenti equivale al 17% nei dati del 1991 ed al 18% per quelli del 1992.

Sono stati cercati gli eventi con almeno due candidati Λ, separando le coppie candidate $\Lambda\bar{\Lambda}$, in cui le tracce a maggior momento (i candidati protoni) hanno carica opposta, e le coppie candidate $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$, in cui candidati protoni hanno carica uguale.



Unlike pairs **Like pairs**

Figura 6.4: *Istogrammi bidimensionali delle* Δm_i *in* GeV/c^2 *(vedi definizione nel testo) quando nello stesso evento sono presenti due candidati* Λ*, per coppie con numero barionico opposto (a) e uguale (b). Proiezioni sull'asse* Δm_1 *integrate in* Δm_2 *fra 0 e 5* MeV/c^2 *per coppie con numero barionico opposto (c) e uguale (d). Le aree ombreggiate sono le proiezioni sull'asse* Δm_1 *integrate in* Δm_2 *fra 10 e 25* MeV/c^2 *e dividendo per* $k = 3$*, come descritto nel testo.*

In questi campioni per sottrarre il fondo è stata adottata la stessa procedura descritta nel paragrafo 5.2.1 che ripeto per chiarezza. Sono stati calcolati i valori assoluti Δm_1 e Δm_2 delle differenze fra le masse invarianti nell'ipotesi pπ del candidato Λ e la massa nominale della Λ [10]. Per le coppie con numeri barionici opposti (uguali) le correlazioni fra Δm_1 e Δm_2 sono mostrate in figura 6.4(a) (e rispettivamente 6.4(b)). In entrambi gli istogrammi i picchi a bassi valori di Δm_1 e Δm_2 sono un'indicazione della produzione di coppie di Λ con numero barionico sia opposto (figura 6.4(a)) sia uguale (figura 6.4(b)). L'eccesso nel segnale $\Lambda\bar{\Lambda}$ rispetto al segnale $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$, visibile dal confronto delle le due figure riportate con la stessa scala verticale, dimostra la produzione correlata di $\Lambda\bar{\Lambda}$ negli eventi adronici.

La "regione del segnale", definita da $\Delta m_1, \Delta m_2 < a = 5\,\mathrm{MeV}/c^2$, contiene 1,004 coppie con numero barionico opposto e 527 coppie con numero barionico uguale. Il numero N di coppie selezionate è la somma di quattro contributi:

- N_{tt}, numero di coppie di vere $\Lambda(\bar{\Lambda})$;
- N_{tf}, numero di coppie in cui la è una vera $\Lambda(\bar{\Lambda})$ e la seconda è falsa (cioè dovuta ad una combinazione casuale);
- N_{ft}, numero di coppie in cui la prima Λ è falsa e la seconda è vera $\Lambda(\bar{\Lambda})$ (ci si attende che $N_{ft} = N_{tf}$);
- N_{ff}, numero di coppie in cui entrambe le Λ sono false.

Utilizzando la simulazione si è verificato che nella regione di Δm usata nell'estrapolazione descritta in seguito, il fondo sotto il picco delle Δm_i è piatto per entrambi i candidati $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

I tre contributi al fondo nella regione del segnale N_{tf}, N_{ft} e N_{ff} si possono cosí stimare dai numeri di coppie N_1, N_2 e N_3 nelle "tre regioni di controllo" definite come nel paragrafo 5.2.1 (figura 5.11) nel diagramma di correlazione Δm_1 e Δm_2:

$$\begin{array}{lll} N_1 & = kN_{ft} + kN_{ff} & \Delta m_2 < a,\ b < \Delta m_1 < b + ka; \\ N_2 & = kN_{tf} + kN_{ff} & \Delta m_1 < a,\ b < \Delta m_2 < b + ka; \\ N_3 & \quad = k^2 N_{ff} & b < \Delta m_1 < b + ka,\ b < \Delta m_2 < b + ka\,. \end{array}$$

Il limite superiore ($a = 5\,\mathrm{MeV}/c^2$) della regione di segnale è scelto in modo da ottimizzare il rapporto tra segnale e fondo; il limite inferiore ($b = 10\,\mathrm{MeV}/c^2$) e la larghezza ($ka = 15\,\mathrm{MeV}/c^2$) dell'intervallo che definisce la regione di controllo sono scelti in modo da avere un contributo trascurabile di segnale e fondo piatto per la procedura di estrapolazione.

In figura 6.4(c) è rappresentato l'istogramma che si ottiene proiettando la distribuzione bidimensionale delle coppie con numero barionico opposto sull'asse Δm_1 dopo averla integrata in Δm_2 fra 0 e 5 MeV/c^2 (figura 6.4(c)). La stessa procedura per la distribuzione bidimensionale delle coppie con numero barionico uguale fornisce il risultato riportato in figura 6.4(d). Per $\Delta m_1 < a$, questi istogrammi mostrano quindi il numero totale N di eventi nella regione di segnale; per $b < \Delta m_1 < b + ka$ mostrano il contenuto della prima regione di controllo $N_1 = kN_{ft} + kN_{ff}$. Gli istogrammi ombreggiati sovraimposti nelle stesse figure rappresentano le proiezioni delle distribuzioni bidimensionali sull'asse Δm_1 integrate in Δm_2 fra b e $b + ka$ (10 e 25 MeV/c^2) e divise per k (=3). Vengono evidenziati cosí il contributo al fondo $N_2/k = N_{tf} + N_{ff}$, stimato dal contenuto della seconda regione di controllo diviso per k, nella regione di segnale $\Delta m_1 < a$; per $b < \Delta m_1 < b + ka$ evidenziano infine il contributo al fondo $N_3/k = kN_{ff}$ delle coppie di fondo-fondo stimato dal contenuto della terza regione di controllo diviso per k.

Il numero di coppie vere di $\Lambda(\bar{\Lambda})$ nella regione di segnale può essere stimato dai numeri osservati N, N_1, N_2, N_3 come:

$$\begin{aligned} N_{tt} &= N - (N_{tf} + N_{ft} + N_{ff}) \\ &= N - (N_1 + N_2)/k + N_3/k^2\,, \end{aligned}$$

che corrisponde a $661 \pm 36(stat) \pm 25(syst)$ coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ e $188 \pm 26(stat) \pm 13(syst)$ coppie $\Lambda\Lambda$ o $\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$.

Correggendo per le efficienze di ricostruzione, le molteplicità medie per evento adronico ottenute sono:

$$
\begin{aligned}
< N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} > &= 0.018 \pm 0.004(stat) \pm 0.004(syst) && (6.2)\\
< N_{\Lambda\bar{\Lambda}} > &= 0.090 \pm 0.005(stat) \pm 0.007(syst)\,. && (6.3)
\end{aligned}
$$

Gli errori sistematici sono valutati variando il limite superiore della regione di segnale da $a = 5$ MeV/c^2 ad $a = 6$ MeV/c^2 ed i limiti inferiore e superiore della regione di controllo da 10 a 15 MeV/c^2 e da 20 a 25 MeV/c^2. L'errore sistematico dovuto all'estrapolazione nella regione di momento non osservata è stato sommato in quadratura.

Il rapporto normalizzato[2] fra la produzione di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ rispetto alla produzione singola di Λ vale quindi:

$$
\lambda = \frac{2 < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} >}{< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} >} = 0.50 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst)\,. \qquad (6.4)
$$

Per coprendere più a fondo i meccanismi di produzione dei barioni è interessante studiare le distribuzioni differenziali in funzione di alcune variabili cinematiche. Nelle figure 6.5(a1) e 6.5(b1) sono riportate le distribuzioni della produzione di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ in funzione della differenza di rapidità e del coseno dell'angolo α fra Λ e $\bar{\Lambda}$ nel sistema di riferimento del laboratorio. Le rapidità sono calcolate rispetto all'asse di sfericità dell'evento adronico. In queste distribuzioni il fondo è stato sottratto canale per canale come descritto precedentemente. Le sezioni d'urto differenziali per le coppie con numero barionico opposto sono anche riportate nella tabella 6.2 in funzione della differenza di rapidità e nella tabella 6.3 in funzione del coseno dell'angolo α fra Λ e $\bar{\Lambda}$ (misurato nel laboratorio). L'errore sistematico proveniente dalla sottrazione del rumore è stato sommato in quadratura a quello statistico canale per canale.

Δy	$\frac{1}{\sigma_h}\frac{d\sigma_{\Lambda\bar{\Lambda}}}{d(\Delta y)}$
0.00 — 0.25	0.055 ± 0.008
0.25 — 0.50	0.060 ± 0.009
0.50 — 0.75	0.029 ± 0.005
0.75 — 1.00	0.020 ± 0.004
1.00 — 1.50	0.020 ± 0.005
1.50 — 2.00	0.010 ± 0.003
2.00 — 5.00	0.009 ± 0.005

Tabella 6.2: *Sezione d'urto differenziale per la produzione di coppie* $\Lambda\bar{\Lambda}$ *in funzione della differenza di rapidità* Δy*. Gli errori sistematici sono inclusi nell'errore riportato.*

Le figure 6.5(a) e 6.5(b) mostrano una forte correlazione fra le coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ vicine nello spazio delle fasi. Questo risultato non è consistente con il modello di ricombinazione (figura 6.1(a)), che non prevede correlazioni dinamiche, e col modello dei diquark primari

---

[2] Il fattore 2 dà la normalizzazione

$\cos\alpha$	$\frac{1}{\sigma_h}\frac{d\sigma_{\Lambda\bar{\Lambda}}}{d(\cos\alpha)}$
-1.0 — -0.8	0.062 ± 0.013
-0.8 — -0.4	0.015 ± 0.005
-0.4 — 0.0	0.015 ± 0.005
0.0 — 0.4	0.013 ± 0.003
0.4 — 0.8	0.026 ± 0.005
0.8 — 1.0	0.251 ± 0.018

Tabella 6.3: *Sezione d'urto differenziale per la produzione di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ in funzione del coseno dell'angolo α fra Λ e $\bar{\Lambda}$ nel sistema di riferimento del laboratorio.*

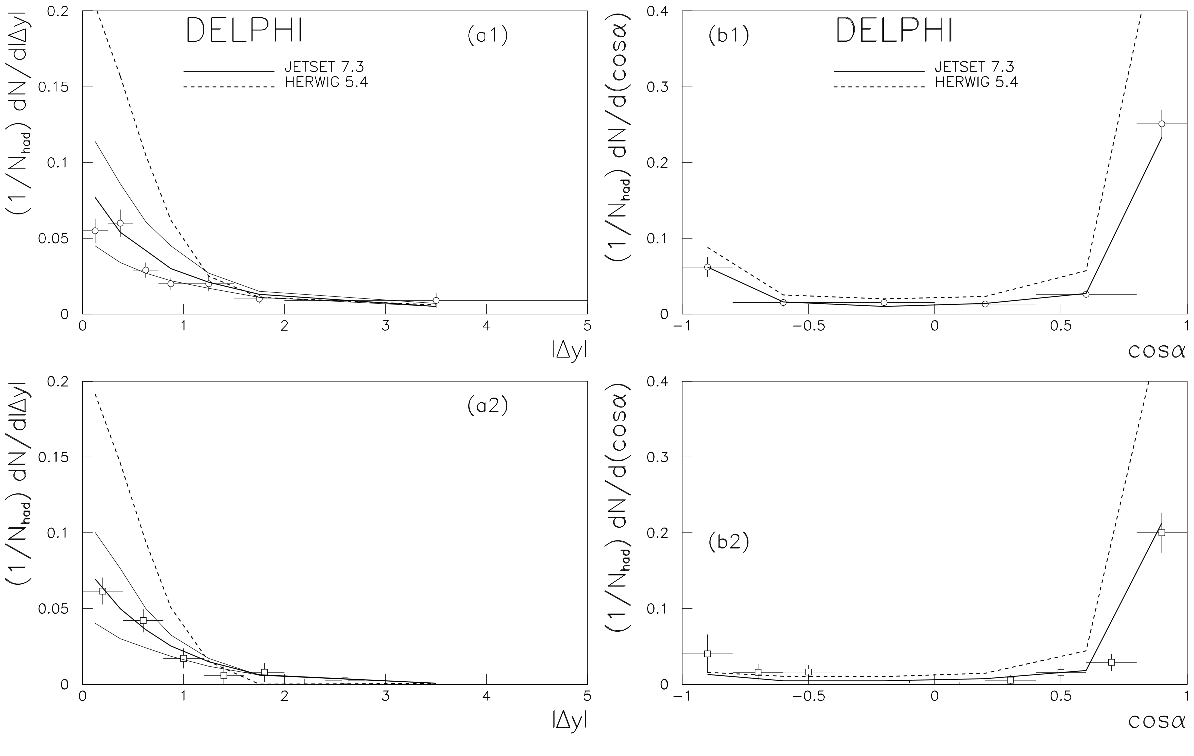


Figura 6.5: *(a1) Sezioni d'urto differenziali per la produzione di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ (metodo A), in funzione della differenza di rapidità Δy, confrontate con le previsioni di JETSET 7.3 PS (linee continue) con parametro di popcorn 0.5 (linea centrale grossa), parametro di popcorn 0 (linea superiore) e parametro di popcorn 0.9, e di HERWIG 5.4 (linea tratteggiata). (a2) Come (a1), per le coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ correlate (metodo B). (b1) Come (a1), in funzione del coseno dell'angolo α fra Λ e $\bar{\Lambda}$ (metodo A). (b2) Come (b1), per le coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ correlate (metodo B). Per (b1) e (b2) è riportato solo JETSET 7.3 PS default (popcorn 0.5) e HERWIG 5.4.*

(figura 6.1(b)), che predice una distribuzione concentrata attorno a valori di $\cos\alpha$ prossimi a -1.

In JETSET è possibile attenuare la correlazione barione-antibarione con il meccanismo di *popcorn* [6] (schematizzato in 6.5(d)), inserendo con una certa probabilità , un mesone M fra il barione B e l'antibarione $\bar{B}$. Il parametro $\rho_{popcorn}$ che regola tale probabilità è definito dalla relazione:

$$\frac{P(BM\bar{B})}{P(B\bar{B})+P(BM\bar{B})}=\frac{\rho}{0.5+\rho} \tag{6.5}$$

dove $P(BM\bar{B})$ è la probabilità che avvenga l'inserzione di un mesone e $P(B\bar{B})$ la probabilità che non avvenga. I risultati sperimentali indicano chiaramente che il meccanismo di *popcorn* consente di migliorare la descrizione delle correlazioni $\Lambda\bar{\Lambda}$ da parte di JETSET.

Le correlazioni barione-antibarione possono essere usate per distingure fra modelli di frammentazione a stringa e a *cluster*. Questi prevedono infatti distribuzioni sostanzialmente diverse per l'angolo ϑ^* fra l'asse dell'evento (ad esempio l'asse di sfericità) ed il vettore differenza dei momenti della coppia barione-antibarione nel sistema di riferimento della coppia. Se i barioni fossero prodotti dai decadimenti di *cluster* non polarizzati e con numero barionico uguale a 0, la distribuzione in $|\cos\vartheta^*|$ sarebbe piatta. In un modello a stringa, la differenza fra i momenti si allineerebbe invece lungo l'asse dell'evento ($\cos\vartheta^* \approx 1$, per effetto della tensione della stringa.

La distribuzione delle coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ presenta però anche una componente non correlata, dovuta, secondo il modello a *cluster*, a decadimenti di *cluster* diversi oppure, secondo i modelli a diquark, a coppie di diquark $D\bar{D}$ diverse. In entrambi i modelli le coppie con lo stesso numero barionico hanno proprio questa origine. La componente scorrelata nelle $\Lambda\bar{\Lambda}$ osservate sperimentalmente può essere eliminata su base statistica, sottraendo la distribuzione delle coppie $\Lambda\Lambda+\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ aventi lo stesso numero barionico.

I risultati di DELPHI per la distribuzione in $|\cos\vartheta^*|$ delle coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ correlate sono mostrati in figura 6.6 e confrontati con le previsioni dei modelli a *cluster* e a stringa. Le distribuzioni predette dai modelli sono calcolate con tecnica Monte Carlo utilizzando un generatore basato sul decadimento di *cluster* (HERWIG) e uno basato sulla frammentazione a stringa (JETSET). Per un confronto indipendente dalla molteplicità di coppie correlate prodotte, tutte le distribuzioni sono normalizzate ad uno.

La forma della distribuzione misurata da DELPHI è chiaramente consistente con le previsioni del modello a stringa ed esclude l'ipotesi che l'unica origine di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ sia il decadimento di *cluster* non polarizzati e con numero barionico uguale a 0.

6.3.2 Metodo B

Questo metodo è simile a quello usato in [17] e differisce dal metodo A per il modo in cui sono stimati sia il segnale che il rumore.

La distribuzione delle coppie di Λ in cui le tracce a maggior momento (i candidati protoni) hanno carica uguale viene presa come stima della somma delle distribuzioni delle coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ non correlate e del rumore, e viene sottratta prima di applicare correzioni per la presenza di fondi dalla distribuzione delle coppie in cui i candidati protoni hanno carica opposta. In questo caso è importante che il fondo sia mantenuto al livello più basso possibile.

A questo scopo, rispetto al metodo A sono stati cambiati i seguenti criteri di selezione:

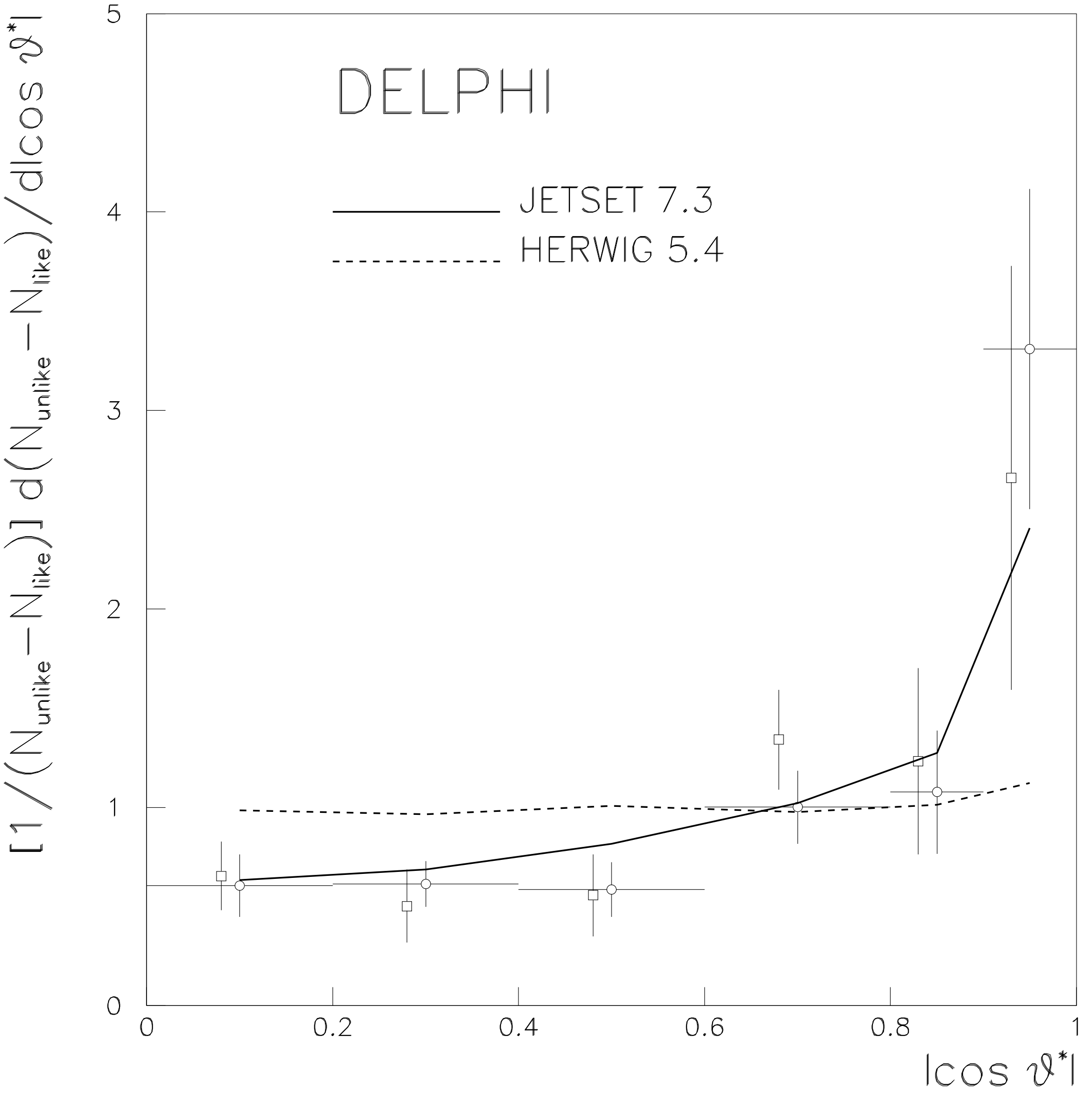


Figura 6.6: *Distribuzione del coseno dell'angolo ϑ^* fra la direzione delle Λ nel sistema di riferimento della coppia e l'asse di sfericità, dopo la sottrazione delle coppie con ugual numero barionico, per il metodo A (cerchi) ed il metodo B (quadrati). Le linee sono le previsioni di JETSET (continua) ed HERWIG (tratteggiata). Tutte le distribuzioni sono normalizzate ad uno.*

8. Il momento trasverso dei prodotti di decadimento della V^0 rispetto alla linea di volo della V^0 è stato richiesto essere maggiore di 0.04 GeV/c.

9. La massa invariante della V^0, nell'ipotesi che entrambe le tracce siano pioni, è stata richiesta differire almeno 10 MeV/c^2 (15 MeV/c^2 per i dati del 1991) dalla massa nominale del K^0_S.

Si è richiesto in aggiunta che:

10. Il rapporto fra il momento delle due tracce sia maggiore di 3: questo criterio riduce ulteriormente il fondo da K^0_S e allo stesso tempo elimina ogni possibile ambiguità nella definizione del numero barionico basata sulla carica della traccia a maggior momento.

11. Quando l'informazione del B-RICH è disponibile, il candidato protone non sia identificato come pione. Questo taglio rimuove meno del 5% del segnale e migliora il rapporto tra segnale e fondo da 0.95 a 1.5 nella regione di massa 1106–1126 MeV/c^2. Nei dati del 1991 questa selezione non è stata adottata. Il rapporto tra segnale e fondo per i dati del 1991 è 1.2.

Lo spettro di massa invariante che si ottiene con questi tagli è mostrato in figura 6.7(a). Dopo la sottrazione del fondo nella regione di segnale compresa tra 1106 e 1126 MeV/c^2 sono presenti 33878 ± 241 candidati Λ.

Per studiare le correlazioni $\Lambda\bar{\Lambda}$ si considerano innanzitutto gli eventi in cui ci sia un candidato Λ entro ±10 MeV/c^2 dalla massa nominale della Λ (per x_p maggiore di 0.2 l'intervallo è stato esteso a ±15 MeV/c^2). Quindi per questi eventi, si cerca un secondo candidato Λ. In figura 6.7(b) è riportato lo spettro di massa invariante per il secondo candidato Λ per le combinazioni in cui le tracce a momento maggiore (i candidati protoni) hanno carica opposta (punti con barre di errore) o uguali (istogramma continuo). Si può notare l'accordo del livello del fondo per le due distribuzioni nelle bande laterali al picco. L'eccesso nel segnale $\Lambda\bar{\Lambda}$ rispetto al segnale $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ è una chiara indicazione della produzione correlata di $\Lambda\bar{\Lambda}$ negli eventi adronici. Il segnale delle coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ correlate può essere stimato dalla differenza dei due spettri mostrati in figura 6.7(b) ed è riportato in figura 6.7(c). Nella regione di segnale compresa fra 1106 e 1126 MeV/c^2 si trovano 752 ± 48 coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$.

Il numero di coppie $\Lambda\Lambda$ ($\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$) è stato calcolato a partire dallo spettro di massa del secondo candidato Λ come segue. Il fondo sotto il picco di massa è stato stimato estrapolando il livello dalle bande laterali al picco. Dopo questa sottrazione il valore che si ottiene va ancora corretto per la precentuale di eventi in cui il primo candidato Λ è attribuibile al fondo. Questa probabilità è stata stimata dallo spettro inclusivo di tutte le Λ e vale 40% e 46% rispettivamente per i dati del 1992 e del 1991. Il numero di coppie $\Lambda\Lambda$ ($\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$) cosí stimato è di 188 ± 55.

Correggendo per l'efficienza e per i modi di decadimento non osservati e prendendo la media pesata fra i valori ottenuti nel 1991 e nel 1992, si ottengono le seguenti molteplicità medie per evento adronico:

$$
\begin{aligned}
< N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} > &= 0.017 \pm 0.004(stat) \pm 0.003(syst) \qquad (6.6)\\
< N_{\Lambda\bar{\Lambda}} > -(< N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} >) &= 0.068 \pm 0.004(stat) \pm 0.008(syst)\,. \qquad (6.7)
\end{aligned}
$$

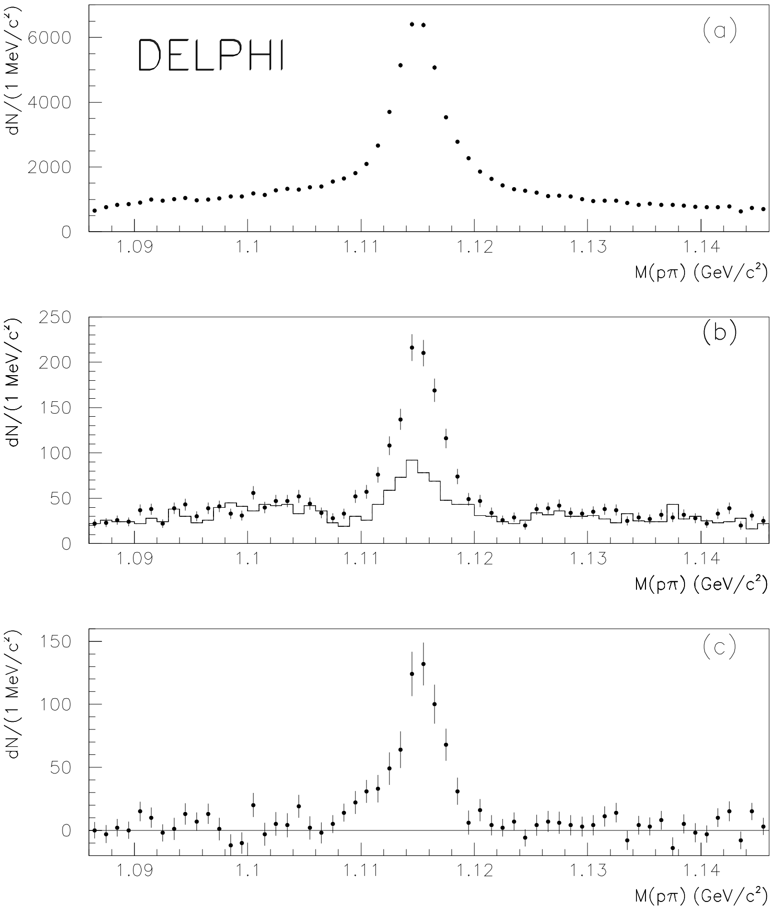


Figura 6.7: *(a) Spettro di massa invariante $p\pi$ per i candidati Λ nel metodo B. (b) Spettro di massa invariante $p\pi$ per gli eventi con un altro candidato Λ, per le combinazioni in cui il candidato protone ha carica opposta (punti con barre di errore) e uguale (istogramma continuo). (c) Differenza fra le due combinazioni.*

Le principali fonti di errore sistematico considerate sono dovute alle incertezze sull'efficienza e sulla procedura di sottrazione del fondo. Da queste fonti è stato stimato un errore sistematico relativo dell'11% per la molteplicità di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ e del 17% per le coppie $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$.

Il rapporto normalizzato fra la produzione di coppie correlate $\Lambda\bar{\Lambda}$ rispetto alla produzione singola di Λ vale:

$$\lambda' = \frac{2\,[< N_{\Lambda\bar{\Lambda}} > -(< N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} >)]}{< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} >} = 0.38 \pm 0.02(stat) \pm 0.05(syst)\,. \qquad (6.8)$$

Questo corrisponde a:

$$\lambda = 0.48 \pm 0.03(stat) \pm 0.05(syst)\,. \qquad (6.9)$$

Nelle figure 6.5(a2), 6.5(b2) e 6.6 (quadrati) sono mostrate le distribuzioni differenziali con il rumore sottratto e corrette per l'efficienza delle coppie correlate $\Lambda\bar{\Lambda}$, rispettivamente per le variabili Δy, $\cos\alpha$ e $|\cos\vartheta^*|$ già definite nel paragrafo precedente. Le efficienze sono state calcolate da un campione di eventi simulati. È stato verificato che, in prima approssimazione, che l'efficienza di ricostruzione di una seconda Λ in ciascun evento è uguale all'efficienza di ricostruzione della prima.

I risultati dei metodi A e B di analisi sono consistenti e le conclusioni riguardanti i modelli di di produzione dei barioni che si traggono dalle distribuzioni differenziali sono le stesse già trovate con il metodo A.

6.4 Asimmetria avanti–indietro delle Λ ad alto momento

Il Modello Standard prevede un'asimmetria avanti–indietro per le coppie fermione–antifermione prodotte nelle collisioni e^+e^- vicino alla risonanza della Z. Come si è già visto nel capitolo 2 la sezione d'urto di annichilazione e^+e^- con produzione di coppie di fermioni può essere espressa in approssimazione di Born come:

$$\frac{d\sigma_f}{d\cos\theta} = \sigma_f^{TOT}(s)\cdot\left[\frac{3}{8}(1+\cos^2\theta)+A_{FB}^f(s)\cdot\cos\theta\right] \tag{6.10}$$

dove σ_f^{TOT} è la sezione d'urto totale, θ l'angolo di produzione del fermione f ripetto alla direzione dell'elettrone incidente e s l'energia totale nel sistema di riferimento del centro di massa elevata al quadrato. L'asimmetria avanti–indietro $A_{FB}^f(s)$ si definisce come:

$$A_{FB}^f(s) = \frac{\sigma_F^f-\sigma_B^f}{\sigma_F^f+\sigma_B^f} \tag{6.11}$$

dove σ_F^f e σ_B^f sono rispettivamente le sezioni d'urto del fermione negli emisferi in avanti e indietro (θ minore e maggiore di 90°). In funzione di θ, l'asimmetria avanti–indietro può essere espressa come:

$$A_{FB}^f(\theta) = \frac{8}{3}A_{FB}^f\frac{\cos\theta}{1+\cos^2\theta}\ . \tag{6.12}$$

Al picco della Z, considerando solo il diagramma di scambio della Z, A_{FB}^f è data da:

$$A_{FB}^f(M_Z^2) = \frac{3}{4}\left(\frac{2v_e a_e}{v_e^2+a_e^2}\right)\cdot\left(\frac{2v_f a_f}{v_f^2+a_f^2}\right) \tag{6.13}$$

dove v_f e a_f sono gli accoppiamenti vettore e assiale dei fermioni:

$$v_f = I_3^f - 2\cdot q_f\cdot\sin^2\theta_W, \qquad a_f = I_3^f \tag{6.14}$$

dove q_f e I_3^f denotano rispettivamente la carica e l'isospin debole del fermione e dove θ_W è l'angolo di mescolamento debole effettivo. Gli indici e ed f si riferiscono all'elettrone iniziale e al fermione finale.

Le medie dei valori misurati a LEP al picco della Z per le asimmetrie dei quark b e c sono [18]:

$$A_{FB}^{\mathrm{b}} = 0.0999 \pm 0.0031 \tag{6.15}$$

$$A_{FB}^{\mathrm{c}} = 0.0725 \pm 0.0058\,. \tag{6.16}$$

La presenza di un'asimmetria avanti–indietro nella produzione di particelle strane ad alto momento è correlabile all'asimmetria nella produzione di quark s primari. Il passaggio dall'asimmetria di particella a quella del quark primario richiede la conoscenza dettagliata del processo di adronizzazione.

L'asimmetria delle Λ ad alto momento è stata studiata nel campione di 718,000 eventi adronici raccolti nel 1992. È stata adottata la selezione *standard* delle V^0 con l'applicazione ulteriore dei seguenti criteri:

- La separazione radiale R_{xy} fra vertice primario e vertice secondario nel piano xy sia maggiore di 10 deviazioni standard nella misura di R_{xy}.
- Quando la misura della perdita di energia dE/dX nella TPC è disponibile, la differenza normalizzata dall'errore fra il valore misurato per il candidato protone ed il valore aspettato per un protone di quel momento sia compresa fra -3 e 2.
- Quando l'informazione del B-RICH è disponibile, il candidato protone non sia identificato come pione.

Lo spettro di massa invariante pπ dei candidati Λ con frazione di momento x_p compresa fra 0.25 e 0.5 è mostrato in figura 6.8. L'efficienza media di ricostruzione (stimata dalla simulazione) del decadimento $\Lambda \to$ pπ in questo intervallo di momento vale il 7%. La riflessione del decadimento $K^0_S \to \pi\pi$, valutata mediante la simulazione, è mostrata dall'area ombreggiata in figura 6.8.

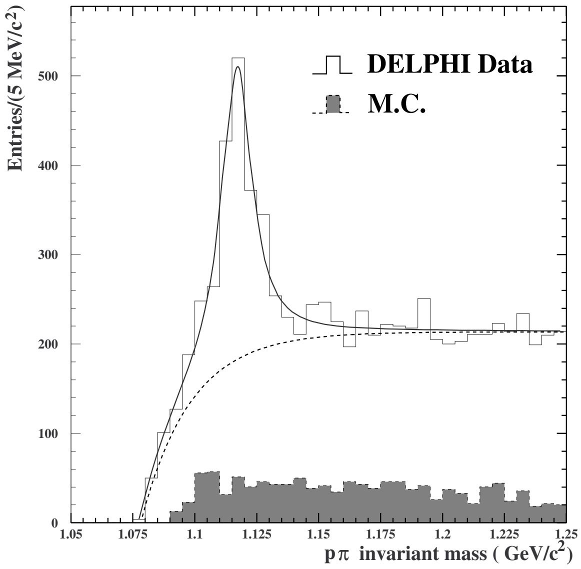


Figura 6.8: *Distribuzione di massa invariante* pπ *per* $0.25 < x_p < 0.5$ *(istogramma continuo). La curva continua rappresenta il risultato del fit con la parametrizzazione descritta nel testo per segnale più rumore; la curva tratteggiata mostra il solo contributo del fondo. L'area ombreggiata corrisponde alla riflessione (stimata mediante la simulazione) dei decadimenti del* K^0_S.

Un *fit* alla distribuzione di massa invariante pπ, parametrizzando il segnale con una funzione di Breit–Wigner ed il rumore con la funzione:

$$B(m) = a \cdot [1 - \exp - \frac{(m-t)}{b}] \tag{6.17}$$

dove a, b e t sono parametri liberi ed m è la massa invariante pπ, dà i seguenti risultati: un valore centrale della Breit–Wigner $m_\Lambda = 1116.9 \pm 0.4\,(stat) \pm 0.7\,(syst)\,\mathrm{MeV/c^2}$ (consistente con la media mondiale di 1115.684 ± 0.006 MeV/c^2[10]), una semilarghezza di 6.3 MeV/c^2 ed un numero totale di $1540 \pm 88\,(stat) \pm 40\,(syst)$ Λ con un $\chi^2 = 38$ per 30 gradi di libertà. Gli errori sistematici riportati riflettono l'incertezza dovuta alla parametrizzazione dello spettro di massa invariante. La distribuzione in momento delle Λ è stata estratta con *fit* della distribuzione di massa invariante in diversi intervalli di momento. La distribuzione sperimentale risultante è mostrata in figura 6.9. Nella stessa figura è riportato il *fit* di una funzione esponenziale alla distribuzione misurata.

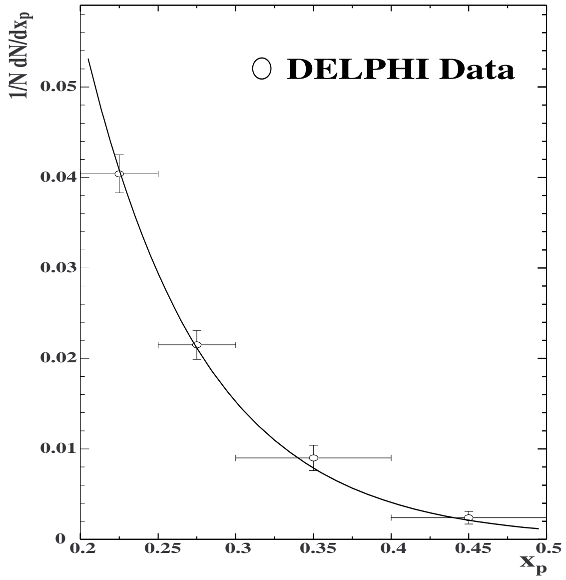


Figura 6.9: *Distribuzione sperimentale in momento delle Λ ad alto momento. La curva rappresenta il fit della funzione esponenziale.*

Per calcolare l'asimmetria dei barioni Λ è stata adottata la seguente preocedura. Per ogni canale i dello spettro di massa invariante pπ in figura 6.8 (ogni canale ha una larghezza di 5 MeV/c^2) è stata calcolata la quantità D_i:

$$D_i = N_i^{\Lambda}(\cos\theta > 0) + N_i^{\bar{\Lambda}}(\cos\theta < 0) - N_i^{\Lambda}(\cos\theta < 0) - N_i^{\bar{\Lambda}}(\cos\theta > 0) \tag{6.18}$$

dove θ è l'angolo della linea di volo della V^0 rispetto alla direzione dell'elettrone incidente. In questa maniera, in assenza di asimmetrie strumentali, si può sottrarre direttamente il rumore sotto il picco del segnale canale per canale. In ciascun intervallo dello spettro di massa delle V^0 il numero totale di $\Lambda + \bar{\Lambda}$, S_i, si ottiene sottraendo il contributo del fondo ottenuto dal *fit*:

$$S_i = (N_i^{\Lambda,TOT} + N_i^{\bar{\Lambda},TOT}) - a\left(1 - \exp\frac{-(m_i - t)}{b}\right). \qquad (6.19)$$

La "regione di segnale" è definita dai canali fra 1.095 e 1.140 GeV/c^2 nello spettro di massa delle V^0. Nella regione di segnale si misura la differenza totale $D = 100 \pm 53(stat)$ con un numero totale di totale di candidati $\Lambda/\bar{\Lambda}$ $S = 1257 \pm 66(stat)$.

L'assenza di asimmetrie strumentali è controllata verificando che:

- il numero di Λ è consistente col numero di $\bar{\Lambda}$ (rispettivamente 660 ± 49 e 596 ± 50);
- il numero di $\Lambda + \bar{\Lambda}$ nell'emisfero positivo è consistente col numero di $\Lambda + \bar{\Lambda}$ nell'emisfero negativo (rispettivamente 647 ± 49 e 625 ± 49)
- non ci siano segnali di asimmetria fuori dal picco di massa della Λ;
- cambiando la parametrizzazione del segnale nel *fit*, S non varia significativamente.

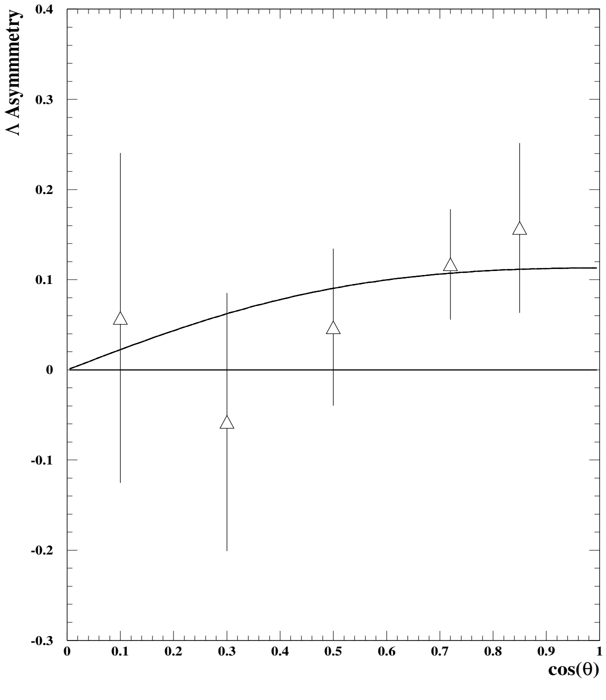


Figura 6.10: *Asimmetria della Λ in funzione del coseno dell'angolo polare θ. La curva continua rappresenta il fit della funzione (6.12) ai dati.*

Per tener conto degli effetti di accettanza e dipendenza angolare dell'efficienza di ricostruzione, prendendo la direzione della Λ ($\bar{\Lambda}$) come stima della direzione del quark primario, è stata calcolata la quantità :

$$R(\cos\theta) = \frac{\sum_i D_i(\cos\theta)}{\sum_i S_i(\cos\theta)} \qquad (6.20)$$

in cinque intervalli di $|\cos\theta|$ da 0 a 0.9, dove θ è l'angolo polare della Λ rispetto alla direzione del fascio incidente di elettroni e $\sum_i$ è la somma sui canali della "regione di segnale" definita sopra. La distribuzione è mostrata in figura 6.10. Un *fit* dell'equazione (6.12) alla distribuzione osservata dà :

$$A_{FB}^{\Lambda} = 0.085 \pm 0.035\,(stat) \pm 0.018\,(syst) \tag{6.21}$$

con $\chi^2/NDF = 1.2/4$.

Le sorgenti di errore sistematico considerate sono state la variazione dell'intervallo di momento ±0.005 (il valore minimo di x_p è stato variato nell'intervallo ±0.01, quello massimo nell'intervallo [-0.05,+0.10]), la parametrizzazione del segnale nei *fit* ±0.004, la definizione della "regione di segnale" ±0.012 e i tagli di selezione ±0.012. Tutti i contributi all'errore sistematico sono stati valutati dal campione stesso dei dati.

6.5 Sommario

Sono state misurate la molteplicità media della Λ in eventi adronici, la sezione d'urto differenziale in funzione del momento e le correlazioni fra coppie di Λ prodotte nello stesso evento ($\Lambda\bar{\Lambda}$ e $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$). I risultati sono stati confrontati con le previsioni ottenute con i due programmi Monte Carlo: JETSET 7.3 PS, che realizza il modello di frammentazione a stringa [11], ed HERWIG 5.4, che realizza il modello di frammentazione dei *cluster* di Marchesini-Webber [12]. I parametri liberi dei programmi sono stati tenuti ai loro valori di *default*.

La molteplicità media di Λ (6.1) misurata nei decadimenti adronici della Z vale:

$$< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} > = \quad 0.357 \pm 0.017.$$

L'errore riportato sopra e nelle espessioni seguenti è la somma in quadratura dell'errore statistico e quello sistematico.

Il risultato è in accordo entro gli errori con i valori misurati alla Z dagli altri esperimenti:

$$\begin{array}{lcl}
< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} > = & 0.351 \pm 0.019 & \text{OPAL[14]} \\
< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} > = & 0.37 \pm 0.04 & \text{L3[19]} \\
< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} > = & 0.386 \pm 0.016 & \text{ALEPH[20]} \\
< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} > = & 0.38 \pm 0.04 & \text{SLD[21].}
\end{array}$$

JETSET 7.3 PS prevede una molteplicità media di 0.373 consistente coi valori misurati; HERWIG 5.4 prevede invece il valore di 0.416, 3.5 deviazioni standard superiore alla misura da noi effettuata. Sia JETSET 7.3 PS che HERWIG 5.4 sovrastimano la sezione d'urto ad alti momenti.

I programmi JETSET 7.3 PS, JETSET 7.4 PS, ARIADNE 4.06, JETSET 7.4 ME e HERWIG 5.8 C con i parametri ottimizzati mediante la procedura descritta in [22] prevedono rispettivamente i valori: 0.361, 0.349, 0.365, 0.309 e 0.368. Solo JETSET 7.4 ME è in chiaro disaccordo con i valori misurati. In figura 6.11 sono riportate le sezione d'urto inclusive in funzione di $\xi_p = \ln\frac{1}{x_p}$ misurate in questo lavoro, i valori misurati da OPAL [14], da ALEPH [20], le previsioni e gli scostamenti relativi (differenza percentuale

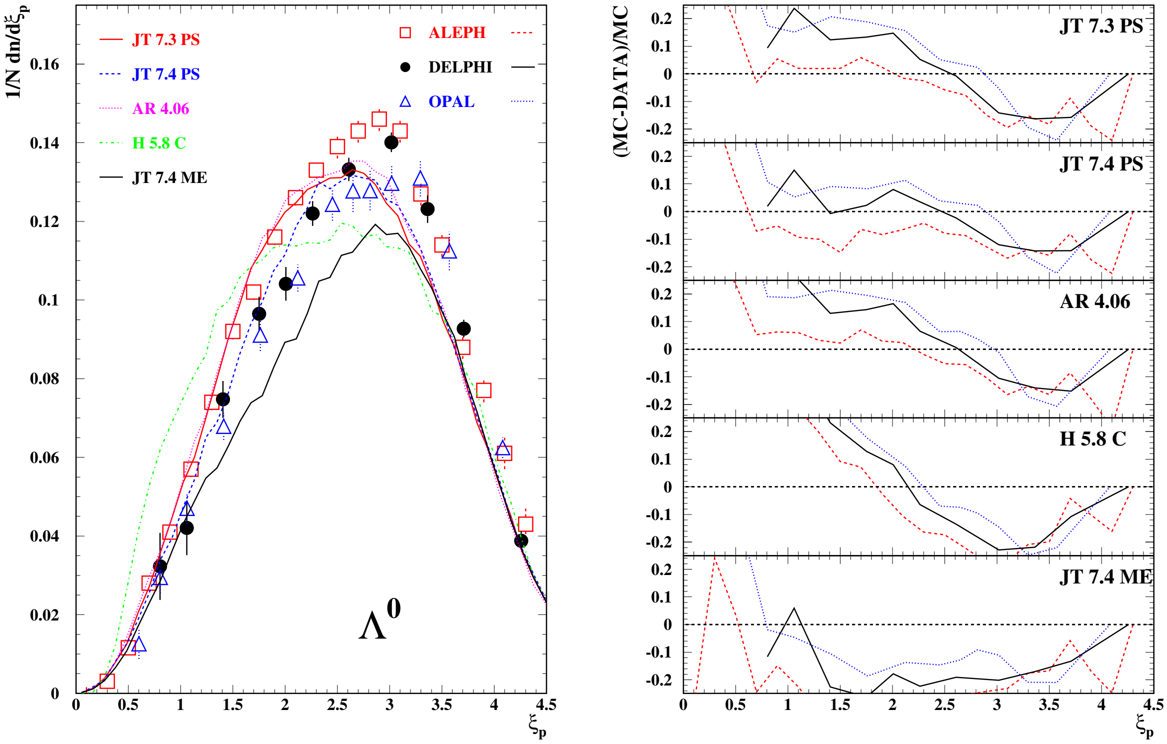


Figura 6.11: *Distribuzione in ξ_p per le Λ.*

fra previsioni e valori osservati) per i 5 programmi. HERWIG sovrastima la produzione di Λ a bassi ξ_p (alti momenti). Per $\xi_p < 3$ ci sono comunque delle incosistenze fra le tre misure, e ad alti ξ_p (dove le misure sono in accordo) tutti i modelli sottostimano la produzione di Λ di $\approx 15\%$. In JETSET è possibile riprodurre la distribuzione osservata ad alto momento introducendo un nuovo grado di libertà, variando cioè il parametro PARJ(19) che riduce la produzione di diquark primari all'estremità della stringa e che nella versione di *default* non è attivato.

Un test più stringente sui meccanismi di produzione dei barioni viene dallo studio delle correlazioni $\Lambda\bar{\Lambda}$ e $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$. Sono state misurate le seguenti molteplicità medie:

$$\begin{aligned} < N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} > &= 0.018 \pm 0.006 \\ < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} > &= 0.090 \pm 0.009\,, \end{aligned}$$

da cui si ricava:

$$\lambda = \frac{2 < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} >}{< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} >} = 0.50 \pm 0.06\,.$$

Questi risultati si basano su un numero di coppie dieci volte superiore a quelle disponibili nelle annichilazioni e^+e^- alle energie di PEP/PETRA. Il rapporto normalizzato λ fra la produzione di coppie $\Lambda\bar{\Lambda}$ e la produzione singola di Λ è consistente con il valore 0.48 ± 0.10 misurato all'energia del centro di massa $\sqrt{s} = 29$ GeV dalla collaborazione TPC [23].

JETSET 7.3 PS con i parametri di *default* prevede $\lambda = 0.46$, HERWIG 5.4 prevede $\lambda = 0.82$, un valore 5.5 deviazioni standard maggiore. Per la molteplicità di coppie $\Lambda\Lambda + \bar{\Lambda}\bar{\Lambda}$ JETSET prevede 0.028 ed HERWIG 0.041.

I risultati sono anche consistenti con le corrispondenti misure di OPAL [17]:

$$\begin{aligned} < N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} > &= 0.021 \pm 0.005 \\ < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} > &= 0.083 \pm 0.010 \\ \lambda = \frac{2 < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} >}{< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} >} &= 0.47 \pm 0.06\,, \end{aligned}$$

e con quelle di ALEPH [20]:

$$\begin{aligned} < N_{\Lambda\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}\bar{\Lambda}} > &= 0.028 \pm 0.003 \\ < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} > &= 0.093 \pm 0.009 \\ \lambda = \frac{2 < N_{\Lambda\bar{\Lambda}} >}{< N_{\Lambda} > + < N_{\bar{\Lambda}} >} &= 0.48 \pm 0.06\,. \end{aligned}$$

Le correlazioni $\Lambda\bar{\Lambda}$ sono consistenti con le previsioni dei modelli in cui la fonte principale di barioni siano i diquark prodotti nella fase di frammentazione. In JETSET, che realizza uno di questi modelli, è necessario attivare anche il meccanismo di *popcorn* per riprodurre correttamente le distribuzioni differenziali osservate.

La forma della distribuzione di ϑ^* (l'angolo fra la differenza dei momenti della coppia $\Lambda\bar{\Lambda}$ nel loro centro di massa e l'asse di sfericità dell'evento) favorisce i modelli di frammentazione a stringa rispetto ai modelli basati sui decadimenti di *cluster* non polarizzati a spin zero.

Uno studio su Λ ad alto momento (x_p compreso fra 0.25 e 0.5) ha mostrato che queste ultime hanno un'asimmetria avanti–indietro pari a:

$$A_{FB}^{\Lambda} = 0.085 \pm 0.039\,.$$

Recentemente anche OPAL [24] ed ALEPH [25] hanno riportato misure dell'asimmetria avanti–indietro di Λ ad alto momento (x_p compreso fra 0.3 e 1), rispettivamente:

$$\begin{aligned} A_{FB}^{\Lambda} &= 0.056 \pm 0.024 \\ A_{FB}^{\Lambda} &= 0.071 \pm 0.012\,. \end{aligned}$$

DELPHI ha misurato anche l'asimmetria avanti–indietro di $\mathrm{K}^{\pm}$ ad alto momento (x_p compreso fra 0.22 e 0.39) identificati con il B-RICH [2]:

$$A_{FB}^{\mathrm{K}^{\pm}} = 0.048 \pm 0.011\,.$$

Un valore non nullo per le asimmetrie avanti–indietro di particelle strane ad alto momento è interpretabile come derivante da una correlazione fra le particelle strane ed il quark primario s prodotto nell'annichilazione $\mathrm{e}^+\mathrm{e}^-$.

Bibliografia

[1] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B318** (1993) 249.

[2] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C67** (1995) 1.

[3] D. H. Saxon, "Baryon production in e^+e^- Annihilations", RAL-88-102

[4] A. De Angelis, J. of Phys. **19** (1993) 1233.

[5] P. Lichard, V. Cerny and J. Pisuit, Phys. Rev. **D16** (1977) 2822;
P. Lichard, V. Cerny and J. Pisuit, Phys. Rev. **D18** (1978) 2409;

[6] B. Andersson, G. Gustavson and T. Sjöstrand, Phys. Scr. **32** (1985) 544.

[7] M. Althoff et al. (TASSO Collaboration), Phys. Lett. **B139** (1984) 126.

[8] H. Aihara et al. (TPC Collaboration), Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1047.

[9] M. Althoff et al. (TASSO Collaboration), Z. Phys. **C17** (1984) 5.

[10] L. Montanet et al., Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[11] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. **82** (1994) 74;
T. Sjöstrand, "PYTHIA 5.6 and JETSET 7.3", CERN-TH.6488/92, September 1992.

[12] G. Marchesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. **B238** (1984) 1;
G. Marchesini, B. R. Webber, Nucl. Phys. **B310** (1988) 461;
G. Marchesini et al., Comp. Phys. Comm. **67** (1992) 465.

[13] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. **B275** (1991) 231.

[14] G. Alexander et al. (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B291** (1992) 503.

[15] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Z. Phys. **C67** (1995) 543.

[16] D. Busculic et al. (ALEPH Collaboration), "Hyperon Production in Z Decays", contributo #419 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[17] P. D. Acton et al. (OPAL Collaboration), Phys. Lett. **B305** (1993) 415.

[18] P. Antilogus et al. (LEP Electroweak Working Group), "A combination of preliminary LEP electroweak results for the 1995 summer conferences", contributo alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[19] G. Acciari et al. (L3 Collaboaration), Phys. Lett. **B238** (1994) 223.

[20] D. Busculic et al. (ALEPH Collaboration), Z. Phys. **C64** (1994) 361.

[21] K. G. Baird (SLD Collaboration),"A study of K_S, Λ and $\bar{\Lambda}$ production in hadronic Z^0 decays" SLAC-PUB-6601, August 1994, presentato all'American Physical Society, Albuquerque, NM, 1994.

[22] K. Hamacher and M. Weierstall, "Tuning and test of fragmentation models based on identified particles and precision event shape data", DELPHI 95-80 PHYS 515, June 1995, contributo #548 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[23] J. Ojang, "Inclusive Production and Flavour Correlations of Strange Baryons in e^+e^- Annihilations at 29 GeV", PhD Thesis at UCLA 1991.

[24] OPAL Collaboration, "A Measurement of the Forward-Backward Asymmetry and Longitudinal Polarization of High Momentum Λ's in Z^0 Decays", contributo #324 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

[25] ALEPH Collaboration, "A measurement of the polarization of Λ from Z decay", contributo #418 alla conferenza "EPS-HEP 95", Brussels 1995.

Elenco delle figure