



Misura di

$$\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$$

con il rivelatore KLOE

Tesi di Dottorato

presentata da Giorgio Cabibbo

Relatore:

Prof. Paolo Franzini

Coordinatore:

Prof. Guido Martinelli

Indice

| | |
|---|-----------|
| Introduzione | 7 |
| 1 La fisica dei mesoni K neutri | 11 |
| 1.1 Il sistema $K^0-\bar{K}^0$ | 11 |
| 1.1.1 L'evoluzione temporale del sistema $K^0-\bar{K}^0$ | 12 |
| 1.2 La violazione di CP nel sistema dei K neutri | 14 |
| 1.2.1 La violazione indiretta di CP | 15 |
| 1.2.2 La violazione diretta di CP | 16 |
| 1.2.3 Il doppio rapporto | 18 |
| 1.3 La violazione di CP nel modello standard | 19 |
| 1.4 Rilevanza della misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ | 24 |
| 1.4.1 Fenomenologia dei decadimenti $K \rightarrow \pi\pi$ | 24 |
| 1.4.2 Le ampiezze $K \rightarrow \pi\pi$ in presenza di elettromagnetismo | 25 |
| 1.4.3 L'estrazione delle ampiezze di isospin dai dati | 26 |
| 2 L'esperimento KLOE a DAΦNE | 27 |
| 2.1 La violazione di CP ad una ϕ -factory | 27 |
| 2.2 Il progetto DAΦNE | 30 |
| 2.3 Il rivelatore KLOE: la misura di ε'/ε e le richieste sperimentali | 32 |
| 2.3.1 I volumi fiduciali | 34 |
| 2.3.2 L'identificazione dei kaoni neutri a KLOE | 38 |
| 2.3.3 Gli errori sistematici | 38 |
| 2.3.4 La sottrazione dei fondi | 43 |
| 2.4 Il calorimetro elettromagnetico | 44 |
| 2.5 La camera a deriva | 45 |
| 2.6 Il QCAL | 48 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.7 | Il sistema di <i>trigger</i> | 50 |
| 2.7.1 | Il <i>trigger</i> calorimetrico | 52 |
| 2.7.2 | Il <i>trigger</i> di camera | 53 |
| 2.8 | Il sistema di acquisizione dati | 55 |
| 3 | Calibrazione e prestazioni del rivelatore | 57 |
| 3.1 | La calibrazione del calorimetro elettromagnetico | 57 |
| 3.1.1 | La ricostruzione di tempo, energia e posizione nel calorimetro | 57 |
| 3.1.2 | L'algoritmo di <i>clustering</i> | 59 |
| 3.1.3 | La calibrazione della scala energetica | 59 |
| 3.1.4 | La calibrazione della scala temporale | 61 |
| 3.2 | La calibrazione della camera a deriva | 64 |
| 3.2.1 | La ricostruzione delle tracce | 67 |
| 3.2.2 | Le relazioni spazio-tempo e la procedura di autocalibrazione | 68 |
| 3.3 | Le prestazioni del rivelatore: il calorimetro | 75 |
| 3.3.1 | La risoluzione energetica del calorimetro | 75 |
| 3.3.2 | La ricostruzione delle masse | 75 |
| 3.3.3 | La risoluzione temporale del calorimetro | 78 |
| 3.4 | Le prestazioni del rivelatore: la camera a deriva | 78 |
| 3.4.1 | Risoluzione spaziale | 78 |
| 3.4.2 | Risoluzione in impulso e massa invariante | 81 |
| 4 | L'acquisizione e la selezione degli eventi a KLOE | 83 |
| 4.1 | La presa dati a KLOE | 83 |
| 4.1.1 | La configurazione di <i>trigger</i> | 83 |
| 4.1.2 | I filtri di livello 3 e la misura di luminosità | 86 |
| 4.1.3 | Luminosità integrata acquisita | 87 |
| 4.1.4 | Determinazione della scala assoluta di energia della macchina | 89 |
| 4.1.5 | Il controllo del rivelatore e delle calibrazioni | 89 |
| 4.1.6 | L'impulso totale e l'energia dei fasci | 91 |
| 4.2 | La ricostruzione degli eventi | 92 |
| 4.2.1 | L'associazione traccia- <i>cluster</i> | 94 |
| 4.2.2 | La determinazione della scala temporale dell'evento: Il T_0 globale | 94 |
| 4.2.3 | La reiezione del fondo cosmico | 97 |
| 4.2.4 | La selezione degli eventi Bhabha | 100 |

Indice

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.5 | La reiezione dei fondi macchina | 102 |
| 4.2.6 | I <i>cluster</i> accidentali | 103 |
| 5 | La selezione degli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ | 107 |
| 5.1 | L'identificazione del K_L^0 | 107 |
| 5.1.1 | Il <i>tag</i> con il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 108 |
| 5.1.2 | Il <i>tag</i> con il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 109 |
| 5.2 | Il <i>tag</i> del K_S^0 | 111 |
| 5.2.1 | Il <i>KLCRASH</i> | 112 |
| 5.2.2 | Il <i>tag</i> con il canale $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ | 115 |
| 5.2.3 | Gli altri algoritmi di <i>tag</i> del K_S^0 | 118 |
| 5.3 | Le efficienze di identificazione dei K_S^0 | 119 |
| 5.3.1 | L'efficienza di <i>tag</i> relativa $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- / K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 120 |
| 5.3.2 | L'efficienza assoluta di <i>tag</i> | 128 |
| 6 | La misura dei <i>BR</i> di decadimento del K_S^0 | 131 |
| 6.1 | Il metodo di misura | 131 |
| 6.2 | La selezione degli eventi | 132 |
| 6.2.1 | Gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 132 |
| 6.2.2 | Gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 136 |
| 6.3 | Le efficienze di ricostruzione e selezione | 139 |
| 6.3.1 | Le efficienze di ricostruzione e selezione di $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 139 |
| 6.3.2 | Le efficienze di ricostruzione e selezione di $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 148 |
| 6.4 | Le efficienze di <i>trigger</i> | 157 |
| 6.4.1 | Studio del <i>trigger</i> calorimetrico | 157 |
| 6.5 | I risultati della misura | 161 |
| | Conclusioni | 167 |
| | Ringraziamenti | 169 |

Introduzione

Lo scopo primario dell'esperimento KLOE è la misura di precisione dei parametri di violazione della simmetria CP nei decadimenti dei kaoni neutri. Il rivelatore è stato progettato per acquisire dati a DAΦNE, la nuova ϕ -factory realizzata presso i Laboratori Nazionali dell'INFN di Frascati: lo studio delle coppie di kaoni prodotte nel decadimento della risonanza ϕ permette infatti di effettuare dei *test* efficaci sulle simmetrie CP e CPT . In particolare lo studio dei decadimenti di K_L^0 e K_S^0 in coppie di pioni consente di misurare il parametro ε'/ε , legato alla violazione "diretta" di CP nel sistema dei K neutri, con il metodo del "doppio rapporto" già adottato in altri esperimenti a bersaglio fisso.

KLOE ha osservato i primi eventi nell'aprile 1999, ed ha effettuato un primo *run* di presa dati stabile nei mesi di novembre e dicembre dello stesso anno, durante il quale il rivelatore ha fornito ottime prestazioni; DAΦNE ha invece raggiunto una luminosità di picco ben inferiore a quella di progetto, permettendo di acquisire nel '99 una luminosità integrata di 2.4 pb^{-1} . La statistica di eventi acquisiti durante il '99 è stata quindi ridotta, ma comunque sufficiente per affrontare alcuni dei problemi connessi alla misura del doppio rapporto, con particolare attenzione all'analisi degli effetti sistematici.

Questo lavoro di tesi ha come obiettivo principale la misura del rapporto $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$, ovvero uno dei termini del doppio rapporto, e costituisce il primo tentativo di applicare le tecniche sperimentali che hanno guidato la progettazione di KLOE.

Il lavoro di tesi si articola in 6 capitoli.

Il primo capitolo contiene una breve introduzione alla fenomenologia della violazione di CP nel sistema dei K neutri, e alla sua interpretazione teorica nel quadro del Modello Standard. La parte conclusiva del capitolo è incentrata poi sulle correzioni radiative ai decadimenti dei K , e racchiude

i risultati di alcuni recenti lavori teorici che giustificano una nuova misura dei BR di decadimento del K_S^0 in pioni.

Nel capitolo successivo sono descritti KLOE e DAΦNE. Vengono analizzate in dettaglio le richieste sperimentali imposte dalla misura di ε'/ε , che hanno fornito le linee guida per la progettazione e la costruzione del rivelatore. La misura di ε'/ε con una precisione relativa di $\sim 10^{-4}$ impone infatti una valutazione precisa degli effetti sistematici: KLOE è stato quindi disegnato con l'idea di ricavare e controllare direttamente sui dati le prestazioni dell'apparato, dallo stato delle calibrazioni, alle efficienze di rivelazione degli eventi che compaiono nel doppio rapporto.

Il capitolo 3 è dedicato alla descrizione delle tecniche adottate per calibrare e tenere sotto controllo il rivelatore, alla realizzazione delle quali il candidato ha collaborato direttamente. Eventi Bhabha e raggi cosmici sono impiegati per studiare la risposta della camera a deriva e del calorimetro, per determinare le costanti di calibrazione e per controllarne l'andamento temporale.

Il quarto capitolo descrive la presa dati del '99: sono riportate le condizioni di *trigger* ed i sistemi di controllo di qualità dei dati adottati durante questo periodo. Viene anche affrontata la misura della luminosità, che KLOE è in grado di determinare direttamente dallo studio degli eventi Bhabha a grande angolo, e che ha costituito un ausilio essenziale per l'ottimizzazione dei parametri di lavoro di DAΦNE in questa prima fase. Il candidato ha in particolare realizzato un sistema di selezione veloce degli eventi Bhabha, integrato nel sistema di acquisizione dati dell'esperimento.

Gli ultimi due capitoli sono invece dedicati all'analisi vera e propria. Nel primo dei due (cap. 6) sono affrontati i problemi relativi alla selezione degli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$. La selezione del campione di $K_S^0(K_L^0)$ si basa infatti a KLOE sul riconoscimento (“*tag*”) del $K_L^0(K_S^0)$ prodotto in direzione opposta, e nel capitolo sono passati in rassegna i vari algoritmi di *tag* e le stime delle relative efficienze. Particolare attenzione è riposta nello studio di uno degli algoritmi di selezione del K_S^0 , basato sul riconoscimento dei K_L^0 che raggiungono il calorimetro (“*KLCRASH*”).

Il settimo ed ultimo capitolo tratta l'analisi del campione di K_S^0 acquisito nel '99, e descrive la misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$. L'analisi si basa quasi interamente sull'uso di campioni indipendenti di dati per determinare le efficienze di *trigger*, di ricostruzione e di selezione del segnale, nel tentativo di ridurre al minimo il ricorso alla simulazione di *Monte Carlo*. Questo studio ha anzi lo scopo di avviare un lavoro di revisione della simulazione del rivelatore,

Introduzione

che permetterà di affrontare meglio le sistematiche connesse all'analisi dei decadimenti del K_L^0 .

Il risultato raggiunto, in accordo con le misure precedenti, è però ancora preliminare. Lo studio dei dati acquisiti a partire dall'agosto 2000, già avviato ma non incluso in questa tesi, permetterà infatti di ridurre l'errore statistico sul rapporto ben al di sotto di 10^{-3} (corrispondente ad un errore su $\epsilon'/\epsilon < 3 \times 10^{-4}$), e di affrontare più efficacemente lo studio delle sistematiche (in particolare quelle connesse alle efficienze di *trigger*). Inoltre l'interpretazione teorica del risultato e l'estrazione da esso delle ampiezze di decadimento $K \rightarrow \pi\pi$ impone un'ulteriore approfondimento dell'analisi, che dovrà affrontare lo studio dei processi radiativi e che richiederà necessariamente una maggiore statistica.

Capitolo 1

La fisica dei mesoni K neutri

1.1 Il sistema $K^0-\bar{K}^0$

A partire dalla scoperta, nel 1944, dei mesoni K nella radiazione cosmica [1] [2], la fisica dei kaoni ha rappresentato una delle maggiori sorgenti di informazioni per lo studio delle interazioni fondamentali.

Una delle prime idee nate dallo studio della produzione e del decadimento dei mesoni K è stata l'ipotesi di Gell-Mann [3] sulla 'stranezza' come nuovo numero quantico. Nello stesso periodo, il celebre ' $\theta - \tau$ puzzle' [5] suggerì a Lee and Yang [6] l'ipotesi rivoluzionaria della violazione di parità nelle interazioni deboli. Più tardi, negli anni '60, i mesoni K hanno giocato un ruolo determinante nella comprensione delle simmetrie globali delle interazioni forti, ben prima dell'avvento della QCD [7], e nella formulazione della teoria di Cabibbo [8], che permise di unificare le interazioni deboli di particelle dotate di stranezza e non.

Infine, intorno al 1970, la soppressione delle correnti neutre associate a cambiamenti di sapore (FCNC) spinse Glashow, Iliopoulos e Maiani [9] a postulare l'esistenza del quark *charm*.

Tutti questi concetti hanno permesso la formulazione del Modello Standard (SM), e ne sono parte integrante. Nello SM i mesoni K sono degli stati legati $q\bar{q}$ con un quark s :

$$S = 1 \begin{cases} K^0 & = d\bar{s} \\ K^+ & = u\bar{s} \end{cases}, \quad S = -1 \begin{cases} K^- & = \bar{u}s \\ \bar{K}^0 & = \bar{d}s \end{cases}$$

I kaoni sono prodotti insieme ad altri K o ad altre particelle strane (*iperoni*) per interazione forte, in modo da conservare la stranezza ($\Delta S=0$):

$$\begin{aligned} \pi^- + p &\rightarrow K^0 + \Lambda^0 \\ \pi^- + p &\rightarrow K^0 + \bar{K}^0 + n \end{aligned}$$

Mentre le interazioni forti conservano la stranezza, le deboli possono non conservarla. Per tale motivo i kaoni, che sono le particelle strane più leggere, possono decadere solo per interazione

debole, i.e.:

$$\text{dec. semileptonici : } (\Delta S = \Delta Q) \quad K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$$

$$\text{dec. nonleptonici : } (|\Delta S| = 1) \quad K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0, \pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^0 \pi^0 \pi^0$$

1.1.1 L'evoluzione temporale del sistema $K^0 - \bar{K}^0$

Gli stati K^0 e \bar{K}^0 , di stranezza rispettivamente 1 e -1 , sono autostati delle interazioni forte ed elettromagnetica, e sono connessi tra loro attraverso una transizione debole del 2° ordine: $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ ¹. Gli autostati di massa non coincidono quindi con quelli forti, ma possono essere espressi come una loro combinazione lineare $aK^0 + b\bar{K}^0$, che evolve nel tempo secondo l'equazione:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \mathcal{H} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \left(M - \frac{i}{2} \Gamma \right) \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (1.1.1)$$

dove M e Γ sono matrici ermitiane 2×2 con autovalori positivi, cosicché \mathcal{H} dipende da 8 parametri reali.

L'operatore \mathcal{H} può essere diviso in una componente che conserva la stranezza \mathcal{H}_0 , ed una componente debole $\mathcal{H}_{|\Delta S|=1}$. Applicando la teoria delle perturbazioni si ottiene:

$$\begin{aligned} M_{ij} &= m_K \mathbf{1}_{ij} + P \sum_n \frac{\langle i | \mathcal{H}_{|\Delta S|=1} | n \rangle \langle n | \mathcal{H}_{|\Delta S|=1} | j \rangle}{m_K - E_n} \\ \Gamma_{ij} &= 2\pi \sum_f \rho_f \langle i | \mathcal{H}_{|\Delta S|=1} | f \rangle \langle f | \mathcal{H}_{|\Delta S|=1} | j \rangle \end{aligned} \quad (1.1.2)$$

dove il termine m_K nella matrice di massa rappresenta il contributo forte, degenere per gli stati K^0 \bar{K}^0 , come richiesto dall'invarianza CPT .

Se assumiamo l'invarianza CPT , gli elementi diagonali della hamiltoniana devono essere uguali:

$$\begin{aligned} M_{11} &= M_{22} \\ \Gamma_{11} &= \Gamma_{22} \end{aligned} \quad (1.1.3)$$

Inoltre la richiesta di ermiticità delle matrici di massa e di decadimento impone per gli elementi fuori diagonale:

$$\begin{aligned} M_{21} &= M_{12}^* \\ \Gamma_{21} &= \Gamma_{12}^* \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

Risolvendo l'equazione per $M - \frac{i}{2}\Gamma$ ed imponendo che gli elementi di matrice soddisfino 1.1.3, 1.1.4, si ricavano gli autostati del sistema:

$$\mu_{S,L} = \left(M_{11} - \frac{i}{2} \Gamma_{11} \right) \pm \Delta\mu/2 = m_{S,L} - \frac{i}{2} \Gamma_{S,L} \quad (1.1.5)$$

¹ Per una descrizione completa degli argomenti descritti in questa sezione, ed in generale, della violazione di CP nei decadimenti dei kaoni vedi [10], [12].

1.1 : Il sistema $K^0-\bar{K}^0$

dove:

$$\Delta\mu = (m_S - m_L) - \frac{i}{2}(\Gamma_S - \Gamma_L) = 2\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \quad (1.1.6)$$

Gli autovettori del sistema sono usualmente scritti come:

$$\begin{aligned} K_S^0 &= p|K^0\rangle + q|\bar{K}^0\rangle \\ K_L^0 &= p|K^0\rangle - q|\bar{K}^0\rangle \end{aligned} \quad (1.1.7)$$

e non sono generalmente ortogonali ($\langle K_S^0|K_L^0\rangle = |p|^2 - |q|^2$). I coefficienti p e q in 1.1.7) sono determinati dalla condizione di normalizzazione $|p|^2 + |q|^2 = 1$, e dal loro rapporto:

$$\frac{q}{p} = \sqrt{\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}} \quad (1.1.8)$$

Consideriamo ora il comportamento del sistema sotto la trasformazione CP . A meno di una fase arbitraria K^0 e \bar{K}^0 si trasformano come segue:

$$\begin{aligned} CP|K^0\rangle &= \omega_K|\bar{K}^0\rangle \\ CP|\bar{K}^0\rangle &= \omega_K^*|K^0\rangle \end{aligned} \quad , \quad |\omega_K| = 1. \quad (1.1.9)$$

Quindi sotto l'azione dell'operatore CP la matrice di evoluzione temporale \mathcal{H} si trasforma come

$$\mathcal{H} \rightarrow \tau_1 \mathcal{H} \tau_1 \quad (\tau_i = \text{matrici di Pauli})$$

Più esplicitamente possiamo scrivere:

$$CP \begin{bmatrix} H_{11} & H_{12} \\ H_{21} & H_{22} \end{bmatrix} (CP)^{-1} = \begin{bmatrix} H_{22} & H_{21} \\ H_{12} & H_{11} \end{bmatrix}. \quad (1.1.10)$$

L'invarianza CPT implica di per sè l'eguaglianza degli elementi diagonali, quindi per assicurare l'invarianza sotto CP l'unica condizione supplementare è l'uguaglianza dei termini fuori diagonale. Sfruttando anche l'arbitrarietà di fase nella definizione degli autostati, la condizione diventa:

$$\left|\frac{q}{p}\right|^2 = \left|\frac{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}}\right| = 1 \Leftrightarrow \arg\left(\frac{M_{12}}{\Gamma_{12}}\right) = 0 \quad (1.1.11)$$

In questo caso gli autostati di massa coincidono con quelli di CP , ovvero:

$$|K_{1,2}^0\rangle = \frac{K^0 \pm \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \quad (1.1.12)$$

dove K_1^0 ha $CP = 1$ e K_2^0 ha $CP = -1$.

Considerando i modi di decadimento in due o tre pioni dei K neutri, si hanno le seguenti proprietà di simmetria per gli stati finali:

1. $\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$: $P = +1, C = +1, CP = +1$.
2. $\pi^+\pi^-\pi^0$: $P = -1, C = (-1)^\ell, CP = (-1)^{\ell+1}$ dove ℓ è il momento angolare della coppia di pioni carichi nel centro di massa. Stati con $\ell > 0$ sono comunque soppressi.
3. $\pi^0\pi^0\pi^0$: $P = -1, C = +1, CP = -1$.

Se l'hamiltoniana totale conserva CP , i decadimenti del K_1^0 e del K_2^0 devono anch'essi conservare CP ; il K_1^0 e il K_2^0 devono quindi decadere in stati finali rispettivamente di 2 e 3 pioni. La differenza tra le vite medie delle due particelle [16]:

$$\begin{aligned}\tau_S &= 1/\Gamma_S = (8.934 \pm 0.008) \times 10^{-11} \text{ s} \\ \tau_L &= 1/\Gamma_L = (5.17 \pm 0.04) \times 10^{-8} \text{ s}\end{aligned}$$

è perciò dovuta al maggiore spazio delle fasi accessibile ai decadimenti in due corpi del K_1^0 , rispetto ai tre corpi del K_2^0 .

In accordo con questo modello, sino al '64 la comunità scientifica ammetteva l'invarianza delle interazioni deboli rispetto alla simmetria CP . Qui di seguito sono riportate le determinazioni sperimentali per i vari elementi della matrice \mathcal{H} :

$$\begin{aligned}M_{11} &= (m_L + m_S)/2 = (497.672 \pm 0.031) \text{ MeV} \\ -\Re(M_{12}) &\simeq (m_L - m_S)/2 = (1.755 \pm 0.009) \times 10^{-12} \text{ MeV} \\ \Gamma_{11} + \Re\Gamma_{12} &\simeq \Gamma_S = (7.374 \pm 0.010) \times 10^{-12} \text{ MeV} \\ \Gamma_{11} - \Re\Gamma_{12} &\simeq \Gamma_L = (1.273 \pm 0.010) \times 10^{-14} \text{ MeV}\end{aligned} \tag{1.1.13}$$

La differenza tra M_{11} e gli altri elementi di matrice trova spiegazione nel fatto che mentre M_{11} è dominato dalle interazioni forti a corto raggio, gli altri termini, che collegano stati con stranezza diversa, sono prodotti dall'interazione debole. In particolare, la differenza di massa $\Re M_{12}$ tra K_L^0 e K_S^0 è determinata dalle ampiezze con $|\Delta S| = 2$, che collegano K^0 e \bar{K}^0 , mentre Γ_{11} e Γ_{12} sono dati dal prodotto di due ampiezze deboli con $|\Delta S| = 1$ (responsabili dei decadimenti di K^0 e \bar{K}^0). Una stima dei termini fuori diagonale si ottiene come:

$$M_{12} \simeq \Gamma_{11} \simeq \Gamma_{12} \simeq \frac{G_F^2 M_P^4 \sin^2 \theta}{(2\pi)^4} m_K \simeq 10^{-12} \text{ MeV}$$

dove $M_P \sim 1 \text{ GeV}$.

1.2 La violazione di CP nel sistema dei K neutri

La scoperta della violazione di CP nel sistema dei K neutri risale al '64, con l'esperimento di Christenson, Cronin, Fitch e Turlay [13], che osservò per primo il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

1.2 : La violazione di CP nel sistema dei K neutri

Se la simmetria CP è violata nei decadimenti dei K , gli autostati di massa non sono più autostati di CP e possono essere genericamente scritti come combinazione lineare di K_1^0 e K_2^0 :

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{|K_1^0\rangle + \bar{\varepsilon}|K_2^0\rangle}{\sqrt{1+|\bar{\varepsilon}|^2}} \\ |K_L^0\rangle &= \frac{|K_2^0\rangle + \bar{\varepsilon}|K_1^0\rangle}{\sqrt{1+|\bar{\varepsilon}|^2}} \end{aligned} \quad (1.2.1)$$

dove abbiamo assunto la simmetria CPT ed introdotto il parametro di *mixing* $\bar{\varepsilon}$, definito come:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1 - q/p}{1 + q/p} \quad (1.2.2)$$

Osservando l'espressione 1.2 possiamo identificare due possibili meccanismi di violazione di CP nei decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$:

1. una violazione 'indiretta' di CP dovuta alla presenza di una componente K_1^0 nell'autostato K_L^0 , prodotta dalle transizioni $|\Delta S| = 2$ tra K^0 e \bar{K}^0 ;
2. una violazione 'diretta' nelle ampiezze di decadimento $|\Delta S| = 1$ del K_2^0 in due pioni.

1.2.1 La violazione indiretta di CP

La violazione indiretta di CP (detta anche "violazione di CP nel mescolamento") si manifesta al livello della matrice di decadimento, ed è prodotta dal fatto che gli autostati di massa K_S^0 e K_L^0 sono combinazioni lineari di K_1^0 e K_2^0 . Osservando la condizione 1.1.11, che assicura l'invarianza sotto CP , si comprende meglio la causa del fenomeno: la differenza tra i moduli degli elementi non diagonali di \mathcal{H} rende infatti più probabile la transizione $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ rispetto alla CP -coniugata $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$. Espressa in termini di $\bar{\varepsilon}$, la condizione diventa:

$$\left| \frac{1 - \bar{\varepsilon}}{1 + \bar{\varepsilon}} \right| \neq 1 \quad \Leftrightarrow \quad \Re(\bar{\varepsilon}) \neq 0. \quad (1.2.3)$$

La violazione indiretta di CP è misurata direttamente nella asimmetria di carica dei decadimenti semileptonici del K_L^0 :

$$\delta_\ell = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu})} = \frac{1 - |q/p|^2}{1 + |q/p|^2} = \frac{2\Re(\bar{\varepsilon})}{1 + |\bar{\varepsilon}|^2}$$

L'espressione precedente è ottenuta imponendo $\Delta S = \Delta Q$, che proibisce il decadimento $K^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu}$ e il CP -coniugato $\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu$. Inoltre la simmetria CPT assicura l'equivalenza tra le probabilità di decadimento semileptonico di K^0 e \bar{K}^0 :

$$\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^- \ell^+ \nu) = \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ \ell^- \bar{\nu})$$

Il valore sperimentale per l'asimmetria semileptonica del K_L^0 , mediata tra stati finali con muoni ed elettroni, è [16]:

$$\delta_{e,\mu} = (3.27 \pm 0.12) \cdot 10^{-3}$$

1.2.2 La violazione diretta di CP

La violazione diretta di CP si manifesta quando l'ampiezza per un dato processo differisce da quella del suo coniugato sotto simmetria CP .

Se prendiamo in considerazione i decadimenti non leptonici dei mesoni K , possiamo definire le ampiezze per stati finali neutri e carichi come segue:

$$\begin{aligned} A_{+-} &= \langle \pi^+ \pi^- | \mathcal{H} | K^0 \rangle, & \bar{A}_{+-} &= \langle \pi^+ \pi^- | \mathcal{H} | \bar{K}^0 \rangle \\ A_{00} &= \langle \pi^0 \pi^0 | \mathcal{H} | K^0 \rangle, & \bar{A}_{00} &= \langle \pi^0 \pi^0 | \mathcal{H} | \bar{K}^0 \rangle \end{aligned}$$

La violazione diretta di CP si ha quando $A_{+-} \neq \bar{A}_{+-}$ ($A_{00} \neq \bar{A}_{00}$), condizione che permette il decadimento a violazione di CP $K_2^0 \rightarrow 2\pi$. Per analizzare questi decadimenti in maggiore dettaglio è conveniente introdurre la decomposizione in ampiezze di isospin. Indicando con S_{strong} la matrice S delle interazioni forti (invariante sotto trasformazioni di isospin), è possibile definire la fase di *rescattering* di uno stato finale con isospin I come:

$${}_{out}\langle 2\pi, I | S_{strong} | 2\pi, I \rangle = e^{i2\delta_I}$$

Con questa definizione, le ampiezze di transizione $K^0 \rightarrow 2\pi$ possono essere scritte nella forma:

$${}_{out}\langle 2\pi, I | \mathcal{H}_{|\Delta S|=1} | K^0 \rangle = A_I e^{i\delta_I}$$

dove A_I è l'ampiezza dovuta alle interazioni deboli.

Assumendo l'invarianza CPT e l'unitarietà della matrice S , si ottiene poi per l'ampiezza di decadimento del \bar{K}^0 :

$${}_{out}\langle 2\pi, I | \mathcal{H}_{|\Delta S|=1} | \bar{K}^0 \rangle = A_I^* e^{i\delta_I}$$

dove gli stati di isospin permessi in onda S sono $I = 0$ e $I = 2$; usando i coefficienti di Clebsh-Gordan appropriati si ottiene:

$$\begin{aligned} A_{+-} &= \sqrt{\frac{2}{3}} A_0 e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_2 e^{i\delta_2}, & \bar{A}_{+-} &= \sqrt{\frac{2}{3}} A_0^* e^{i\delta_0} + \sqrt{\frac{1}{3}} A_2^* e^{i\delta_2} \\ A_{00} &= \sqrt{\frac{1}{3}} A_0 e^{i\delta_0} - \sqrt{\frac{2}{3}} A_2 e^{i\delta_2}, & \bar{A}_{00} &= \sqrt{\frac{1}{3}} A_0^* e^{i\delta_0} - \sqrt{\frac{2}{3}} A_2^* e^{i\delta_2} \end{aligned} \quad (1.2.4)$$

Se CP commuta con \mathcal{H}_{weak} si deve quindi avere, a meno di una fase globale, che $A(\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi) = A(K^0 \rightarrow 2\pi)$, e la condizione di invarianza di CP per le due ampiezze A_I è data da:

$$\arg\left(\frac{A_2}{A_0}\right) = 0$$

La condizione necessaria per osservare la violazione diretta di CP nel processo $(K^0, \bar{K}^0) \rightarrow f$ è perciò la presenza di almeno due ampiezze con due fasi deboli diverse. In questo caso, le ampiezze di K^0 e \bar{K}^0 sono diverse e il decadimento $K_2^0 \rightarrow 2\pi$ è permesso.

1.2 : La violazione di CP nel sistema dei K neutri

Dal punto di vista sperimentale è conveniente introdurre i rapporti tra le ampiezze di decadimento di K_S^0 e K_L^0 in pioni neutri e carichi:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle} = \frac{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle + 1/\sqrt{2} \langle \pi\pi, I=2 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle + 1/\sqrt{2} \langle \pi\pi, I=2 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle} \quad (1.2.5)$$

$$\eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle} = \frac{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle - \sqrt{2} \langle \pi\pi, I=2 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle - \sqrt{2} \langle \pi\pi, I=2 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle}$$

dove è stata usata la decomposizione in ampiezze di isospin in 1.2.4.

È usuale normalizzare tutte le ampiezze rispetto al decadimento $K_S^0 \rightarrow |2\pi\rangle_{I=0}$, che è favorito dalla conservazione di CP e dalla regola di selezione $|\Delta I| = \frac{1}{2}$; definiamo quindi i parametri ε , ε_2 , ω come:

$$\varepsilon = \frac{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle}, \quad \varepsilon_2 = \frac{\langle \pi\pi, I=2 | \mathcal{H} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle}, \quad \omega = \frac{\langle \pi\pi, I=2 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle}{\langle \pi\pi, I=0 | \mathcal{H} | K_S^0 \rangle}.$$

I rapporti sperimentali η in 1.2.5 espressi in termini di questi parametri sono:

$$\eta_{+-} = \frac{\varepsilon + \varepsilon_2/\sqrt{2}}{1 + \omega/\sqrt{2}}$$

$$\eta_{00} = \frac{\varepsilon - \sqrt{2}\varepsilon_2}{1 - \sqrt{2}\omega}$$

mentre l'espressione per il parametro ε è data da:

$$\varepsilon = \frac{\bar{\varepsilon} + i \Im m A_0 / \Re e A_0}{1 + i \bar{\varepsilon} \Im m A_0 / \Re e A_0} \simeq \bar{\varepsilon} + i \frac{\Im m A_0}{\Re e A_0} \quad (1.2.6)$$

dove abbiamo trascurato il prodotto tra $\Im m A_0 / \Re e A_0$ e $\bar{\varepsilon}$ al denominatore, che rappresenta una correzione al secondo ordine.

Dall'equazione 1.2.6 si ricava che nel decadimento $K_L^0 \rightarrow |2\pi\rangle_{I=0}$ il parametro di violazione di CP non è $\bar{\varepsilon}$, ovvero la violazione non è prodotta esclusivamente dal mescolamento, come nei decadimenti semileptonici. In questo caso ε è la somma di un termine di mescolamento e di un'altra componente, che entra direttamente nelle ampiezze di decadimento in due pioni.

Passando alle ampiezze $K_S^0, K_L^0 \rightarrow |2\pi\rangle_{I=2}$ si ottiene poi:

$$\varepsilon_2 = e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{i \Im m A_2 / \Re e A_0 + \bar{\varepsilon} \Re e A_2 / \Re e A_0}{1 + i \bar{\varepsilon} \Im m A_0 / \Re e A_0} \simeq i e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\Im m A_2}{\Re e A_0} \quad (1.2.7)$$

$$\omega = e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\Re e A_2 / \Re e A_0 + i \bar{\varepsilon} \Im m A_2 / \Re e A_0}{1 + i \bar{\varepsilon} \Im m A_0 / \Re e A_0} \simeq e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \frac{\Re e A_2}{\Re e A_0} \quad (1.2.8)$$

dove abbiamo trascurato il prodotto $\bar{\varepsilon} \cdot (A_2/A_0)$, essendo $A_2/A_0 \sim 1/\sqrt{600}$ (in accordo con la regola di selezione $\Delta I = \frac{1}{2}$).

Usando le equazioni 1.2.6, 1.2.7 e 1.2.8 otteniamo l'espressione finale per i parametri η :

$$\begin{aligned}\eta_{+-} &\simeq \varepsilon + \varepsilon' \\ \eta_{00} &\simeq \varepsilon - 2\varepsilon'\end{aligned}\quad (1.2.9)$$

dove il parametro di violazione diretta di CP ε' è definito come:

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \left[\frac{\Im m A_2}{\Re e A_2} - \frac{\Im m A_0}{\Re e A_0} \right] \frac{\Re e A_2}{\Re e A_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varepsilon_2 - \omega \bar{\varepsilon}). \quad (1.2.10)$$

La violazione di CP si manifesta quindi come una piccola differenza tra η_{+-} and η_{00} ; sperimentalmente risulta [16]:

$$\begin{aligned}|\eta_{+-}| &= (2.285 \pm 0.019) \cdot 10^{-3}; & \phi_{+-} &= (43.5 \pm 0.6)^\circ \\ |\eta_{00}| &= (2.275 \pm 0.019) \cdot 10^{-3}; & \phi_{00} &= (43.4 \pm 1.0)^\circ\end{aligned}$$

In caso vi sia realmente violazione diretta di CP , questa deve essere quindi solo una piccola correzione all'effetto del mescolamento: ε' è infatti soppresso di un fattore $\Re e A_2 / \Re e A_0 \simeq 1/22$ (regola $\Delta I = 1/2$), e può essere ulteriormente soppresso dalla cancellazione tra le fasi deboli di A_0 e A_2 . La fase di ε' , definita come $\phi_{\varepsilon'} = \pi/2 + \delta_2 - \delta_0$, è sperimentalmente nota dalla diffusione di π su nucleone, ed è pari a $(48 \pm 4)^\circ$. La piccola differenza tra ϕ_ε e $\phi_{\varepsilon'}$ fa sì che il rapporto ε'/ε sia una quantità essenzialmente reale.

1.2.3 Il doppio rapporto

La quantità sperimentale più sensibile alla violazione di CP nel sistema dei K neutri è il “doppio rapporto”:

$$\mathcal{R} = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \cdot \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = 1 - 6 \Re e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}.$$

I risultati sperimentali sul doppio rapporto provengono da esperimenti a bersaglio fisso effettuati al CERN e a Fermilab. Sino agli inizi del 1999 le due misure più precise di \mathcal{R} , entrambe del 1993, erano le misure degli esperimenti NA31 e E731. L'esperimento NA31, effettuato al CERN, ha ottenuto:

$$\Re e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (23 \pm 6.5) \times 10^{-4} \quad \text{NA31 [18]}$$

NA31 alternava la presa dati con fasci di K_S^0 e K_L^0 , inserendo un bersaglio e producendo i K_S^0 per rigenerazione del K_L^0 , e disponeva di un apparato sperimentale in grado di acquisire simultaneamente i decadimenti dei K in carichi e in neutri. L'esperimento E731, a Fermilab, ha fornito invece un risultato compatibile con zero:

$$\Re e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (7.4 \pm 5.9) \times 10^{-4} \quad \text{E731 [19]}$$

E731 aveva due fasci paralleli di K , uno di K_L^0 , e il secondo di K_S^0 ottenuto per rigenerazione su di un bersaglio fisso. Al contrario di NA31 però i decadimenti in neutri ed in carichi dei kaoni erano acquisiti in *run* diversi.

1.3 : La violazione di CP nel modello standard

La nuova generazione di esperimenti è stata disegnata per raggiungere una precisione sulla misura del doppio rapporto di qualche unità $\times 10^{-4}$, per poter risolvere definitivamente la questione. I due esperimenti a bersaglio fisso, NA48 al CERN e KTeV a Fermilab, sono le naturali continuazioni di NA31 ed E731.

La tecnica sperimentale adottata da KTeV è la stessa di E731. Vengono usati due fasci di K_L^0 prodotti dallo stesso bersaglio per consentire la presa dati simultanea dei decadimenti di K_S^0 e K_L^0 . Ciò consente di essere meno sensibili, nel doppio rapporto, alle variazioni temporali delle caratteristiche del fascio e delle prestazioni del rivelatore.

All'inizio del '99 la collaborazione KTeV ha pubblicato un risultato basato sui dati raccolti nel periodo '96-'97 a Fermilab; i dati analizzati corrispondono al 23% dell'intera statistica raccolta dall'esperimento:

$$\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (28.0 \pm 3.0(stat) \pm 2.8(syst)) \times 10^{-4} \quad \text{KTeV [20]}$$

La caratteristica più rilevante di NA48, rispetto a NA31, è che vengono acquisiti contemporaneamente i decadimenti di K_L^0 e K_S^0 . Il fascio di K_S^0 è prodotto deflettendo una porzione dei protoni del fascio primario, e facendoli incidere su di un bersaglio di rigenerazione posto in prossimità del rivelatore. Gli eventi K_S^0 vengono distinti dagli eventi K_L^0 osservando la posizione del vertice di decadimento nel caso degli eventi carichi, ed impiegando la coincidenza del segnale proveniente da una serie di scintillatori posti sulla linea di fascio dei protoni nel caso neutro.

Il risultato presentato da NA48 nella prima metà del 2000, e basato solo su una frazione del totale dei dati acquisiti, è stato:

$$\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (14.0 \pm 4.3(stat)) \times 10^{-4} \quad \text{NA48 [21]}$$

La media pesata dei diversi risultati è:

$$\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (21.2 \pm 4.6) \times 10^{-4}$$

e stabilisce definitivamente l'esistenza della violazione diretta di CP .

L'esperimento KLOE, descritto in dettaglio in questo lavoro di tesi, è stato progettato con lo scopo di misurare la violazione di CP con tecniche completamente diverse rispetto a quelle adottate negli esperimenti a bersaglio fisso. KLOE opera ad un collisore e^+e^- , DAΦNE, e sfrutta campioni di K_L^0 e K_S^0 prodotti simultaneamente dal decadimento del mesone ϕ : anche l'impiego del metodo del doppio rapporto in questo caso comporta dei problemi sperimentali e delle sistematiche completamente diversi rispetto a quelli dei precedenti esperimenti.

1.3 La violazione di CP nel modello standard

La lagrangiana del Modello Standard [22] descrive le interazioni deboli tra i quark e i bosoni W^\pm attraverso il termine:

$$\mathcal{L}_{quark-W} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j W^\mu + c.c.$$

dove $u_i = (u, c, t)$ sono i quark di tipo *up* con carica $2/3e$ e $d_j = (d, s, b)$ sono i quark di tipo *down* con carica $-1/3e$, g è la costante di accoppiamento debole, collegata alla G_F di Fermi dalla relazione $G_F/\sqrt{2} = g^2/8m_W^2$. V indica invece la matrice unitaria di Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, che introduce il mescolamento tra i diversi sapori, non essendo gli autostati dell'interazione forte autostati anche dell'interazione debole. Con 3 famiglie di quark la matrice CKM dipende da 3 angoli di rotazione e da una fase, che se non nulla implica la violazione di CP . La parametrizzazione di Wolfenstein [23], che approssima la matrice all'ordine λ^3 ($\lambda \simeq \sin \theta_c$) è:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 - i\eta A^2 \lambda^4 & A\lambda^2(1 + i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

I valori sperimentali per i parametri di Wolfenstein sono [16]:

$$\lambda = 0.2196 \pm 0.0023, \quad A = 0.819 \pm 0.035, \quad \sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.36 \pm 0.09.$$

Un valore di η diverso da zero permette ampiezze di decadimento complesse e quindi violazione di CP . Sul piano tecnico non è facile predire dai principi primi il valore di ε' , nel quadro del Modello Standard: in generale è aspettato un valore $\varepsilon'/\varepsilon \leq 10^{-3}$, ma i calcoli teorici ammettono una grande incertezza, dovuta per lo più alla difficoltà di determinare correttamente gli elementi di matrice legati alla struttura adronica delle particelle in gioco. Il parametro di violazione diretta ε può essere scritto come:

$$\varepsilon = e^{i\phi_\varepsilon} \frac{\Im m(M_{12})}{\sqrt{2}\Delta m} \simeq \frac{\Im m(M_{12})}{\Re e(M_{12})}$$

e può essere quindi valutato direttamente dal rapporto tra parte reale ed immaginaria delle ampiezze $|\Delta S| = 2$, dette "diagrammi a scatola" (fig. 1.1). Si ottiene:

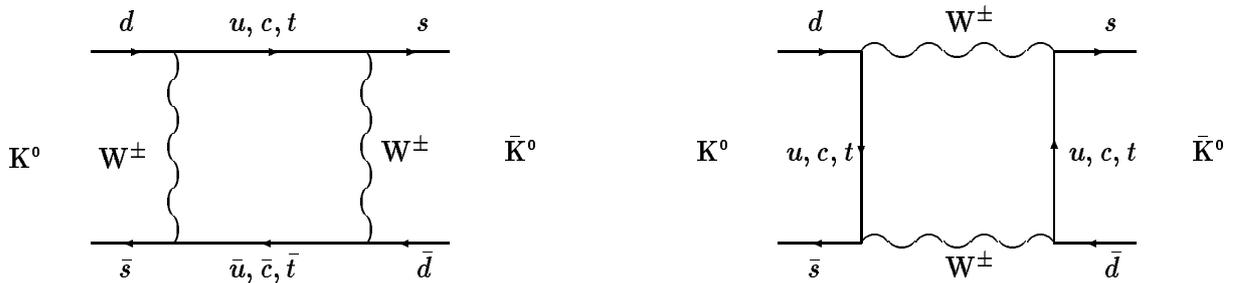


Figura 1.1: Diagrammi a scatola per il processo $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ con $|\Delta S| = 2$.

$$\Im m(M_{12}) = \Im m(V_{ts}V_{td}^*V_{cd}V_{cs}^*) \simeq A^2\lambda^6$$

$$\Re e(M_{12}) = (V_{cd}V_{cs})^2 \simeq \lambda^2$$

1.3 : La violazione di CP nel modello standard

da cui si ricava che il modulo di ε è proporzionale a $A^2\lambda^4 \simeq 10^{-3}$, in accordo con i risultati sperimentali. Il ridotto valore di ε dipende da diversi fattori:

1. l'ampiezza $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ è del 2° ordine in G_F ;
2. nell'ampiezza compare l'angolo di Cabibbo alla 4^a potenza, in virtù dell'accoppiamento tra i quark leggeri d, s e quelli pesanti c, t .
3. l'ampiezza è ulteriormente soppressa per il meccanismo GIM [9], che introduce delle cancellazioni in presenza di *loop* di quark con piccola differenza di massa.

Il calcolo di ε' è invece molto più complesso. Ci sono tre ampiezze $\Delta S = 1$ che contribuiscono ai decadimenti $K \rightarrow \pi\pi$ (fig. 1.2). Per i diagrammi “spettatori” e “di scambio” il fattore dominante nell'accoppiamento tra i quark è:

$$A(s \rightarrow u\bar{u}d) \propto V_{us}V_{ud}^* \simeq \lambda$$

La violazione di CP deriva però dai diagrammi “a pinguino” (fig. 1.2), in cui compaiono delle ampiezze complesse:

$$\begin{aligned} A(s \rightarrow c\bar{c}d) &\propto V_{cs}V_{cd}^* \simeq -\lambda + i\eta A^2\lambda^5 \\ A(s \rightarrow t\bar{t}d) &\propto V_{ts}V_{td}^* \simeq -A^2\lambda^5(1 - \rho + i\eta) \end{aligned}$$

Per avere un valore non nullo di ε' le ampiezze complesse devono comparire sia nei diagrammi con $\Delta I = 1/2$ che con $\Delta I = 3/2$ (eq.1.2.10). I diagrammi a pinguino elettrodeboli (γ, Z) contribuiscono ad entrambi questi termini mentre il pinguino gluonico dà luogo solo ad ampiezze $\Delta I = 1/2$. Sfortunatamente nel calcolo degli elementi di matrice c'è una cancellazione tra i pinguini deboli e quelli gluonici, per valori della massa del quark $t \sim 200$ GeV, valore vicino a quello misurato da CDF e D0 [16], $M_{top} = 174 \pm 5$ GeV.

La principale sorgente di incertezza è data dalla valutazione degli elementi di matrice adronici degli operatori che compaiono nel calcolo. Per determinarli sono stati seguiti diversi approcci, ad opera di diversi gruppi teorici:

1. il gruppo di Monaco [25] determina gli elementi di matrice attraverso un *fit* globale delle misure sperimentali di diversi processi fisici. Questo metodo fornisce due stime diverse a seconda dello schema di rinormalizzazione impiegato:

$$\begin{aligned} \Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} &= (5.2_{-2.7}^{+4.6}) \times 10^{-4} \\ &= (7.7_{-3.5}^{+6}) \times 10^{-4}; \end{aligned}$$

2. il gruppo di Roma calcola direttamente i parametri attraverso delle simulazioni su reticolo, ed ottiene [26]:

$$\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (4.6 \pm 3) \times 10^{-4};$$

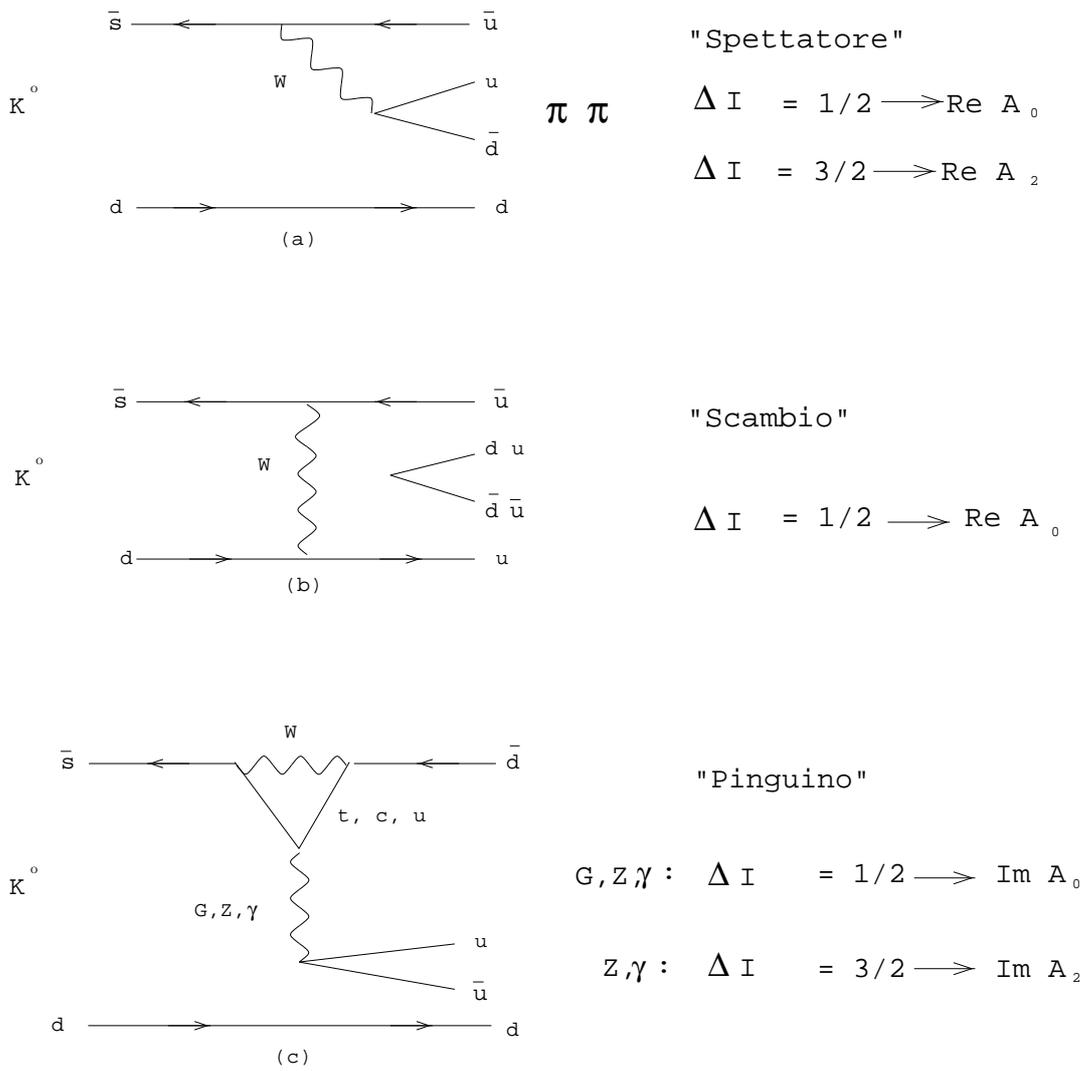


Figura 1.2: Diagrammi che descrivono i processi $K^0 \rightarrow \pi\pi$ con $|\Delta S| = 1$.

1.3 : La violazione di CP nel modello standard

3. infine il gruppo di Trieste impiega un metodo basato sul “*Chiral Quark Model*” [27], e prevede il valore più grande per ε'/ε :

$$\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = (17_{-10}^{+14}) \times 10^{-4}.$$

In figura 1.3 è mostrato un confronto tra le predizioni teoriche e le misure di ε'/ε . La media mondiale:

$$(19.2 \pm 2.5) \times 10^{-4}$$

è solo in parziale accordo con le previsioni, ma a causa del valore delle incertezze teoriche non è possibile concludere che vi siano indizi di nuova fisica. È invece evidente che le diverse misure non sono perfettamente compatibili tra loro.

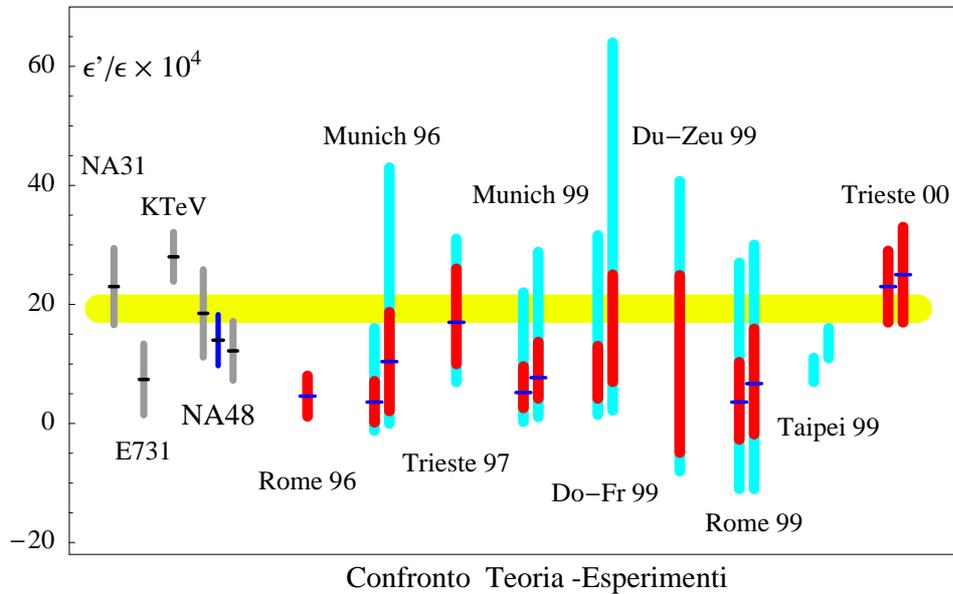


Figura 1.3: Confronto tra le predizioni del Modello Standard e i risultati sperimentali di ε'/ε . La zona evidenziata indica l'intervallo corrispondente alla media delle misure riportate.

In questo quadro la misura di KLOE, caratterizzata da problemi ben diversi da quelli che caratterizzano le misure a bersaglio fisso, potrebbe essere di grande aiuto per fare luce sulla questione della violazione di CP nel sistema dei K neutri.

KLOE ha acquisito sinora una statistica esigua, insufficiente per la misura di ε'/ε , ma che ha permesso di affrontare lo studio di alcune delle sistematiche che entrano nel doppio rapporto ad un collisore e^+e^- . Il seguito di questo lavoro di tesi è dedicato a questo studio, eseguito su di un campione di $\sim 10^6$ coppie $K_S^0 K_L^0$.

1.4 Rilevanza della misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$

I dati raccolti durante i *run* del periodo 1999-2000 consentono a KLOE di studiare in dettaglio solo le sistematiche connesse alla misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$, corrispondente alla prima parte del doppio rapporto: in quest'ottica la principale motivazione per lo studio del rapporto dei BR del K_S^0 è di preparare il terreno per la misura di $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$.

D'altronde, come illustrato nei prossimi paragrafi, esiste un concreto interesse teorico per questa misura ed in generale per la determinazione dei *rate* di decadimento $K \rightarrow \pi\pi$.

1.4.1 Fenomenologia dei decadimenti $K \rightarrow \pi\pi$

Per comprendere la necessità di nuove misure di BR dei decadimenti $K \rightarrow 2\pi$ è utile riscriverne le ampiezze in termini di ampiezze di isospin:

$$\begin{cases} A_{+-} &= A_0 e^{i\delta_0} + \frac{1}{\sqrt{2}} A_2 e^{i\delta_2} \\ A_{00} &= A_0 e^{i\delta_0} - \sqrt{2} A_2 e^{i\delta_2} \\ A_{+0} &= \frac{3}{2} A_2 e^{i\delta_2} \end{cases} \quad (1.4.1)$$

dove rispetto alle relazioni in 1.2.4 abbiamo aggiunto l'ampiezza di decadimento $A_{+0} = A(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-)$. La conoscenza dei BR sperimentali consente, in linea di principio, di estrarre da 1.4.1 le singole ampiezze di isospin. Se si trascura a questo livello l'effetto della violazione di CP si ottiene [28]:

$$\begin{aligned} A_0 &= (5.458 \pm 0.012) \times 10^{-7} M_{K^0} \\ A_2 &= (0.2454 \pm 0.0010) \times 10^{-7} M_{K^0} \\ \delta_0 - \delta_2 &= (56.7 \pm 3.8)^\circ \end{aligned} \quad (1.4.2)$$

Una analisi attenta di questi risultati fenomenologici rivela delle inconsistenze con diverse analisi teoriche. Il problema si manifesta chiaramente nel confronto tra il valore:

$$\delta_0 - \delta_2 = (56.7 \pm 3.8)^\circ$$

ottenuto dai dati sui decadimenti dei K , e le informazioni che provengono da altri settori della fenomenologia delle basse energie. In particolare il valore ricavato sperimentalmente è [29]:

$$\delta_0 - \delta_2 = (45.2 \pm 1.3_{-1.6}^{+4.5})^\circ$$

mentre la predizione della χ PT è [30]:

$$\delta_0 - \delta_2 = (45 \pm 6)^\circ$$

Sebbene queste due determinazioni siano in ottimo accordo, esse mostrano una discrepanza notevole con 1.4.2: per giustificare questo effetto è importante sottolineare che la decomposizione 1.4.1

1.4 : Rilevanza della misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$

è valida solo nel limite di simmetria di isospin esatta, laddove effetti di rottura di isospin giocano un ruolo importante nella fenomenologia dei decadimenti $K \rightarrow \pi\pi$.

In generale la rottura di isospin (IB) in questi processi è dovuta sia alle interazioni elettromagnetiche (EM) [31], sia a quelle forti [32] [33], e quindi alla differenza di massa tra quark *up* e *down*. L'effetto globale è un mescolamento parziale delle ampiezze con $I = 0, 2$, che può generare forti correzioni ad A_2 ($\propto A_0 \cdot \alpha/\pi$). Inoltre, come evidenziato in [34], la rottura di isospin produce una componente $\Delta I = 5/2$ nell'interazione, che entra in maniera diversa nelle ampiezze A_2 di K^0 e K^+ (A_2^+). Si può scrivere infatti:

$$\begin{aligned} A_0 &= A_{1/2} \\ A_2 &= A_{3/2} + A_{5/2} \\ A_2^+ &= A_{3/2} - \frac{2}{3}A_{5/2} \end{aligned} \quad (1.4.3)$$

Ci si aspetta comunque che la correzione $\Delta I = 5/2$ sia dominata dalla rottura di isospin nell'interazione EM.

1.4.2 Le ampiezze $K \rightarrow \pi\pi$ in presenza di elettromagnetismo

L'effetto delle interazioni EM sulle ampiezze $K \rightarrow \pi\pi$ può essere così riassunto:

- come in ogni processo che coinvolge particelle cariche negli stati iniziali e/o finali, compaiono delle divergenze infrarosse (IR) connesse all'emissione di fotoni di bassa energia. L'effetto non dipende strettamente dai dettagli del processo di decadimento, e produce un effetto sensibile più sullo spazio delle fasi dei prodotti di decadimento, che sulle ampiezze;
- vi sono poi degli effetti che dipendono dai dettagli del meccanismo che produce il decadimento. Questi agiscono direttamente sulle ampiezze di isospin, e nel nostro caso possono produrre sensibili correzioni ad A_2 , oltre a contribuire ad $A_{5/2}$;
- infine l'elettromagnetismo altera le interazioni di stato finale, favorendo il mescolamento degli stati finali a 2π con $I = 0, 2$.

L'interazione EM rompe la simmetria di isospin originaria, sulla quale si basa la parametrizzazione usuale delle ampiezze $K \rightarrow \pi\pi$. Per tenerne conto la corretta decomposizione delle ampiezze è:

$$\begin{cases} \tilde{A}_{+-} &= (A_0 + \delta A_0)e^{i(\delta_0 + \gamma_0)} + \frac{1}{\sqrt{2}}(A_2 + \delta A_2)e^{i(\delta_2 + \gamma_2)} \\ \tilde{A}_{00} &= (A_0 + \delta A_0)e^{i(\delta_0 + \gamma_0)} - \sqrt{2}(A_2 + \delta A_2)e^{i(\delta_2 + \gamma_2)} \\ \tilde{A}_{+0} &= \frac{3}{2}(A_2 + \delta A_2^+)e^{i(\delta_2 + \gamma_2^+)} \end{cases} \quad (1.4.4)$$

dove \tilde{A}_I sono le ampiezze in presenza di IB, e $\delta A_I, \gamma_I$ rappresentano le correzioni alle ampiezze e alle fasi in gioco. Alla luce di ciò i valori trovati in 1.4.2 per A_0, A_2 e $\delta_0 - \delta_2$ non corrispondono ad una trattazione corretta del fenomeno. Diversi sforzi sono stati compiuti per calcolare non solo le correzioni elettromagnetiche δA^{EM} [35], ma anche quelle prodotte dal meccanismo forte di IB, δA^{strong} [33]: ciò permetterebbe di risalire dalle ampiezze osservate \tilde{A}_I , ad A_0 e A_2 .

1.4.3 L'estrazione delle ampiezze di isospin dai dati

Si pone però il problema che la misura di $\Gamma(K \rightarrow \pi\pi)$ in presenza di correzioni radiative prodotte dall'interazione EM è definita da:

$$\Gamma_n(\omega) = \frac{\Phi_n}{2\sqrt{s_n}} |\tilde{A}_n|^2 G(\omega) \quad (1.4.5)$$

dove $n = \{+, 0, -\}$, e ω rappresenta un limite superiore all'energia del γ radiato, che dipende sia dal rivelatore che dal modo in cui i fotoni di bassa energia vengono trattati nell'analisi. L'effetto del taglio sui γ infrarossi è descritto dal fattore $G(\omega)$: $G(\omega)$ si ottiene integrando sullo spazio delle fasi del fotone per il processo $K \rightarrow \pi\pi(\gamma)$ e deve essere calcolato applicando i medesimi criteri di selezioni adottati nella misura dei BR .

Per i risultati sperimentali attualmente disponibili su $BR(K_S^0 \rightarrow \pi\pi)$, tutti precedenti il '77, non è possibile risalire agli effettivi tagli applicati sul fotone: di qui la difficoltà sul piano fenomenologico di estrarre le ampiezze $A_{0,2}$ nel quadro di una trattazione che tenga in debito conto gli effetti di IB.

Per fare fronte a questo ostacolo una possibilità è tentare di estrarre le ampiezze dai BR impiegando una espressione semplificata per $G(\omega)$, e variando ω in un intervallo di energie ragionevole (1 ÷ 20 MeV). Si ottiene [28]:

$$\begin{aligned} A_0 &= (5.450 \pm 0.035) \times 10^{-7} M_{K^0} \\ A_2 &= (0.255 \pm 0.010) \times 10^{-7} M_{K^0} \\ \chi_0 - \chi_2 &= (56 \pm 8)^\circ \end{aligned} \quad (1.4.6)$$

dove si è scritto $\chi_I \equiv \delta_I + \gamma_I$.

Il procedimento adottato determina delle grandi incertezze sui parametri e limita la possibilità di confronto tra i valori ottenuti e la teoria. Particolarmente rilevante sarebbe in quest'ottica una nuova determinazione di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$, ricavata con particolare attenzione al processo inclusivo $K_S^0 \rightarrow \pi\pi(\gamma)$, in modo da rendere meno critico il calcolo di $G(\omega)$.

Capitolo 2

L'esperimento KLOE a DAΦNE

Una ϕ -factory offre numerose opportunità sperimentali [36], tra cui:

- studio della violazione di CP nei decadimenti dei K neutri (sia nei decadimenti non leptonic che semileptonici e radiativi), attraverso la misura di asimmetrie integrate nel tempo, o con tecniche interferometriche;
- studio della violazione di CPT nei decadimenti semileptonici, con misure di asimmetrie o con tecniche di interferenza;
- spettroscopia adronica di bassa energia
- misura di vari parametri della χ^{Pt} .

La misura di precisione del parametro di violazione diretta di CP ε'/ε resta però l'obiettivo principale dell'esperimento KLOE.

2.1 La violazione di CP ad una ϕ -factory

Ad una ϕ -factory i K vengono originati dal decadimento del mesone ϕ , prodotto in collisioni e^+e^- all'energia di ~ 1020 MeV nel centro di massa. La ϕ è un mesone vettoriale, con parità e coniugazione di carica negative:

$$I^G(J^{PC}) = 0^-(1^{--})$$

che decade prevalentemente in coppie di K (tab. 2.1); la sezione d'urto osservabile al picco della risonanza è pari a $\simeq 3.2 \mu\text{b}$, che corrispondono a circa $4 \mu\text{b}$ in assenza di correzioni radiative [37].

Nel processo

$$e^+e^- \rightarrow \phi \rightarrow K\bar{K}$$

i kaoni vengono prodotti in direzioni opposte e con impulso uguale, a meno del piccolo angolo di incrocio, della dispersione in energia dei fasci e delle correzioni radiative. Lo stato di momento

| Canale | BR |
|-------------------|--------------------|
| K^+K^- | $48.1 \pm 0.8 \%$ |
| $K_S^0K_L^0$ | $34.4 \pm 0.7 \%$ |
| $\rho\pi^0$ | $12.9 \pm 0.7 \%$ |
| $\pi^+\pi^-\pi^0$ | $2.4 \pm 0.9 \%$ |
| $\eta\gamma$ | $1.28 \pm 0.06 \%$ |

| Canale | BR |
|---------------|---------------------------------|
| $\pi^0\gamma$ | $(1.31 \pm 0.13) \cdot 10^{-3}$ |
| e^+e^- | $(3.09 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$ |
| $\mu^+\mu^-$ | $(2.48 \pm 0.34) \cdot 10^{-4}$ |
| ηe^+e^- | $(1.3 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$ |

Tabella 2.1: Branching ratio dei principali decadimenti della ϕ [16].

angolare è $J=L=1$, per cui lo stato iniziale al tempo $t=0$ si scrive come:

$$\begin{aligned}
 |i\rangle &= \frac{|K^0, \vec{p}\rangle|\bar{K}^0, -\vec{p}\rangle - |\bar{K}^0, \vec{p}\rangle|K^0, -\vec{p}\rangle}{\sqrt{2}} \\
 &= \frac{1 + |\varepsilon|^2}{1 - \varepsilon^2} \frac{|K_L^0, \vec{p}\rangle|K_S^0, -\vec{p}\rangle - |K_S^0, \vec{p}\rangle|K_L^0, -\vec{p}\rangle}{\sqrt{2}} \simeq \frac{|K_L^0, \vec{p}\rangle|K_S^0, -\vec{p}\rangle - |K_S^0, \vec{p}\rangle|K_L^0, -\vec{p}\rangle}{\sqrt{2}}
 \end{aligned} \tag{2.1.1}$$

dove \vec{p} è l'impulso dei K nel loro centro di massa, e nell'ultima eguaglianza si sono trascurati termini di ordine $\mathcal{O}(\varepsilon^2)$ nella normalizzazione. L'ampiezza di decadimento nello stato finale f_1 al tempo t_1 con impulso \vec{p} e f_2 al tempo t_2 con impulso $-\vec{p}$ è in generale:

$$\begin{aligned}
 \langle f_1, \vec{p}; f_2, -\vec{p} | i \rangle &= \langle f_1, \vec{p} | K_L^0, \vec{p} \rangle \langle f_2, -\vec{p} | K_S^0, -\vec{p} \rangle e^{-i(m_L t_1 + m_S t_2) - \frac{1}{2}(\Gamma_L t_1 + \Gamma_S t_2)} \\
 &\quad - \langle f_1, \vec{p} | K_S^0, \vec{p} \rangle \langle f_2, -\vec{p} | K_L^0, -\vec{p} \rangle e^{-i(m_L t_2 + m_S t_1) - \frac{1}{2}(\Gamma_L t_2 + \Gamma_S t_1)}.
 \end{aligned} \tag{2.1.2}$$

Definendo i rapporti delle ampiezze per i processi $K_{S,L}^0 \rightarrow f_{1,2}$ come:

$$\eta_i = |\eta_i| e^{i\phi_i} \equiv \frac{\langle f_i | K_L^0 \rangle}{\langle f_i | K_S^0 \rangle}, \quad i = 1, 2.$$

otteniamo quindi:

$$\begin{aligned}
 |\langle f_1, \vec{p}; f_2, -\vec{p} | i \rangle|^2 &= \frac{|\langle f_1 | K_S^0 \rangle \langle f_2 | K_S^0 \rangle|^2}{2} \cdot [|\eta_1|^2 e^{-(\Gamma_L t_1 + \Gamma_S t_2)} + |\eta_2|^2 e^{-(\Gamma_S t_1 + \Gamma_L t_2)} \\
 &\quad - 2|\eta_1||\eta_2| e^{-\Gamma(t_1 + t_2)} \cos(\Delta m \Delta t - \Delta\phi)]
 \end{aligned} \tag{2.1.3}$$

dove Δm è la differenza di massa tra K_L^0 e K_S^0 e si è definito $\Delta t \equiv t_1 - t_2$, $\Delta\phi \equiv \phi_1 - \phi_2$.

Lo studio dell'intensità congiunta di decadimento delle coppie di kaoni permette quindi di osservare fenomeni di interferenza quantistica, e di ricavare gran parte dei parametri che descrivono il sistema $K^0-\bar{K}^0$, a seconda della scelta fatta per gli stati finali $f_{1,2}$:

1. con $f_1 = f_2$ si misurano Γ_S, Γ_L e Δm , in quanto tutte le fasi in 2.1.3 si cancellano;
2. con $f_1 = \pi^+\ell^-\nu$ e $f_2 = \pi^-\ell^+\nu$ si può misurare il parametro di violazione di CPT , δ [10];

2.1 : La violazione di CP ad una ϕ -factory

3. con $f_1 = \pi^+\pi^-$ and $f_2 = \pi^0\pi^0$ si è in grado di misurare non solo $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, per grandi valori della differenza dei tempi, ma anche $\Im(\varepsilon'/\varepsilon)$, per $|\Delta t| \leq 5\tau_S$ [10].

Si tratta di un approccio completamente nuovo al problema della misura della violazione diretta di CP nei K , caratterizzato da sistematiche molto diverse da quelle che affliggono le misure attraverso quantità integrate nel tempo. La misura interferometrica di ε'/ε a KLOE è comunque un progetto a più lungo termine e nel seguito di questo lavoro di tesi si farà riferimento al solo metodo del “doppio rapporto”, utilizzato fino ad oggi negli esperimenti su macchine adroniche, e che a parità di ϕ acquisite consente di ottenere un errore statistico inferiore rispetto al metodo interferometrico.

Il doppio rapporto sfrutta esclusivamente quantità integrate nel tempo e si scrive come:

$$\mathcal{R} \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \cdot \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \frac{N_L^\pm}{N_S^\pm} \cdot \frac{N_S^0}{N_L^0} \quad (2.1.4)$$

avendo definito $N_{L,S}^0 \equiv N(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ e $N_{L,S}^\pm \equiv N(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$. La deviazione di \mathcal{R} dall'unità fornisce una misura della violazione diretta di CP , infatti nell'approssimazione $|\varepsilon'/\varepsilon| \ll 1$ si può scrivere:

$$\mathcal{R} = \frac{1 + |\varepsilon'/\varepsilon|^2 + 2\Re(\varepsilon'/\varepsilon)}{1 + 4|\varepsilon'/\varepsilon|^2 - 4\Re(\varepsilon'/\varepsilon)} \simeq 1 + 6\Re(\varepsilon'/\varepsilon). \quad (2.1.5)$$

| Canale | BR |
|--------------------------------|-----------------------------------|
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ | $68.61 \pm 0.26 \%$ |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ | $31.39 \pm 0.26 \%$ |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ | $(2.04 \pm 0.04) \cdot 10^{-3}$ |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ | $(0.909 \pm 0.029) \cdot 10^{-3}$ |

Tabella 2.2: Canali di decadimento in due pioni e relativi *branching ratio* di K_L^0 e K_S^0 [16].

L'errore statistico è dominato dall'incertezza sul numero di decadimenti del K_L^0 in due pioni, che sono depressi di un fattore $\sim \varepsilon$ rispetto a quelli del K_S^0 (si veda tab. 2.2). Tenendo poi conto che i decadimenti in due pioni carichi hanno una frequenza circa doppia rispetto a quelli in pioni neutri, si può esprimere l'errore sul doppio rapporto in funzione del solo numero N_L^0 :

$$\frac{\delta\mathcal{R}}{\mathcal{R}} \simeq \sqrt{\left(\frac{\delta N_L^0}{N_L^0}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_L^\pm}{N_L^\pm}\right)^2} \simeq \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{1}{N_L^0}},$$

che si traduce nell'errore statistico su ε'/ε attraverso l'espressione 2.1.5:

$$\sigma(\varepsilon'/\varepsilon)_{\text{stat}} = \frac{1}{6\sqrt{\frac{2}{3}N_L^0}}. \quad (2.1.6)$$

In conclusione per ottenere un'accuratezza statistica di 10^{-4} sulla misura di ϵ'/ϵ occorre acquisire un numero di decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ pari a circa $N_L^0 = 4 \cdot 10^6$, che corrispondono ad una luminosità integrata di 10^4 pb^{-1} [38].

2.2 Il progetto DAΦNE

Per raggiungere le alte luminosità necessarie ad acquisire la statistica necessaria di ϕ in 1–2 anni di presa dati l'acceleratore deve poter operare con un numero elevato di pacchetti per singolo fascio: nel caso di DAΦNE [39] il progetto prevede un numero totale massimo di 120 pacchetti circolanti per fascio. Un valore così elevato del numero di pacchetti ha costretto i progettisti a separare i fasci in due anelli distinti, al fine di minimizzare le perturbazioni dell'orbita dovute alle interazioni parassitiche fascio–fascio. Per tale motivo elettroni e positroni si incrociano nelle 2 regioni di interazione con un angolo (“angolo di *crossing*”) di $\sim 25 \text{ mrad}$, che riduce l'accoppiamento tra le oscillazioni di betatrone e sincrotrone a favore di una maggiore stabilità dei fasci.

Lo schema di DAΦNE è riportato in figura 2.1: gli elettroni e i positroni sono accelerati sino a 510 MeV da un LINAC, e dopo uno stadio intermedio di accumulazione, iniettati nei due anelli principali. Gli assi degli anelli principali sono rispettivamente di 32.5 m e 23.3 m, per una lunghezza complessiva delle orbite di $\sim 170 \text{ m}$. I valori di progetto dei parametri più rilevanti di DAΦNE sono elencati in tabella 2.3

| | |
|------------------------------------|---|
| Energia di singolo fascio | 510 MeV |
| Numero di particelle per pacchetto | 8.9×10^{10} |
| Numero di pacchetti per anello | ≤ 120 |
| Frequenza | $\leq 368.26 \text{ MHz}$ |
| Emittanza orizzontale | 1.0 mm mrad |
| Emittanza verticale | 0.01 mm mrad |
| Funzione β oriz. | 4.5 m |
| Funzione β vertic. | 0.045 m |
| Angolo di incrocio dei fasci | $20 \div 30 \text{ mrad}$ |
| σ_z del pacchetto | 30 mm |
| σ_y del pacchetto | 2.0 mm |
| σ_x del pacchetto | 0.02 mm |
| Corrente massima per anello | 5.2 A |
| Luminosità di picco | $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |

Tabella 2.3: DAΦNE: Parametri di progetto.

2.2 : Il progetto DAΦNE

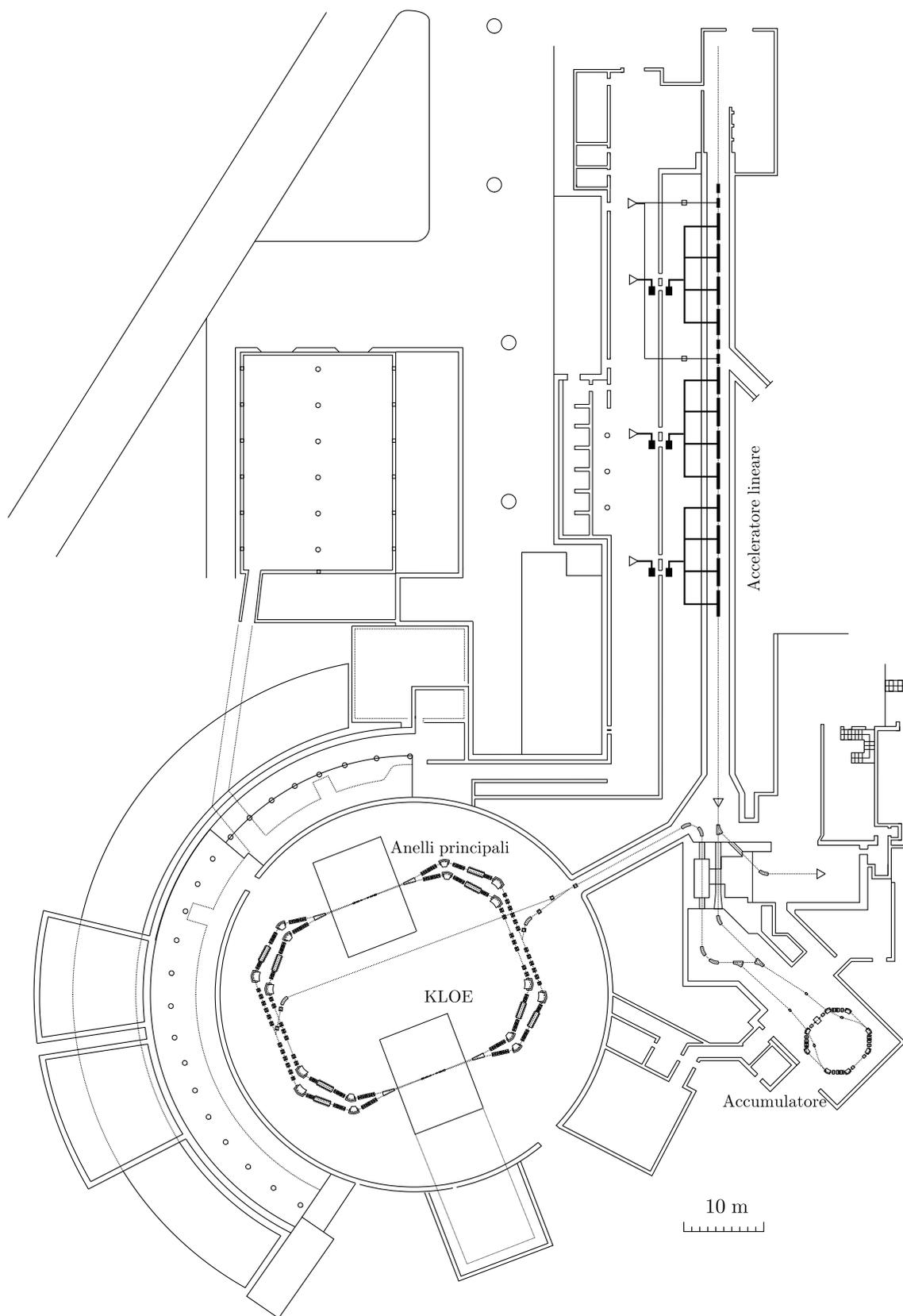


Figura 2.1: Pianta di DAΦNE.

La costruzione di DAΦNE è stata ultimata a fine '97, e le prime collisioni hanno avuto luogo nel marzo '98. In tabella 2.4 sono riportate le prestazioni di DAΦNE. Sebbene DAΦNE abbia mostrato delle prestazioni non troppo lontane da quelle di progetto prima dell'inserimento di KLOE, la situazione è radicalmente cambiata nel '99 quando, installato il rivelatore, KLOE ha raccolto i primi dati. Durante la presa dati stabile di novembre–dicembre '99, si è raggiunta una luminosità di picco $\sim 3.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Nel febbraio 2000 è stato sostituito il sistema di iniezione, che limitava la massima corrente accumulabile negli anelli, e nel marzo 2000 sono stati eseguiti alcuni interventi per riallineare i magneti focheggianti in prossimità della regione di interazione.

Nell'agosto 2000 KLOE ha ripreso ad acquisire dati, e DAΦNE ha raggiunto una luminosità $\sim 1 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$; parte del tempo è stata comunque dedicata all'ottimizzazione dei parametri di DAΦNE, e alla riduzione dei fondi macchina.

La presa dati proseguirà per tutto il 2000.

| | # pacchetti | prestazioni raggiunte |
|--|-------------|---|
| <i>11/1998, prima dell'inserimento di KLOE – configurazione a singolo pacchetto</i> | | |
| $\mathcal{L}_{\text{singolo pacch.}}$ | 1 | $1.6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I | 1 | 20 mA |
| I_{max} | 1 | 110 mA |
| <i>11/1998, prima dell'inserimento di KLOE – configurazione multi-pacchetto</i> | | |
| \mathcal{L} | 13 | $1 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I | 13 | 200 mA |
| I_{max} | 30 | 550 mA |
| <i>12/1999, prestazioni ottenute dopo l'inserimento di KLOE</i> | | |
| $\mathcal{L}_{\text{inizio run}}$ | 20 ÷ 40 | $3.5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $\mathcal{L}_{\text{media}}$ | 20 ÷ 40 | $1.0 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I^-/I^+ | 20 ÷ 40 | 350/250 mA |
| <i>8-10/2000, prestazioni ottenute dopo gli interventi sulla zona di interazione</i> | | |
| $\mathcal{L}_{\text{inizio run}}$ | 20 ÷ 40 | $1.3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| $\mathcal{L}_{\text{media}}$ | 20 ÷ 40 | $5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| I^-/I^+ | 20 ÷ 40 | 500/450 mA |

Tabella 2.4: Prestazioni di DAΦNE, prima e dopo l'inserimento di KLOE.

2.3 Il rivelatore KLOE: la misura di ϵ'/ϵ e le richieste sperimentali

Le linee guida seguite nella realizzazione del rivelatore KLOE sono state dettate dal progetto di misura di ϵ'/ϵ .

Per la determinazione del doppio rapporto è necessario misurare le probabilità di decadimento

2.3 : Il rivelatore KLOE: la misura di ε'/ε e le richieste sperimentali

$BR_{S,L}^{\pm,0}$ di K_L^0 e K_S^0 in coppie di pioni neutri o carichi. I BR sono collegati al numero di decadimenti osservati $N_{S,L}^{\pm,0}$ dalla relazione:

$$N_{S,L}^{\pm,0} - N_{\text{bkg}}_{S,L}^{\pm,0} = N_{KK} \cdot \rho_{S,L}(\text{tag}) \cdot BR_{S,L}^{\pm,0} \cdot \langle \rho_{S,L}(\text{eff}) \rangle \int \int_{\text{FV}} g(l-l') e^{-l/\lambda_{L,S}} dl dl' \quad (2.3.1)$$

dove

- $N_{\text{bkg}}_{S,L}^{\pm,0}$ è la stima del fondo per ciascun canale;
- $N_{KK} = \int \sigma_{\phi} \cdot BR(\phi \rightarrow K\bar{K}) \cdot L dt$ è il numero di K neutri prodotti nel decadimento della ϕ ;
- $\rho_{S,L}(\text{tag})$ è l'efficienza di identificazione ("tag") di K_S^0 e K_L^0 ;
- $\langle \rho_{S,L}(\text{eff}) \rangle$ è il prodotto delle efficienze di ricostruzione, di selezione, di *trigger* e dell'accettazione geometrica, mediate su tutto il volume fiduciale (FV);
- $g(l-l')$ è la risoluzione spaziale nella ricostruzione del vertice di decadimento;

Per mantenere l'errore statistico al livello di 10^{-4} , l'apparato è stato disegnato per acquisire una frazione elevata dei decadimenti dei K . Di conseguenza le dimensioni del rivelatore sono dello stesso ordine di grandezza della lunghezza di decadimento del K_L^0 . Le lunghezze caratteristiche di decadimento ($\lambda = \beta\gamma c\tau$) di K_L^0 e K_S^0 a KLOE si ricavano direttamente dalle vite medie [16] e dal loro impulso ($\sim 110 \text{ MeV}/c$):

$$\begin{aligned} \lambda_{K_S} &= 0.56 \text{ cm} \\ \lambda_{K_L} &\simeq 343 \text{ cm} \end{aligned}$$

I prodotti di decadimento dei mesoni K sono $\pi^{\pm,0}$, μ , elettroni e γ provenienti dal decadimento dei π^0 . Lo spettro in impulso di tutte le particelle coinvolte è limitato dalla bassa energia dei kaoni in KLOE ($\beta_K \sim 0.2$) e varia tra 20 e 300 MeV/c per i fotoni, e tra 50 e 250 MeV/c per le particelle cariche. L'apparato deve avere un'elevata efficienza di rivelazione per γ , π^{\pm} e μ^{\pm} in questi intervalli di energia ed avere una grande accettazione geometrica per consentire una chiara identificazione dei decadimenti del K_L^0 .

L'apparato [38], progettato per soddisfare queste esigenze sperimentali, consiste in un rivelatore ermetico di forma cilindrica ($\sim 6 \text{ m} \times 7 \text{ m}$), composto da:

1. una camera a deriva di ampie dimensioni, con una miscela di gas a base di He;
2. un calorimetro a campionamento, realizzato con strati di piombo e fibre scintillanti, che circonda la camera;

KLOE è immerso in un campo magnetico di 0.6 T, prodotto da un solenoide superconduttore. La scelta dell'intensità del campo rappresenta un compromesso tra le richieste di un'alta efficienza di

tracciamento e di un elevato fattore di reiezione del canale $K_{\mu 3}$, che costituisce il principale fondo a $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

La sezione trasversale del rivelatore è mostrata in fig. 2.2: lungo l'asse del fascio si possono osservare due triplette di quadrupoli focheggianti montati direttamente sul tubo a vuoto (*beam pipe*) in prossimità del punto di interazione (*IP*). Per avere una migliore reiezione del canale $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, i quadrupoli sono coperti da dei piccoli calorimetri (*QCAL*) disegnati per identificare i γ , che altrimenti verrebbero assorbiti dai magneti.

È importante sottolineare che la presenza dei quadrupoli e del *QCAL* produce una zona di difficile ricostruzione nel rivelatore per le particelle provenienti dall'*IP*, che non possono attraversare la regione angolare al di sotto di $\sim 26^\circ$ (come evidenziato in fig. 2.2) senza colpire il *QCAL*. Questo introduce un taglio "naturale" in accettazione angolare, di cui si deve tenere conto in sede di analisi.

2.3.1 I volumi fiduciali

Poiché la lunghezza di decadimento del K_S^0 è $\lambda_S \simeq 0.56$ cm, una *beam pipe* sferica in prossimità del punto di interazione (cfr. fig. 2.3), e di raggio $r_{\text{pipe}} \simeq 10$ cm, fornisce un volume entro il quale più del 99.9% dei K_S^0 decade, eliminando gli effetti indesiderati dovuti alla rigenerazione. Il volume fiduciale è quindi definito come:

$$FV_{K_S} : r < 10 \text{ cm} \simeq 17\lambda_S \quad (2.3.2)$$

La *beam pipe* all'*IP* è una sfera in lega Be-Al e di spessore 0.5 mm, per minimizzare la diffusione multipla, la perdita di energia delle particelle (soprattutto i K^\pm), e la rigenerazione.

Il K_L^0 ha una lunghezza di decadimento molto maggiore e la distribuzione spaziale dei suoi vertici di decadimento, mostrata in figura 2.4, è modulata dalla distribuzione angolare degli impulsi dei $K \propto \sin^2 \theta$. Il valore di λ_{K_L} ha imposto un compromesso tra l'accettazione per i decadimenti del K_L^0 e la costruzione di un rivelatore di dimensioni e costi ragionevoli: per contenere e rivelare una frazione consistente dei decadimenti la camera a deriva ha un volume di tracciamento quasi cilindrico, con un raggio esterno $r_{\text{ext}} = 2$ m e lunghezza $\ell_{\text{DC}} \simeq 3$ m [40]. Il raggio interno della camera è fissato dalle dimensioni dei quadrupoli, ed è $r_{\text{int}} = 25$ cm.

Il volume fiduciale scelto per i decadimenti del K_L^0 è un cilindro cavo, interno al volume di tracciamento:

$$FV_{K_L} : \begin{aligned} 30 \text{ cm} \leq r \leq 150 \text{ cm} \\ |z| \leq 125 \text{ cm} \end{aligned} \quad (2.3.3)$$

il raggio interno del volume (30 cm) dista ~ 5 cm dalla parete interna della camera e rende quindi trascurabile il fondo di rigenerazione del K_L^0 ; la scelta del raggio esterno (150 cm) permette di ricostruire con efficienza elevata anche i K_L^0 che decadono al bordo del volume fiduciale. La frazione di K_L^0 che decadono nel volume fiduciale così definito è:

$$f_{K_L} \simeq 30\% \quad (2.3.4)$$

2.3 : Il rivelatore KLOE: la misura di ϵ'/ϵ e le richieste sperimentali

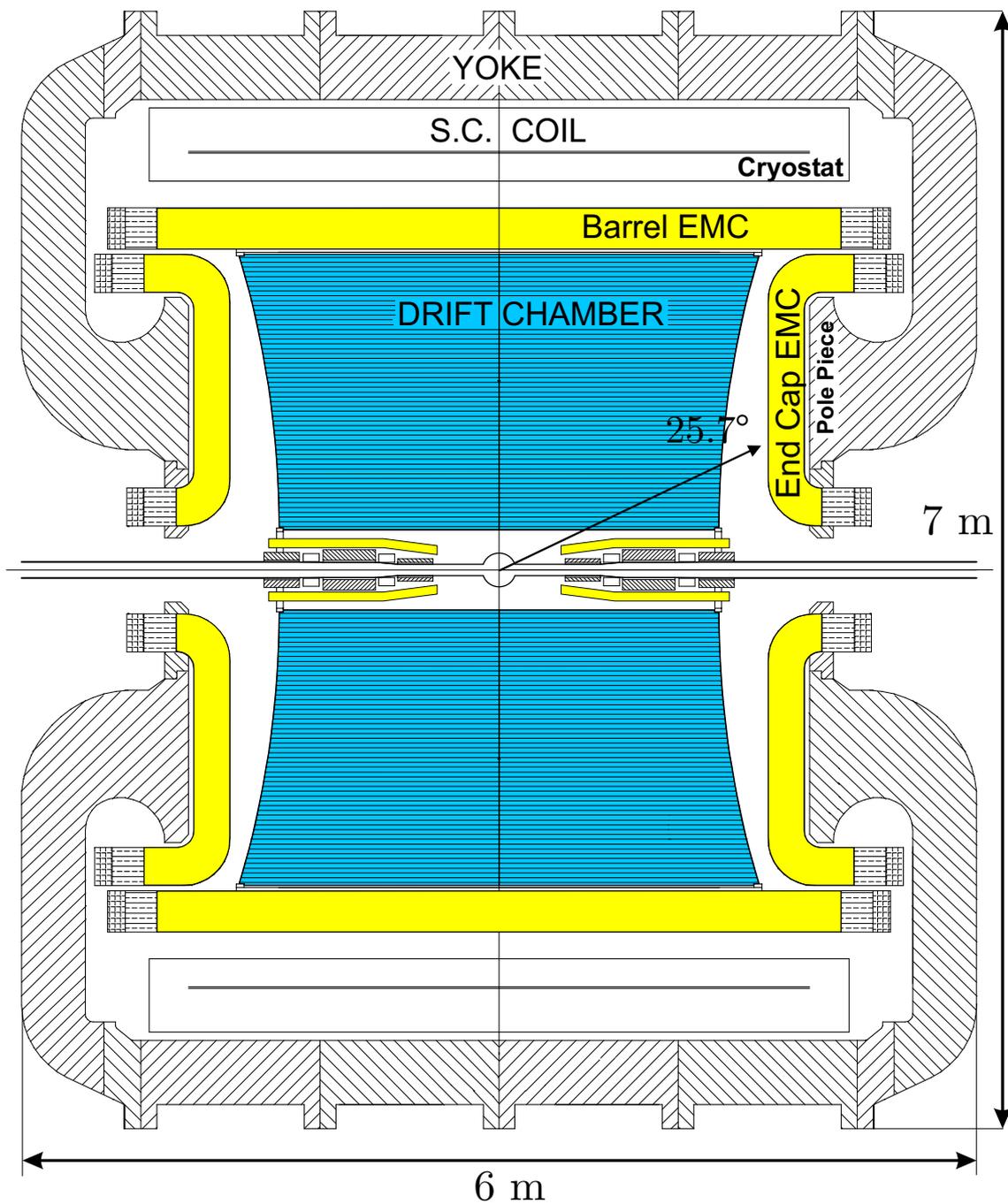


Figura 2.2: Sezione trasversale di KLOE.

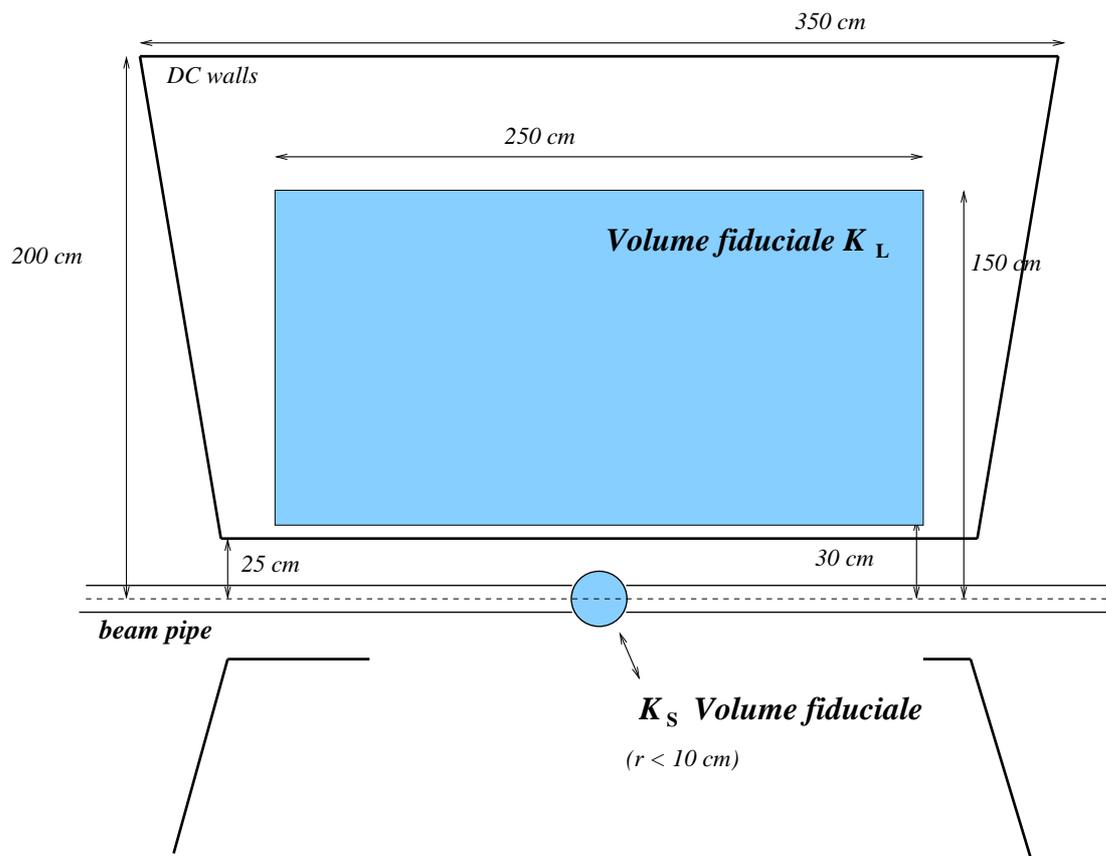


Figura 2.3: Rappresentazione schematica dei volumi fiduciali di K_L^0 e K_S^0 in KLOE.

2.3 : Il rivelatore KLOE: la misura di ε'/ε e le richieste sperimentali

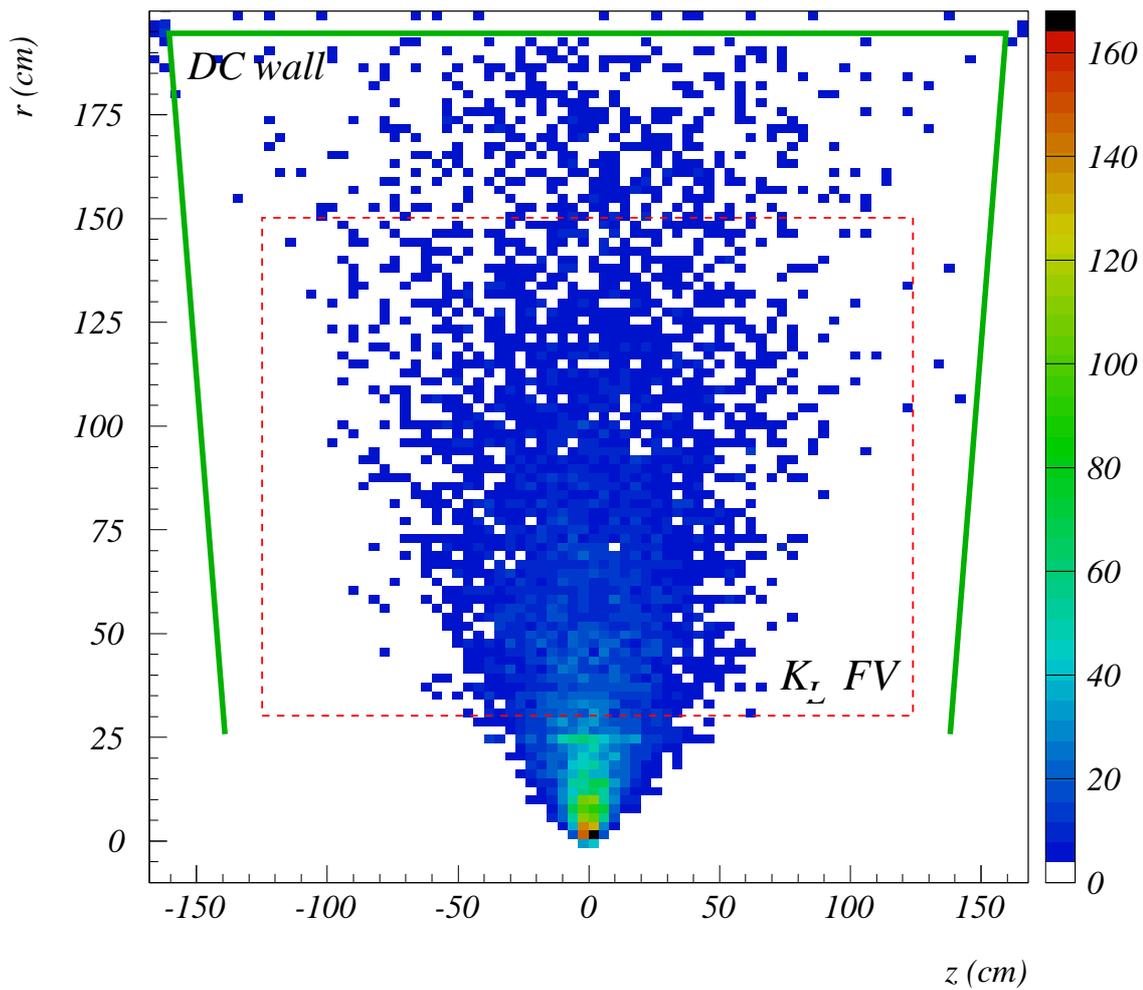


Figura 2.4: Monte Carlo: distribuzione spaziale dei vertici di decadimento del K_L^0 .

2.3.2 L'identificazione dei kaoni neutri a KLOE

A DAΦNE K_S^0 e K_L^0 sono prodotti in uno stato quantico puro, con impulsi uguali in modulo ed opposti: l'osservazione del decadimento di uno dei due K consente di identificare agevolmente il secondo kaone (“tagging”). Inoltre, in prima approssimazione, le efficienze di tag non dipendono dal particolare canale di decadimento del kaone identificato, e si devono poter cancellare nel doppio rapporto.

Il tagging del K_L^0 si basa sulla ricostruzione e sul riconoscimento del vertice di decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$: in questo particolare caso, misurando l'impulso dei due pioni ed imponendo la conservazione dell'impulso totale, è anche possibile determinare la direzione di volo del K_L^0 . Un esempio di questo tipo di tag è il primo evento candidato $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ acquisito da KLOE, mostrato in figura 2.5

Il K_S^0 viene invece identificato dall'osservazione di un K_L^0 che decade in $\pi^+\pi^-\pi^0$ o $\pi\ell\nu$ nella camera, oppure dall'interazione del K_L^0 nel calorimetro (“KLCRASH”). Un esempio di quest'ultimo tipo di tag è riportato in figura 2.6, che mostra un decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ identificato dalla presenza di un rilascio di energia fuori tempo ($t_{\text{volo}} \simeq 30$ ns) nel calorimetro (prodotto dal K_L^0). Lo studio dei diversi tipi di tag e delle relative efficienze verrà affrontato nel seguito (cfr. cap. 5).

2.3.3 Gli errori sistematici

Facendo riferimento all'espressione 2.3.1, che collega la misura dei BR al numero di decadimenti osservati, è possibile individuare le principali sorgenti di errore nella misura di \mathcal{R} .

Mentre il termine $N_{KK} \cdot \rho_{S,L}(tag)$ si cancella nel doppio rapporto, il contributo dei fondi ($N_{\text{bkg}}^{\pm,0}$), le efficienze medie ($\langle \rho_{S,L}(\text{eff}) \rangle$) e le accettanze geometriche devono essere tenuti sotto controllo e valutati con una accuratezza di qualche unità $\times 10^{-4}$.

Particolarmente impegnativo è il controllo della sistematica relativa alla definizione dei volumi fiduciali di K_S^0 e K_L^0 . Per i K_S^0 la frazione di vertici ricostruita all'interno del volume fiduciale è $\sim 100\%$, indipendentemente dalla precisione con la quale sono determinati i bordi del volume, grazie al ridotto valore di λ_{K_S} .

La situazione è più delicata per il volume fiduciale del K_L^0 , che contiene solo il $\sim 30\%$ dei decadimenti. In questo caso è cruciale che non vi siano disallineamenti tra i volumi fiduciali per i decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. I volumi fiduciali sono infatti definiti allo stesso modo (cfr. eq. 2.3.3), ma la misura dei vertici di decadimento in pioni carichi e neutri avviene con due rivelatori diversi:

- i vertici carichi sono ricostruiti dalla camera a deriva, con una risoluzione aspettata di $\sigma_{vtx} \simeq 1$ mm;
- la ricostruzione dei vertici “neutri” ($K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$) è ottenuta misurando il tempo di arrivo (ToA) ed il punto di impatto dei fotoni sul calorimetro. Combinando le informazioni

2.3 : Il rivelatore KLOE: la misura di ε'/ε e le richieste sperimentali

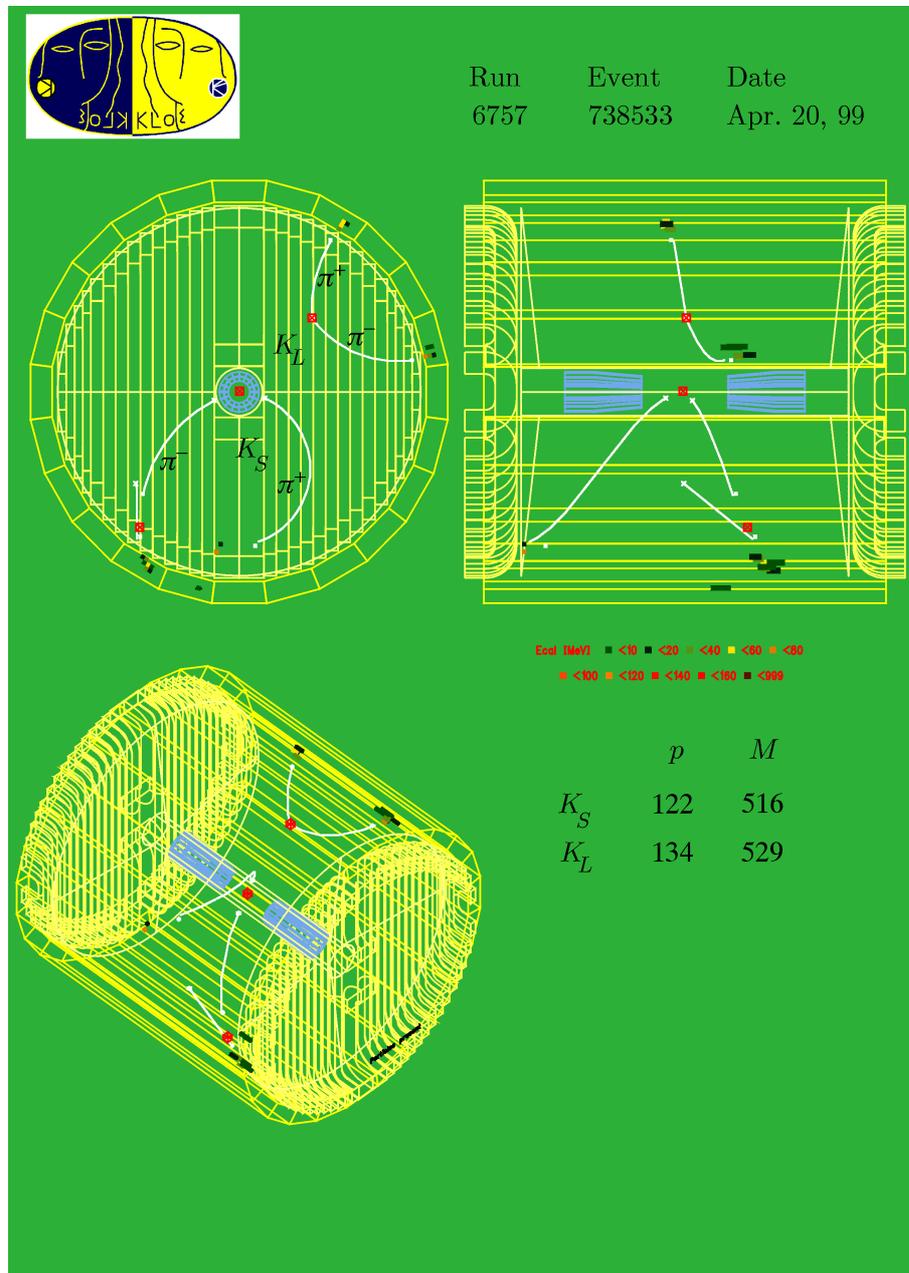


Figura 2.5: Esempio di tag del K_L^0 con il K_S^0 che decade in due π carichi: il primo evento a violazione di CP acquisito a KLOE.

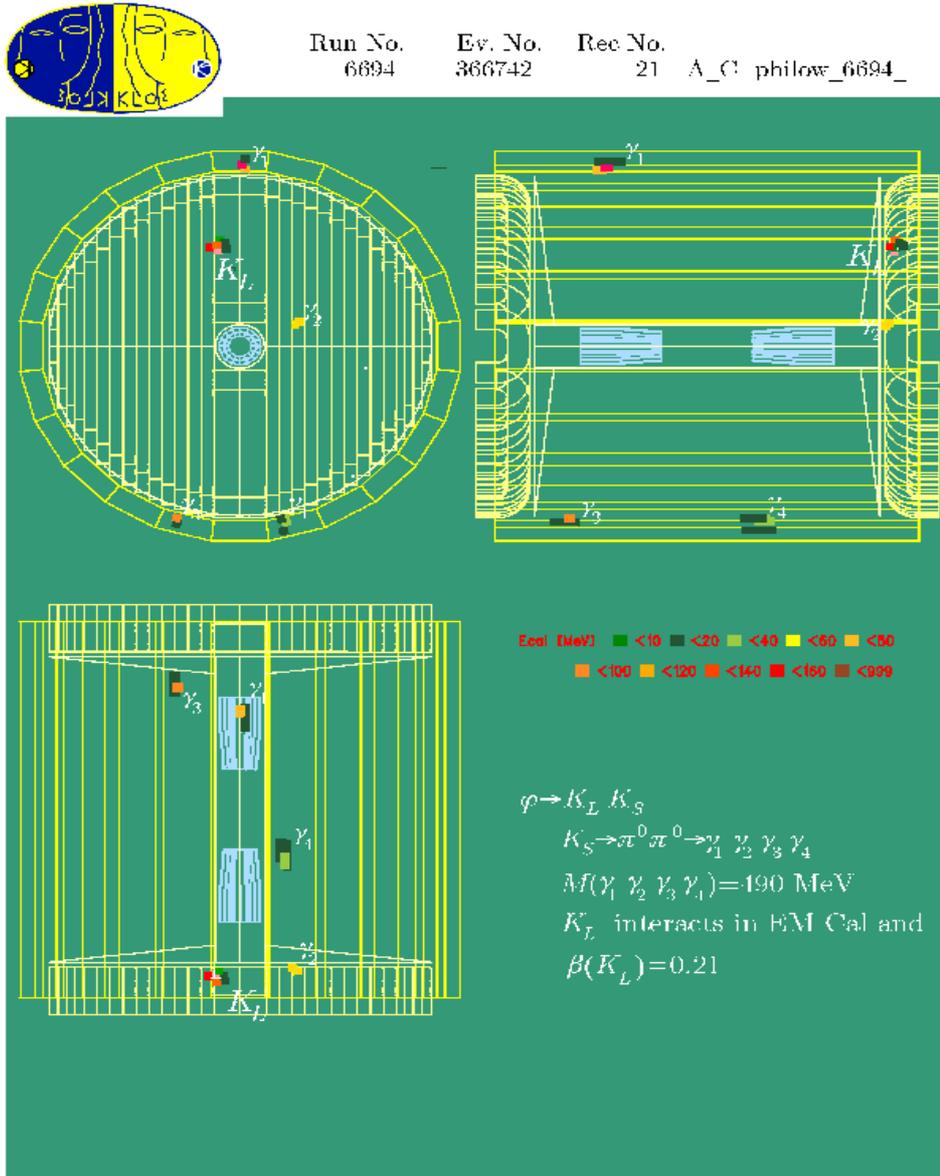


Figura 2.6: Decadimento neutro del K_S^0 identificato con un “KLCRASH” nel calorimetro.

2.3 : Il rivelatore KLOE: la misura di ε'/ε e le richieste sperimentali

sul ToA con la conoscenza della direzione di volo del K_L^0 , ricavata dalla misura di impulso del K_S^0 , è possibile calcolare per ogni singolo fotone la posizione del vertice, sfruttando le seguenti relazioni (cfr. fig. 2.7) ¹:

$$\begin{cases} L_\gamma^2 = L_K^2 + L^2 - 2LL_K \cos \theta \\ cT = L_K/\beta_K + L_\gamma \end{cases} \quad (2.3.5)$$

La posizione finale del vertice è data poi dalla media pesata delle posizioni misurate con

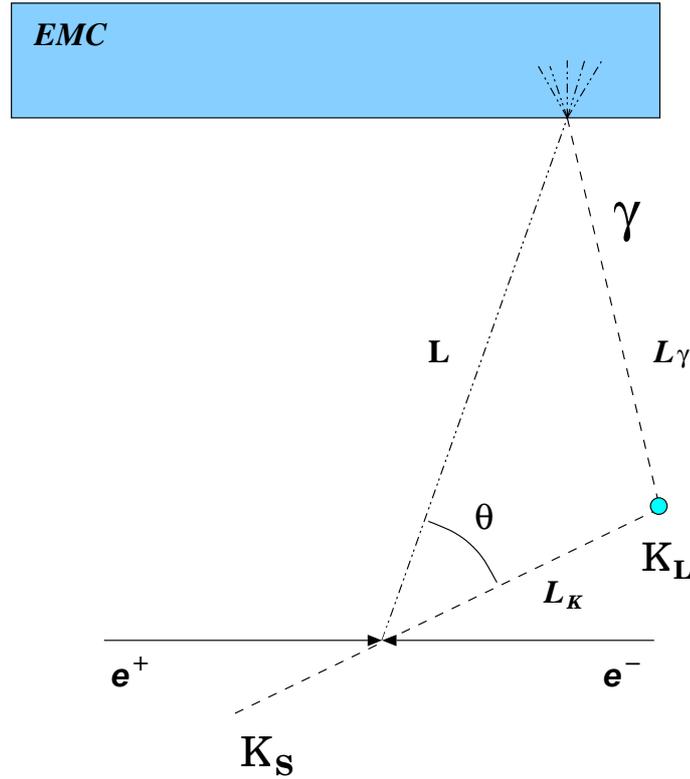


Figura 2.7: Ricostruzione del vertice neutro dalla misura del tempo di volo dei γ .

ciascun fotone. L'errore sulla posizione dipende essenzialmente dalla risoluzione temporale del calorimetro: le simulazioni di *Monte Carlo* mostrano che un calorimetro con una risoluzione di $70 \text{ ps}/\sqrt{E/1 \text{ GeV}}$ permette di ottenere una $\sigma_{vtx} \simeq 5 \text{ mm}$.

Eventuali disallineamenti tra i volumi fiduciali dei vertici carichi e neutri entrano direttamente nel doppio rapporto; in prima approssimazione vale:

$$\Delta \mathcal{R} = \frac{\exp(-R_{min}^{00}/\lambda) - \exp(-R_{max}^{00}/\lambda)}{\exp(-R_{min}^{+-}/\lambda) - \exp(-R_{max}^{+-}/\lambda)}$$

¹ Il sistema ammette due soluzioni, di cui però una negativa che viene scartata.

dove R_{min} e R_{max} sono rispettivamente il raggio interno e quello esterno del volume fiduciale, e λ è la lunghezza di decadimento del K_L^0 . Una differenza sistematica $R_{max}^{+-} - R_{max}^{00} \simeq 0.5$ mm nella determinazione del bordo esterno del volume fiduciale per vertici neutri e carichi, determina un errore $\Delta\mathcal{R} \sim 3 \times 10^{-4}$. Per tenere sotto controllo questa sorgente di errore è importante controllare l'allineamento relativo dei volume fiduciale ricostruito con la camera e con il calorimetro. A tale scopo possono essere impiegati i decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ e $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, per confrontare la posizione del vertice ricostruito dal π^0 con quella del vertice delle due tracce. In figura 2.8 è mostrata la distribuzione (nelle tre coordinate x, y, z) della distanza tra il vertice di decadimento ricostruito con la camera e con il calorimetro per un campione di $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, integrata su tutto il volume fiduciale del K_L^0 .

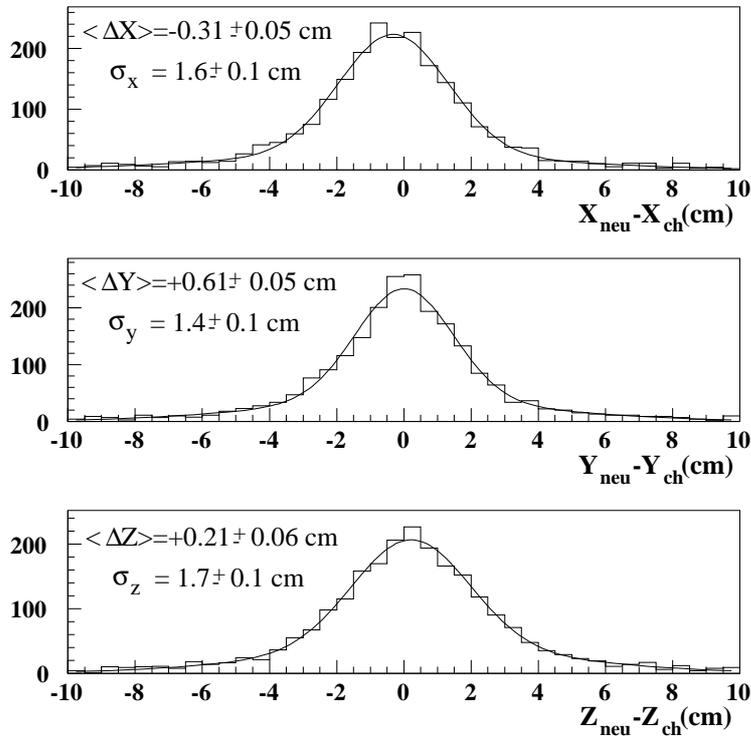


Figura 2.8: Distribuzione della distanza tra il vertice ricostruito con il π^0 e con i due π carichi, in eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

La risoluzione sulla posizione del vertice al bordo del volume fiduciale influisce sul conteggio dei decadimenti secondo il meccanismo mostrato in figura 2.9: anche nel caso di una funzione di risoluzione simmetrica la convoluzione con l'andamento esponenziale dei decadimenti produce un effetto sistematico sul numero di eventi raccolti all'interno del volume di fiducia. L'effetto complessivo è comunque proporzionale a $\sigma_{vert}^2/2\lambda^2$, ed è perciò trascurabile per risoluzioni $\lesssim 1$ cm.

2.3 : Il rivelatore KLOE: la misura di ε'/ε e le richieste sperimentali

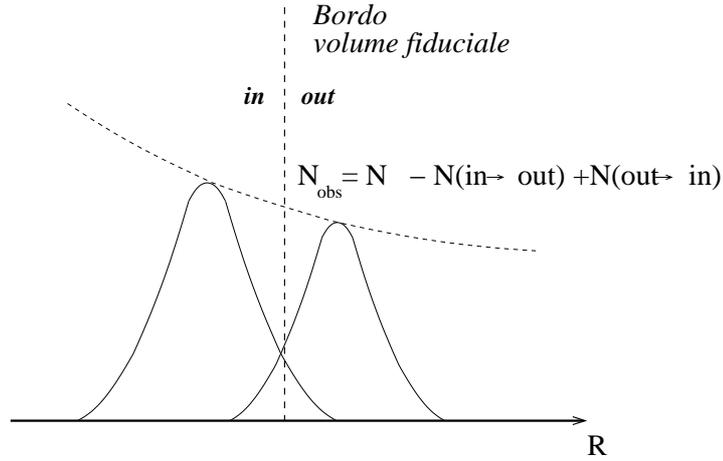


Figura 2.9: Effetto della risoluzione spaziale sul conteggio degli eventi.

2.3.4 La sottrazione dei fondi

Un'ulteriore sorgente di errori sistematici è la valutazione dei fondi $N_{bkg_{S,L}^{\pm,0}}$ per ciascuno dei canali di decadimento che compaiono nel doppio rapporto.

I canali di decadimento del K_L^0 che possono simulare $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sono $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ e $K_L^0 \rightarrow \pi\ell\nu$, mentre il principale fondo al canale $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ è dato da $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. Per valutare il fattore di reiezione (ovvero il rapporto tra le efficienze per il segnale ed il fondo $\varepsilon_{bkg}/\varepsilon_{sgn}$) richiesto per mantenere l'errore al livello di 10^{-4} possiamo scrivere:

$$\frac{\Delta N_{bkg}}{N_{sgn}} = \frac{\Delta N_{bkg}}{N_{bkg}} \cdot \frac{BR_{bkg}}{BR_{sgn}} \cdot \frac{\varepsilon_{bkg}}{\varepsilon_{sgn}} \leq 6 \cdot 10^{-4} \quad (2.3.6)$$

dove ΔN_{bkg} è l'errore sulla conoscenza del fondo residuo. In tabella 2.5 sono riportati i fattori di reiezione necessari, ottenuti assumendo di conoscere il fondo con una incertezza $\Delta N_{bkg}/N_{bkg} \simeq 15\%$.

| Segnale | Fondo | BR relativo | fattore di reiezione |
|--------------------------------|-------------------------------------|-------------|----------------------|
| $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ | $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ | 230 | $1.0 \cdot 10^{-5}$ |
| $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ | $K_L^0 \rightarrow \pi e\nu$ | 190 | $1.2 \cdot 10^{-5}$ |
| | $K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$ | 130 | $1.8 \cdot 10^{-5}$ |
| | $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | 60 | $3.8 \cdot 10^{-5}$ |

Tabella 2.5: Fattori di reiezione per i fondi al segnale $K_L^0 \rightarrow 2\pi$.

2.4 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro deve soddisfare 3 richieste principali:

1. determinare il vertice dei decadimenti del K_L^0 con una accuratezza di qualche mm. Deve quindi avere una risoluzione nella determinazione del punto di conversione dei γ :

$$\sigma_{x,y,z} \simeq 1 \text{ cm}$$

ed ottime prestazioni temporali:

$$\sigma_t \simeq \frac{70 \text{ ps}}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

utili anche per discriminare tra π e μ attraverso la misura del tempo di volo;

2. fornire un fattore di reiezione elevato per il fondo $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$. A tale scopo deve essere ermetico e possedere una buona risoluzione energetica:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{5\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

oltre ad avere elevata efficienza per i fotoni nell'intervallo $20 \div 300 \text{ MeV}$.

3. fornire un segnale di *trigger* di primo livello veloce.

Per ottenere le prestazioni richieste si è optato per un calorimetro a campionamento fine piombo/fibre scintillanti. La scelta delle fibre consente di ottenere un'ottima risoluzione temporale grazie alla rapidità del processo di scintillazione, e ad una struttura interna che assicura una lunghezza di attenuazione della luce nell'intervallo $350 \div 400 \text{ cm}$. I moduli del calorimetro sono realizzati incollando insieme strati di fibre (1 mm di diametro) e fogli di piombo (spessore 0.5 mm) opportunamente sagomati (fig. 2.10). Il risultato è una struttura omogenea, caratterizzata da un rapporto 48:42:10 tra i volumi di fibre, piombo e colla, e da una frazione di campionamento di $\simeq 13\%$ per gli sciame elettromagnetici. Lo spessore totale dei moduli è di $\sim 23 \text{ cm}$, corrispondente a $15X_0$. La struttura meccanica del calorimetro consiste (fig. 2.2) in una parte centrale di forma cilindrica, il "barrel", e dai due "endcap". Il barrel è composto da 24 moduli, lunghi 4.4 m, con le fibre disposte lungo la direzione del fascio. Gli endcap sono due coperchi circolari, composti da 32 moduli con le fibre disposte perpendicolarmente ai fasci; i moduli degli endcap hanno una caratteristica forma ricurva, che consente un copertura ermetica ($\sim 98\%$) dell'angolo solido (fig. 2.11).

La luce prodotta per scintillazione nelle fibre viene raccolta e letta alle due estremità dei moduli (A e B) attraverso guide di luce in plexiglass, otticamente accoppiate a dei fotomoltiplicatori (PM). I fototubi impiegati sono del tipo a "fine mesh", e sono ottimizzati per operare in campo magnetico. La doppia lettura permette di determinare, attraverso la differenza dei tempi misurati alle due estremità, il punto di impatto della particella lungo la direzione delle fibre. La granularità di lettura è di $\sim (4.4 \times 4.4) \text{ cm}^2$: ogni modulo calorimetrico è composto da 5 piani in profondità,

2.5 : La camera a deriva

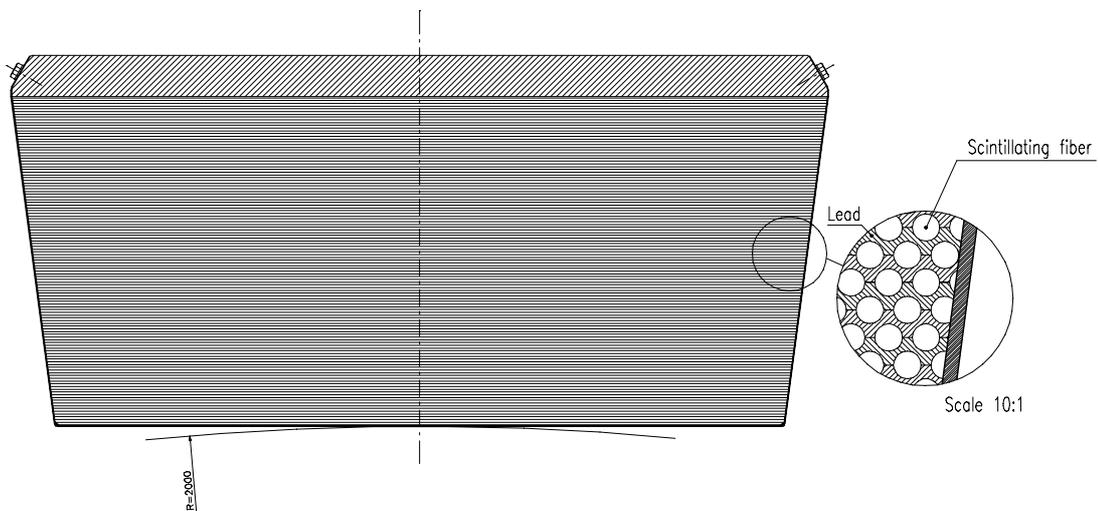


Figura 2.10: Struttura dei moduli del calorimetro.

e da un numero di colonne pari a 12 per il *barrel*, e variabile tra 2 e 6 negli *endcap*, per un totale di 4880 canali.

La descrizione dettagliata delle prestazioni del calorimetro e delle procedure di calibrazione è oggetto del capitolo 3.

2.5 La camera a deriva

La camera a deriva è stata progettata per soddisfare le seguenti richieste:

1. una efficienza di ricostruzione elevata ed uniforme in tutto il volume di tracciamento;
2. una buona risoluzione in impulso trasverso per tracce con $p \in [50, 300] \text{ MeV}/c$:

$$\Delta p_t / p_t \simeq 0.5\%$$

per raggiungere il fattore di reiezione richiesto per il fondo $K_{\mu 3}$;

3. una struttura meccanica leggera (spessore $\leq 0.1X_0$);
4. una risoluzione spaziale delle tracce sul piano trasverso:

$$\sigma_{R\phi} \simeq 200 \mu\text{m}$$

e una risoluzione nella ricostruzione dei vertici di:

$$\sigma_{vtx} \simeq 1 \text{ mm}$$

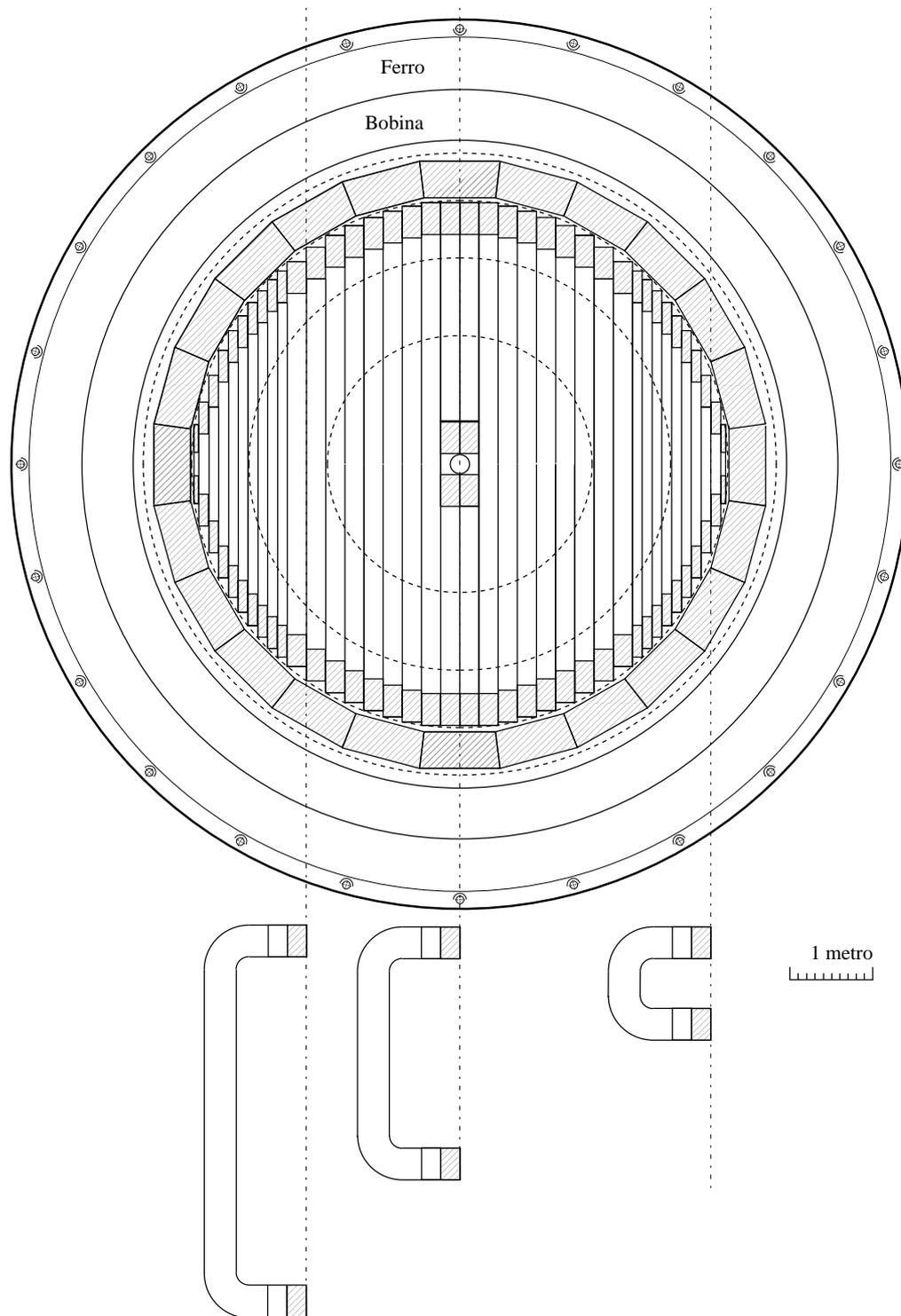


Figura 2.11: Geometria degli *endcap*.

2.5 : La camera a deriva

L'errore commesso sulla misura dell'impulso trasverso (p_t) è la somma in quadratura di due contributi:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\Delta p_t}{p_t}\right)_{res} &= \frac{p_t \sigma_{r\phi}}{0.3BL'} \sqrt{\frac{720}{N+5}} \\ \left(\frac{\Delta p_t}{p_t}\right)_{ms} &= \frac{0.053}{BL\beta} \sqrt{\frac{L}{X_0}} \end{aligned}$$

dove L e L' sono la lunghezza di traccia totale e la proiezione nel piano (r, ϕ) , e N è il numero di punti misurati lungo la traccia. Per il basso valore degli impulsi delle particelle a KLOE il secondo contributo, dovuto alla diffusione multipla, è dominante per $L \geq 50$ cm. Affinchè $\Delta p_t/p_t \simeq 0.5\%$ è quindi necessario che la camera a deriva sia il più trasparente possibile in termini di lunghezza di radiazione (X_0) della miscela di gas (+fili).

Inoltre una struttura leggera consente di minimizzare la rigenerazione dei K , e l'assorbimento dei fotoni di bassa energia (sino a 20 MeV).

La soluzione adottata è una camera a deriva cilindrica di 2 m di raggio e 3.4 m di lunghezza, riempita con una miscela gassosa a base di elio (He 90% - iC_4H_{10} 10%). Per la realizzazione delle pareti si è scelto un composto di fibra di carbonio ed epoxy, per uno spessore complessivo $< 0.1X_0$.

La scelta dell'elio come base per la miscela è stata guidata dalla ricerca di un gas con grande lunghezza di radiazione. L'elio puro ha $X_0 \simeq 5300$ m, ma rispetto ai gas comunemente utilizzati nelle camere a deriva ha bassa ionizzazione primaria (5 coppie/cm contro le 34 dell'argon), alta diffusione e velocità di deriva bassa ($v_d \sim 5$ mm/ μ s) e soprattutto non satura. La miscela utilizzata permette di migliorare le prestazioni del gas mantenendo un'elevata trasparenza (cfr. par.3.2).

Al fine di ottenere una efficienza di rivelazione ed una risoluzione uniformi, indipendentemente dal punto di decadimento del K_L^0 , è necessario che il volume di tracciamento sia omogeneo ed isotropo. Questa esigenza ha condotto alla scelta di celle con geometria quadrata a singolo filo anodico, organizzate in piani coassiali stereoscopici: i fili sono cioè inclinati di un piccolo angolo rispetto all'asse del rivelatore, per consentire la ricostruzione della coordinata longitudinale (z); l'inclinazione dell'angolo stereo è opposta tra due piani successivi. Con questa configurazione la distanza radiale (R) di un filo rispetto all'asse varia lungo z : è minima al centro (R_0) e massima alle due estremità della camera (R_{max}). Il riempimento più uniforme si ottiene scegliendo un valore costante per la differenza $\delta_{drop} = R_{max} - R_0$. Semplici considerazioni geometriche legano il valore di δ_{drop} all'angolo stereo (θ_s): la scelta $\delta_{drop} = 1.5$ cm determina un angolo stereo che cresce con il raggio e va da un minimo di 60 mrad ad un massimo di 150 mrad, e permette di ottenere una risoluzione $\sigma_z = \sigma_{r\phi} / \tan \theta_s \simeq 1$ mm.

La geometria stereo dei fili è visibile in figura 2.12, che mostra la camera alla fine della procedura di filatura.

Le celle sono organizzate in 12 strati interni di dimensioni 2×2 cm² ("celle piccole") seguite da 46 strati di celle 3×3 cm² ("celle grandi").

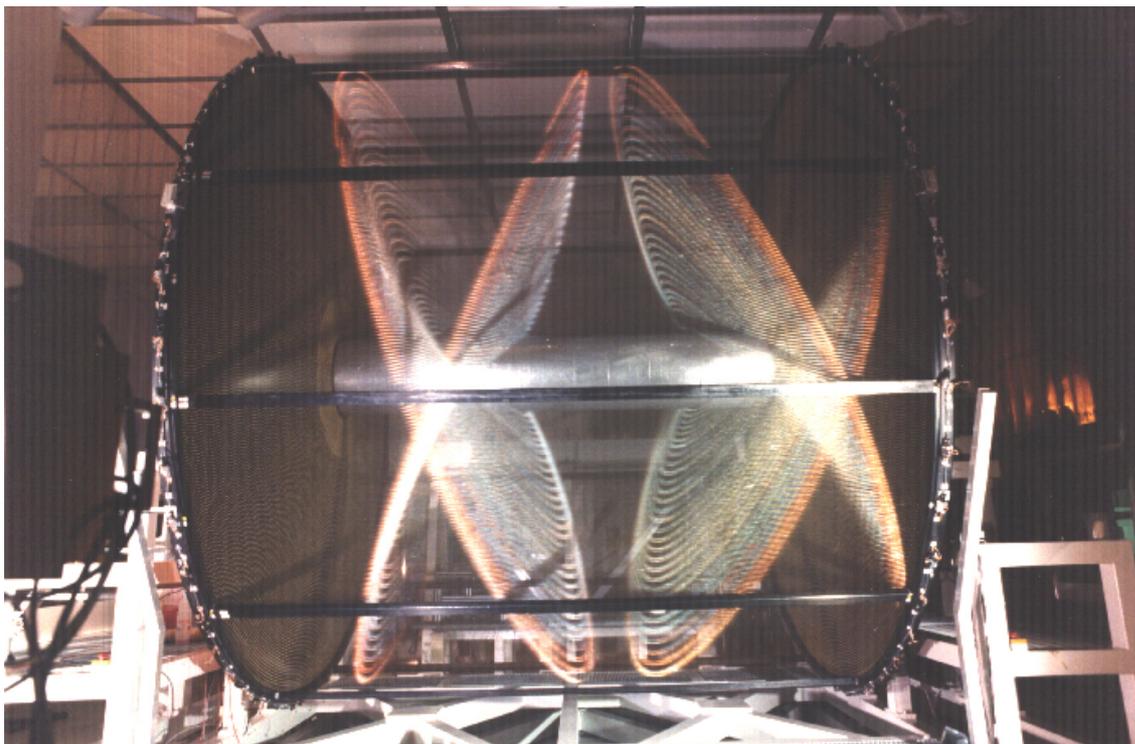


Figura 2.12: Fotografia della camera di KLOE alla fine della procedura di filatura.

Studi di simulazione e *test* su prototipi hanno mostrato che con la miscela impiegata, la geometria di cella descritta, ed un valore di guadagno del gas al filo $\sim 10^5$, gli effetti di invecchiamento sono trascurabili se si impiegano fili di campo in Al e fili anodici in W, con diametri rispettivamente di $80 \mu\text{m}$ e $25 \mu\text{m}$, tenuti ad una differenza di potenziale di $\sim 1.9 \text{ kV}$. Il numero totale di fili è 52140, con un rapporto *fili di campo:fili anodici*=3:1, per una lunghezza di radiazione totale (gas+fili) pari a $X_0 = 900 \text{ m}$.

In figura 2.13 è riportata l'efficienza in funzione del parametro di impatto per una delle celle, misurata con i raggi cosmici e definita come la frazione di volte in cui al passaggio di una particella la cella si accende. È utile distinguere tra efficienza "*hardware*", ottenuta usando le celle accese, ed efficienza "*software*", riferita alle celle accettate dal *fit* della traccia.

Nel capitolo 3 sono descritte in maggior dettaglio le prestazioni della camera e le procedure di calibrazione, riferite alla presa dati del '99.

2.6 II QCAL

I *QCAL* sono due calorimetri di ridotte dimensioni, costruiti per migliorare la rivelazione del fondo $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ aumentando l'ermeticità del calorimetro. Le prestazioni richieste sono:

1. un'elevata efficienza di rivelazione per fotoni di bassa energia;

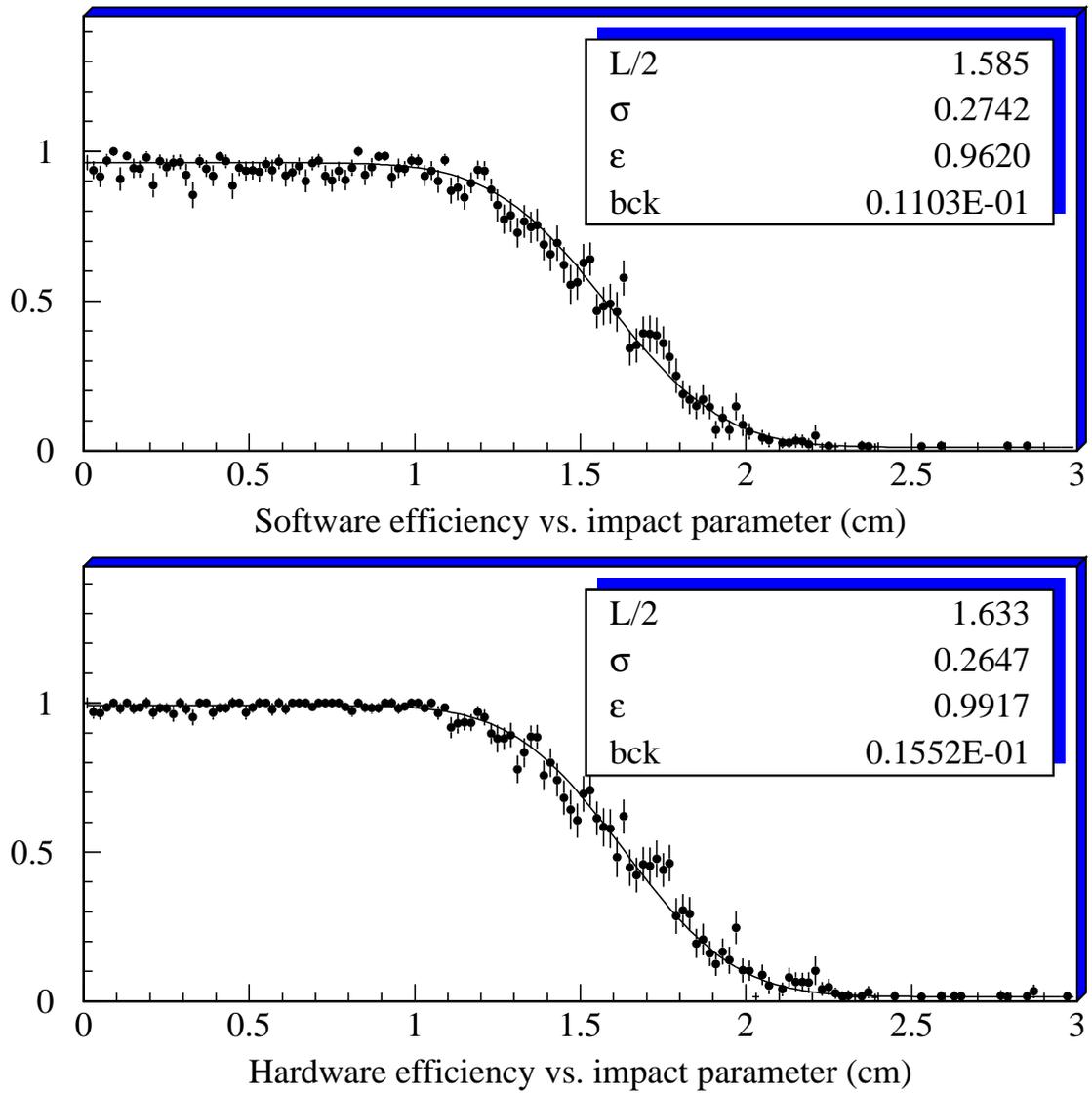


Figura 2.13: Efficienza in funzione del parametro di impatto per una cella grande.

2. una risoluzione spaziale sul punto di impatto del γ $\sigma_{x,y,z} \simeq 5$ cm;
3. una risoluzione temporale $\sigma_t \simeq 1$ ns

I rivelatori sono posizionati tra la parete interna della camera e i quadrupoli: ciascun *QCAL* ha uno spessore di 5.5 cm ed è costituito da una parte più interna di forma conica, lunga 50 cm, seguita da un cilindro lungo 31 cm, entrambi suddivisi in 16 settori azimutali (fig. 2.14). La struttura interna è a campionamento, costituita da strati di piombo spessi 1.9 mm alternati a strati di scintillatore (1 mm), per uno spessore complessivo di $5.5X_0$. Come mostrato in figura 2.14, gli strati attivi sono suddivisi in tre lastre, ai lati delle quali corrono quattro fibre (*wave shifter*) lunghe 190 cm attraverso le quali la luce di scintillazione viene convogliata su fotomoltiplicatori a *fine mesh*. Per misurare la coordinata longitudinale tramite misure di tempo, le fibre sono condivise tra due settori non adiacenti.

2.7 Il sistema di *trigger*

Alla massima luminosità prevista per DAΦNE ci si aspetta una elevata frequenza di eventi: 2.5 KHz di eventi $e^+e^- \rightarrow \phi$, 50 KHz di eventi Bhabha (nell'intervallo $\in [20^\circ, 160^\circ]$), 2.5 KHz di raggi cosmici e 100 KHz di fondi macchina. Lo scopo principale del sistema di *trigger* è ridurre gli eventi di fondo per non sovraccaricare il sistema di acquisizione dati e per tenere sotto controllo il tempo morto, garantendo allo stesso tempo un'efficienza elevata sugli eventi ϕ .

Per capire lo schema di *trigger* di KLOE [41] è importante tenere presente che in DAΦNE la minima distanza temporale tra due incroci successivi dei fasci è di $\delta t_b \sim 2.7$ ns. Non potendo generare un segnale di *trigger* in un intervallo temporale così ridotto, il *trigger* di KLOE lavora in maniera continua. L'informazione sul tempo dell'interazione è ottenuta tramite un meccanismo di sincronizzazione: il segnale di *trigger* è infatti prodotto sempre in coincidenza con un segnale di riferimento, di frequenza fissata e pari a 1/4 della frequenza di incrocio dei fasci di DAΦNE. Ciò consente di risalire, in sede di analisi, al tempo di produzione della ϕ : il metodo adottato per misurare, evento per evento, l'origine dei tempi è descritto nel paragrafo 4.2.2.

Lo schema di funzionamento del *trigger* è a due livelli (cfr. fig.2.15), basato sulla topologia e sull'entità dei depositi energetici nel calorimetro (*trigger* calorimetrico), e sulla molteplicità delle celle accese nella camera (*trigger* di camera). Il primo livello (*L1*) deve decidere se abilitare o meno l'elettronica di lettura del rivelatore (ADC e TDC del calorimetro) entro 200 ns dal momento della collisione. Dopo altri 850 ns il secondo livello (*L2*) decide se acquisire l'evento, e in questo caso dà il segnale di *stop* ai TDC della camera. L'elettronica viene poi azzerata e resa disponibile per un nuovo evento. Il tempo morto è fissato a ~ 2 μ s per evento, in modo da essere indipendente dal particolare canale di decadimento della ϕ .

2.7 : Il sistema di *trigger*

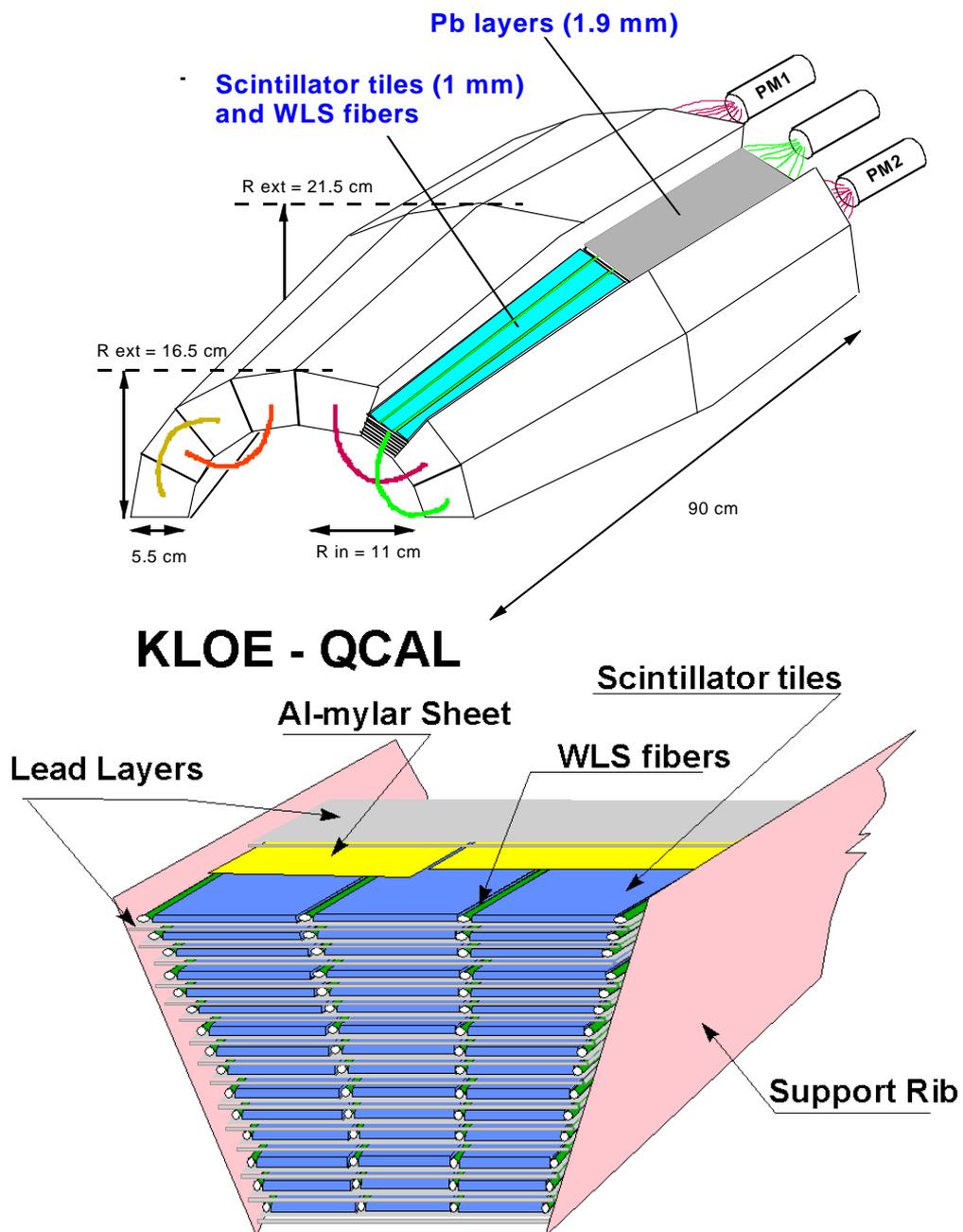


Figura 2.14: dimensioni e struttura interna del *QCAL*.

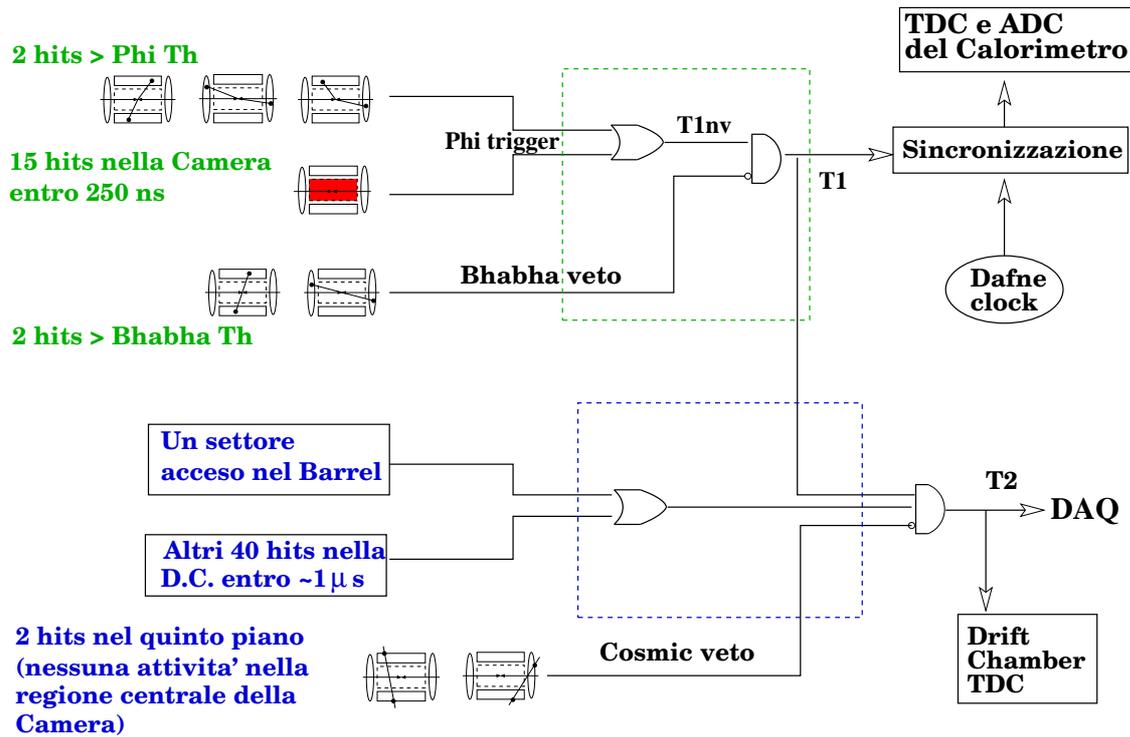


Figura 2.15: Schema della logica dei due livelli di *trigger* di KLOE.

2.7.1 Il *trigger* calorimetrico

Per gli scopi del *trigger* la granularità di lettura del calorimetro è troppo fine: le 4880 celle vengono quindi raggruppate in circa 200 settori, sommando analogicamente i singoli segnali. Nel *barrel* ogni settore comprende 30 celle calorimetriche, corrispondenti a mezzo modulo. Nell'*endcap* invece, dove la frequenza delle particelle incidenti è maggiore, la segmentazione è più fine (20 celle) in prossimità dell'asse dei fasci. Per garantire che il segnale prodotto da una singola particella sia contenuto tutto in un'unico settore di *trigger* esistono due serie di settori, sfalsate di mezzo modulo e parzialmente sovrapposte l'una all'altra ("serie normale" e "serie sovrapposta"), come mostrato in figura 2.16.

Il *trigger* calorimetrico confronta i depositi energetici con due soglie programmabili. La prima soglia (LET) corrisponde a ~ 30 MeV, e viene impiegata per identificare gli eventi ϕ , caratterizzati da particelle di più bassa energia, mentre la seconda (BHA) è a circa 300 MeV, e consente di identificare (ed eventualmente prescalare) gli eventi Bhabha. A parità di energia depositata, l'intensità del segnale dipende dal punto di impatto della particella lungo la direzione delle fibre (a causa dell'attenuazione), e per questo motivo una soglia costante all'uscita del sommatore corrisponde ad una soglia in energia variabile lungo la coordinata longitudinale. Per rendere il *trigger* indipendente dalla lunghezza di attenuazione i segnali ottenuti alle due estremità del settore (A e B) sono confrontati con due soglie opportunamente fissate, dette "soglia alta" ($S_h^{A,B}$) e "soglia bassa" ($S_l^{A,B}$), che nel caso del *barrel* corrispondono a un rilascio di energia vicino al fotomoltiplicatore

2.7 : Il sistema di *trigger*

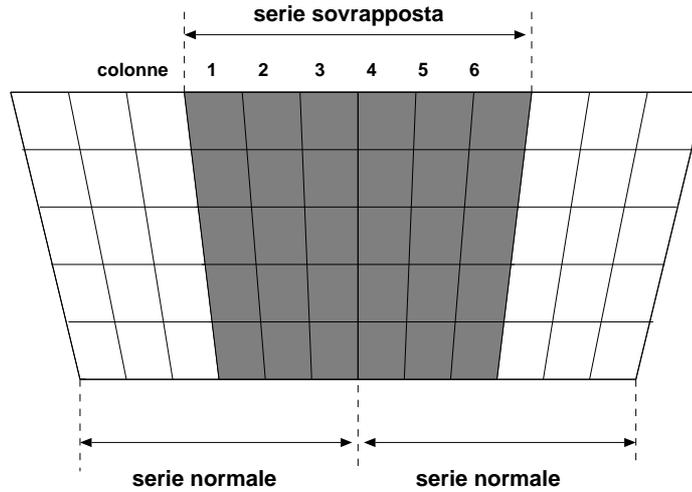


Figura 2.16: Settori di *trigger* per uno dei moduli del *barrel*: si possono osservare le due serie, quella normale e quella sovrapposta.

rispettivamente di $S_l \sim 20$ MeV e $S_h \sim 37$ MeV. Combinando quindi le uscite dei comparatori attraverso una serie di AND e OR logici:

$$S_{eff} = (S_l^A \text{ AND } S_l^B) \text{ OR } (S_h^A \text{ OR } S_h^B)$$

si riduce la variazione della soglia efficace con la coordinata z , e si ottiene il profilo di soglia mostrato in figura 2.17.

Una ulteriore serie di settori, che somma i segnali provenienti dalle celle più esterne dei moduli calorimetrici (5° piano), viene utilizzata per riconoscere i raggi cosmici: se l'energia depositata nell'ultimo piano del calorimetro è pari al rilascio aspettato per una particella al minimo di ionizzazione in almeno due settori, l'evento è identificato come cosmico.

2.7.2 Il *trigger* di camera

Il *trigger* di camera ha lo scopo di aumentare l'efficienza per gli eventi $K_S^0 K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$, e contribuire alla riduzione del fondo macchina e degli eventi Bhabha. L'algoritmo è basato sulla molteplicità degli *hit* nella camera: i canali di lettura della camera sono raggruppati ai fini del *trigger* in anelli concentrici, detti "*superlayer*". La presenza di almeno 15 fili accesi (*hit*), in un intervallo temporale di ~ 200 ns, fa scattare il primo livello di *trigger*, in OR con la richiesta di due settori LET sopra soglia nel calorimetro.

Per discriminare eventi di fondo macchina da eventi di ϕ , questi 15 *hit* sono contati saturando il numero di fili accesi in ciascun *superlayer* ad un valore massimo di 4. Le particelle degli eventi di fondo, infatti, avendo un piccolo impulso trasverso, spiralizzano nel campo magnetico e producono molti *hit* nello stesso *superlayer*. Il tempo di deriva nelle celle della camera è $\sim 1 \mu\text{s}$, per cui nell'intervallo temporale di formazione del 1° livello di *trigger* vengono rivelati solo il

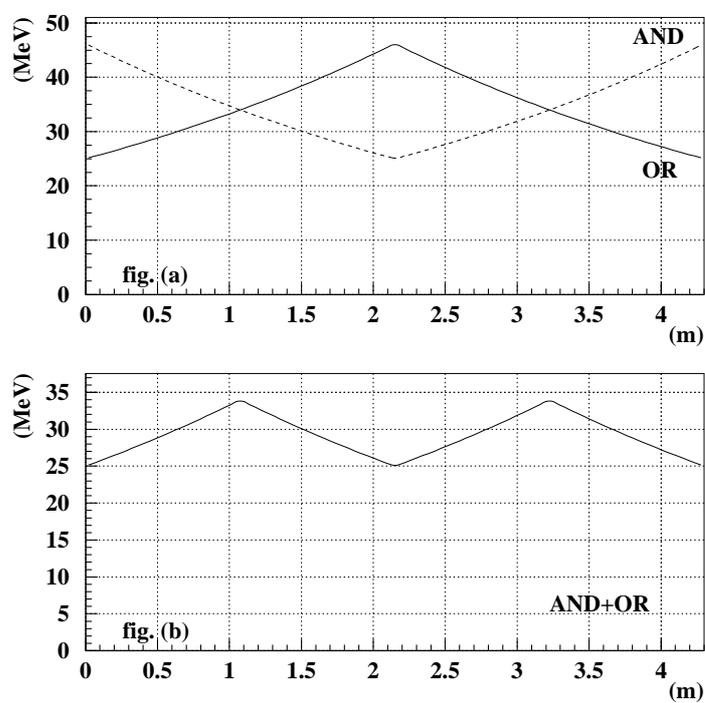


Figura 2.17: La soglia efficace di *trigger* in funzione della z della particella incidente, per il *barrel*: in alto i profili che si ottengono con le condizioni (S_l^A AND S_l^B) (linea tratteggiata) e (S_h^A OR S_h^B) (linea continua), in basso il profilo che si ottiene dall'OR dei due.

2.8 : Il sistema di acquisizione dati

~ 25% degli *hit* totali di un evento; il livello 2 del *trigger* considera invece il numero totale di fili accesi in un intervallo di ~ 850 ns.

La configurazione di *trigger* può essere facilmente modificata sia variando le soglie di comparazione che modificando la combinazione dei settori o il taglio sul numero di *hit*. La configurazione impiegata durante la presa dati del '99 è descritta nel seguito (cfr. par. 4.1.1).

2.8 Il sistema di acquisizione dati

La dimensione media degli eventi a KLOE è di ~ 5 Kbytes, che ad una frequenza di ~ 10 KHz corrisponde ad una larghezza di banda di 50 Mbytes/s, pari a 500 Tbytes/anno. Per poter sostenere questo carico il sistema di acquisizione (DAQ) [42] è organizzato in due livelli di concentrazione dei dati, e sfrutta una batteria di processori (*farm*) che ricostruiscono gli eventi in tempo reale, in grado di sostenere un flusso dati di 10 Mbytes/s per singola macchina.

Come mostrato in figura 2.18, il rivelatore è suddiviso in settori, ognuno dei quali è letto in maniera indipendente attraverso una catena di acquisizione. Quando arriva il segnale di L2 i dati vengono raccolti da un particolare modulo dell'elettronica (ROCK , *Read Out Controller for KLOE*) ed inviati, insieme al numero di evento, al secondo livello di concentrazione dati, che memorizza i sotto-eventi nelle sue memorie interne prima di inviarli alle *farm*. A questo livello gli eventi vengono ricostruiti, applicando numerosi controlli di consistenza tra i sotto-eventi provenienti dalle diverse catene. I dati vengono quindi prima scritti su disco e successivamente immagazzinati in maniera automatica su nastri.

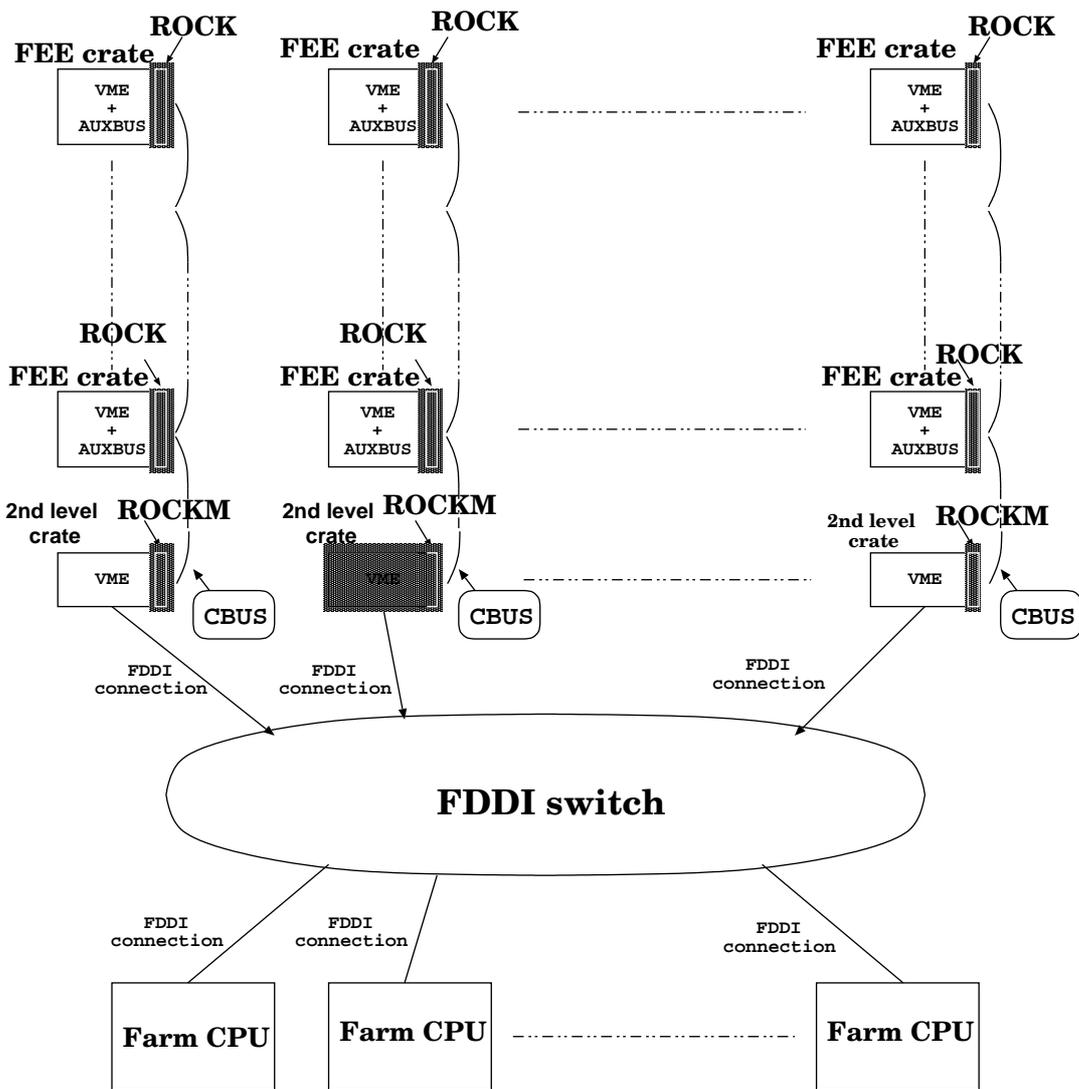


Figura 2.18: Schema del sistema di acquisizione dati di KLOE.

Capitolo 3

Calibrazione e prestazioni del rivelatore

Le richieste sulle prestazioni del rivelatore, derivanti dal progetto di misura di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$, impongono a KLOE di tenere continuamente sotto controllo lo stato delle calibrazioni. A tale scopo sono state sviluppate delle procedure che consentono di misurare le costanti di calibrazione durante la presa dati, e di seguire il loro andamento temporale, in modo da poterne tenere conto nella ricostruzione degli eventi.

Nel seguito è descritta brevemente la procedura di calibrazione del calorimetro e, più in dettaglio, quella della camera. Nella parte conclusiva del capitolo sono riportate le prestazioni del rivelatore durante della presa dati del '99.

3.1 La calibrazione del calorimetro elettromagnetico

3.1.1 La ricostruzione di tempo, energia e posizione nel calorimetro

Come illustrato nel paragrafo 2.4, la granularità di lettura del calorimetro elettromagnetico (*EMC*) è definita dalla posizione delle guide di luce e dei fotomoltiplicatori (*PM*) nel piano trasverso alla direzione delle fibre (che nel seguito chiameremo “longitudinale”) ed è quindi organizzata, per ogni modulo dell'*EMC*, in 5 piani in profondità ed in un numero di colonne variabile (da un minimo di 2 ad un massimo di 12 a seconda del modulo) nella direzione ortogonale alle fibre. Ogni cella calorimetrica è letta alle sue estremità (*A* e *B*) da due *PM*, dai cui segnali si ricavano carica integrata (*Q*) e tempo di volo (*T*). Inoltre per ogni cella accesa nell'evento vengono fornite le coordinate spaziali, ricavate dalla differenza dei tempi misurati nella direzione longitudinale e dalla posizione centrale dell'elemento di lettura nel piano trasverso.

Più in dettaglio, il tempo di arrivo *t* (in ns) e la coordinata *Z* (in cm) lungo la direzione delle fibre

Capitolo 3 : Calibrazione e prestazioni del rivelatore

si ricavano dai tempi T^A e T^B misurati dai TDC (in conteggi) usando le seguenti relazioni:

$$t = \frac{t^A + t^B}{2} - \frac{t_0^A + t_0^B}{2} - \frac{L}{2v} \quad (3.1.1)$$

$$Z = \frac{v}{2} \times [t^A - t^B - (t_0^A - t_0^B)] \quad (3.1.2)$$

con:

$$t^{A,B} = c^{A,B} \cdot (T^{A,B}) \quad (3.1.3)$$

dove per ogni cella:

- L è la lunghezza delle fibre;
- v è la velocità di propagazione della luce nelle fibre;

e per le due estremità (A, B) della cella sono definite le seguenti costanti di calibrazione:

- $c^{A,B}$ sono le costanti di conversione tra la misura di tempo in conteggi TDC e in ns;
- $t_0^{A,B}$ sono gli *offset* dei tempi misurati per ciascun canale.

L'energia misurata per ciascuna estremità (A, B) della i -esima cella è ricavata dalla carica integrata Q secondo la relazione:

$$E_i^{A,B} (\text{MeV}) = \frac{Q_i^{A,B} - P_i^{A,B}}{\overline{Q}_i} \times C_{\overline{Q}} \quad (3.1.4)$$

La carica Q_i è espressa in conteggi ADC e il piedistallo P_i viene calcolato per ogni canale e sottratto per fissare lo zero dell'energia. La quantità \overline{Q}_i rappresenta invece la carica media integrata (da ciascun PM) al passaggio di una particella al minimo di ionizzazione (m.i.p.) per il centro della cella lungo la coordinata Z . La scala energetica in MeV si ottiene infine applicando un fattore ($C_{\overline{Q}}$) comune, determinato usando opportuni campioni di γ e/o e^\pm di energia nota.

L'effetto dell'attenuazione del segnale lungo le fibre è tenuto in conto applicando una correzione dipendente dalla coordinata longitudinale ($A_i^{A,B}(z)$) ad $E_i^{A,B}$; l'energia della i -esima cella (E_i) è data dalla media dei valori $E_i^{A,B}$ corretti per l'attenuazione:

$$E_i (\text{MeV}) = \frac{1}{2} \times \left(\frac{E_i^A}{A_i^A} + \frac{E_i^B}{A_i^B} \right) \quad (3.1.5)$$

Nei paragrafi che seguono sono descritti i metodi di misura delle costanti di calibrazione impiegate nella ricostruzione delle informazioni di cella ($v, c^{A,B}, t_0^{A,B}, P_i^{A,B}, \overline{Q}_i, A_i^{A,B}$)

3.1 : La calibrazione del calorimetro elettromagnetico

3.1.2 L'algoritmo di *clustering*

Le informazioni di ogni cella accesa sono impiegate per determinare il punto di impatto, il tempo di volo e l'energia totale rilasciata dalla particella incidente sul calorimetro: a tale scopo nella prima fase della ricostruzione dell'evento le celle adiacenti vengono raggruppate secondo un algoritmo detto di *clustering*. Più precisamente il *clustering* procede creando dei gruppi di celle contigue (*precluster*) considerando solo le coordinate trasverse; le informazioni temporali e le coordinate longitudinali sono poi impiegate per raggruppare tra loro (*merging*) o per spezzare (*splitting*) i *precluster*. È importante sottolineare che l'algoritmo utilizza per la costruzione dei *cluster* solamente le celle per le quali sono diversi da zero sia i tempi che le energie misurate alle due estremità (*A* e *B*).

L'energia del *cluster* (E_{cl}) è definita come la somma delle energie delle celle che lo compongono, mentre la posizione (x_{cl}, y_{cl}, z_{cl}) ed il tempo (T_{cl}) sono ottenuti attraverso una media pesata con le energie delle coordinate e dei tempi di ogni cella.

3.1.3 La calibrazione della scala energetica

L'intercalibrazione delle celle calorimetriche

A parità di energia depositata, la carica integrata in ogni cella può variare a seconda della qualità delle fibre scintillanti, dell'accoppiamento ottico con i fototubi, del loro guadagno e della loro efficienza quantica. Per tenere conto di questi effetti e per determinare la dipendenza della risposta lungo la coordinata longitudinale vengono impiegati campioni di particelle al minimo di ionizzazione, raccolti in *run* dedicati di raggi cosmici ¹. Selezionando raggi cosmici che incidono ortogonalmente alla superficie del calorimetro, e che passano per il centro della cella, si ottengono degli spettri *ADC* analoghi a quello mostrato in figura 3.1; il *fit* gaussiano del picco fissa il valore della costante di calibrazione per ogni singola cella (\bar{Q}_i). In figura 3.2 è poi riportata la distribuzione della carica media integrata in funzione della distanza dal *PM* (coordinata longitudinale) per una singola cella calorimetrica; l'attenuazione $A_i(z)$ si ricava dal *fit* della curva con un doppio esponenziale:

$$A_i(z) = \bar{Q}_i \times \left(P \cdot e^{-(z-z_0)/\lambda_1} + (1 - P) \cdot e^{-(z-z_0)/\lambda_2} \right) \quad (3.1.6)$$

dove $(z - z_0)$ è la distanza lungo la coordinata longitudinale dal centro del modulo. La precisione statistica ottenuta con questo metodo sulla misura di \bar{Q}_i è di $\sim 1 \div 2\%$.

Il guadagno dei fotomoltiplicatori è stato fissato in modo da ottenere lo stesso valore della costante \bar{Q}_i per tutti i canali (procedura di "equalizzazione"). La tensione di alimentazione V_0 da applicare ad un canale per portare \bar{Q}_i al valore di riferimento \bar{Q}_0 è data dalla relazione ²:

$$V_0 = \left(\frac{\bar{Q}_0}{\bar{Q}_i} \right)^{1/\gamma} \cdot V_i \quad (3.1.7)$$

¹Per i dettagli sulla presa dati e sui diversi tipi di *run* acquisiti a KLOE vedi il capitolo 4.

²Il parametro γ è stato misurato per tutti i *PM*. Per una descrizione del metodo vedi [43]

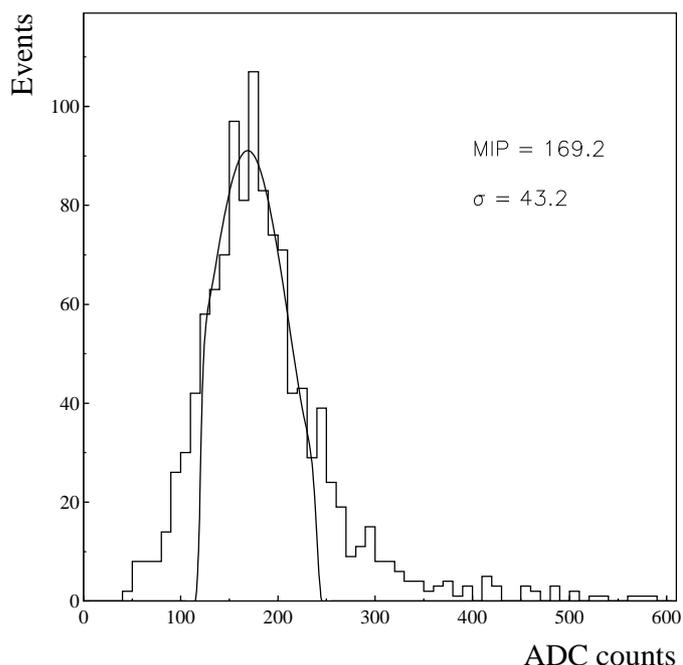


Figura 3.1: Distribuzione dello spettro ADC per un campione selezionato di particelle al minimo di ionizzazione.

che lega la carica integrata per una m.i.p. alla tensione di alimentazione dei *PM*. Abbiamo fatto in modo che tutte le celle avessero entro il 3% lo stesso valore di \overline{Q}_i , pari a $\overline{Q}_0 \sim 165$ conteggi ADC.

Per una descrizione più dettagliata del metodo usato e dei risultati ottenuti nell'intercalibrazione delle celle calorimetriche si veda [44].

La calibrazione con gli sciami elettromagnetici

Dopo la calibrazione con le m.i.p. l'unico fattore mancante per la ricostruzione dell'energia in 3.1.4 è la scala energetica $C_{\overline{Q}}$. In principio questo fattore deve essere uguale per tutte le celle, ma i singoli moduli calorimetrici presentano tra loro piccole differenze nella frazione di campionamento, dovute alla procedura di costruzione. La costante di calibrazione viene misurata per colonna, in quanto il metodo delle m.i.p. permette una intercalibrazione precisa tra i piani dello stesso modulo.

A tale scopo vengono selezionati dei campioni di eventi Bhabha e $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$: gli eventi Bhabha, che hanno una sezione d'urto più elevata vengono impiegati per determinare la risposta relativa tra colonna e colonna, mentre gli eventi $\gamma\gamma$, che non subiscono perdite energetiche nell'attraversare le pareti della camera, sono impiegati per fissare la scala assoluta di energia. In figura 3.3 è mostrata (per il *barrel*) la distribuzione dell'energia del *cluster* in funzione della colonna (ovvero

3.1 : La calibrazione del calorimetro elettromagnetico

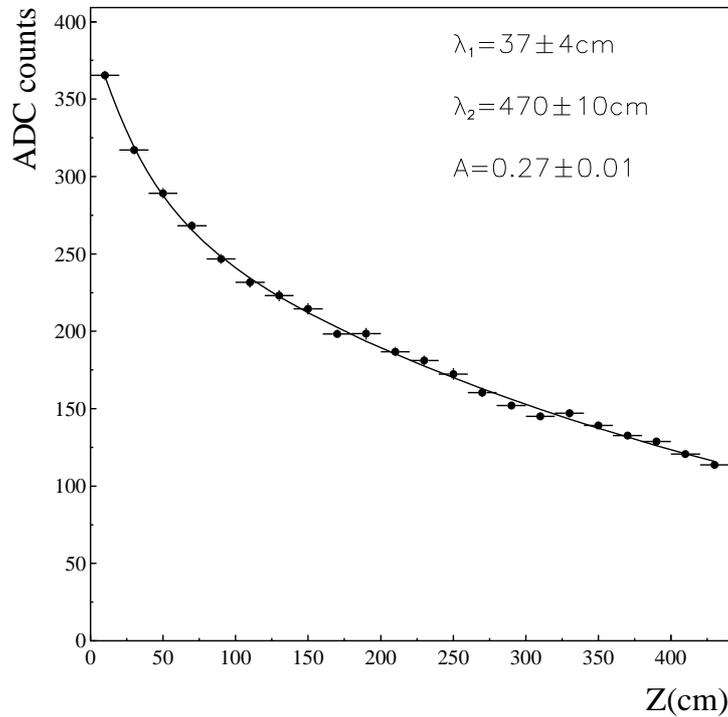


Figura 3.2: Valor medio della carica integrata in funzione della distanza dal *PM* per un campione di particelle al minimo di ionizzazione; Il *fit* sovrapposto è dato dalla somma di due esponenziali.

dell'angolo azimutale ϕ).

La procedura adottata per determinare le costanti di calibrazione è iterativa: viene calcolata la media dell'energia per ogni colonna, e ad ogni iterazione il rapporto tra questo valore e quello atteso (510 MeV) è usato come correzione per l'iterazione successiva. La procedura viene ripetuta sino ad ottenere una distribuzione costante in funzione di ϕ .

La scala energetica globale è poi fissata imponendo che il picco della distribuzione energetica degli eventi $\gamma\gamma$ sia uguale a 510 MeV.

3.1.4 La calibrazione della scala temporale

La misura della velocità della luce nelle fibre (v) e degli *offset* temporali $t_0^{A,B}$ si ottiene per ogni cella impiegando un campione di raggi cosmici:

- v e la differenza $t_0^A - t_0^B$ vengono valutate dal *fit* dello spettro di $t^A - t^B$ come mostrato in figura 3.4;
- $t_0^A + t_0^B$ si ricava per ogni cella con una procedura iterativa che minimizza i residui ottenuti dal *fit* lineare del tempo misurato in funzione della posizione delle celle accese. Poiché

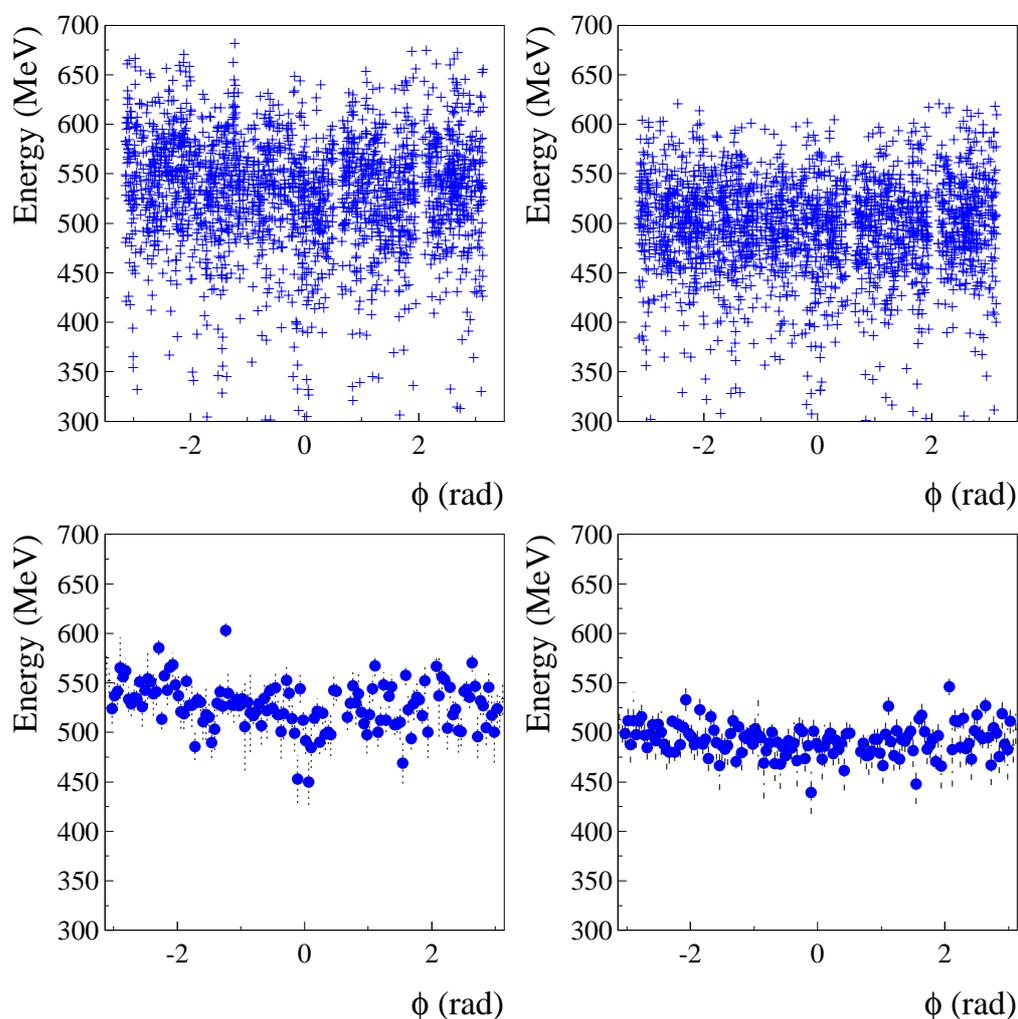


Figura 3.3: Distribuzione di E_{cl} in funzione dell'angolo ϕ per eventi Bhabha nel *barrel*. I grafici a sinistra (destra) sono ottenuti prima (dopo) la procedura di calibrazione.

questo metodo funziona correttamente solo per tracce dritte, sono impiegati raggi cosmici con due *cluster* connessi ad una traccia di alto impulso nella camera a deriva ($p \geq 7 \text{ GeV}/c$). I grafici in figura 3.5 riportano la distribuzione dei residui alle varie iterazioni.

t_0^A e t_0^B si ottengono poi combinando le due misure.

I valori di $t_0^A - t_0^B$ e v così ottenuti possono essere controllati con un metodo indipendente, usando l'informazione della camera a deriva. Il *fit* lineare di $t^A - t^B$ in funzione del punto di impatto della particella sul calorimetro, ottenuto estrapolando la traccia al centro della cella colpita, ha infatti una pendenza corrispondente a $2/v$ ed una intercetta pari a $t_0^A - t_0^B$. Il confronto tra le misure di v con i due metodi è riportato in figura 3.6: sebbene il secondo metodo sia leggermente più accurato

3.1 : La calibrazione del calorimetro elettromagnetico

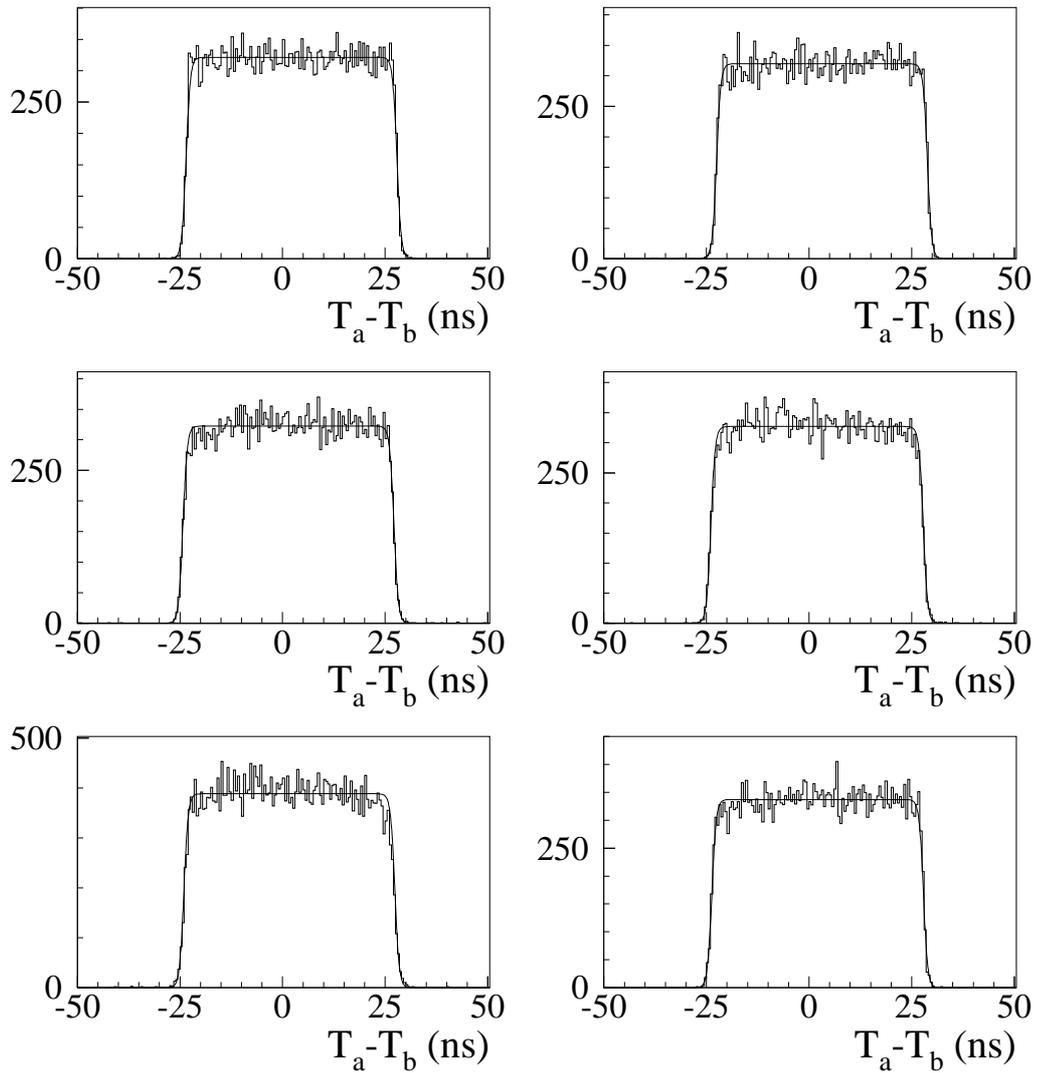


Figura 3.4: Distribuzione di $t^A - t^B$ per alcune celle del *barrel* con sovrapposti i relativi *fit*. Il centro di ciascuno spettro fornisce $t_0^A - t_0^B$, e la larghezza permette di ricavare v .

esso richiede una statistica di eventi maggiore e viene impiegato solo saltuariamente a scopo di controllo.

Una correzione fine ai valori di t_0 ottenuti con i cosmici viene poi ricavata utilizzando campioni di eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, imponendo che il tempo di arrivo dei fotoni sul calorimetro corrisponda ad $\sqrt{x_{cl}^2 + y_{cl}^2 + z_{cl}^2}/c$: una descrizione dettagliata di tutto il metodo si trova in [45].

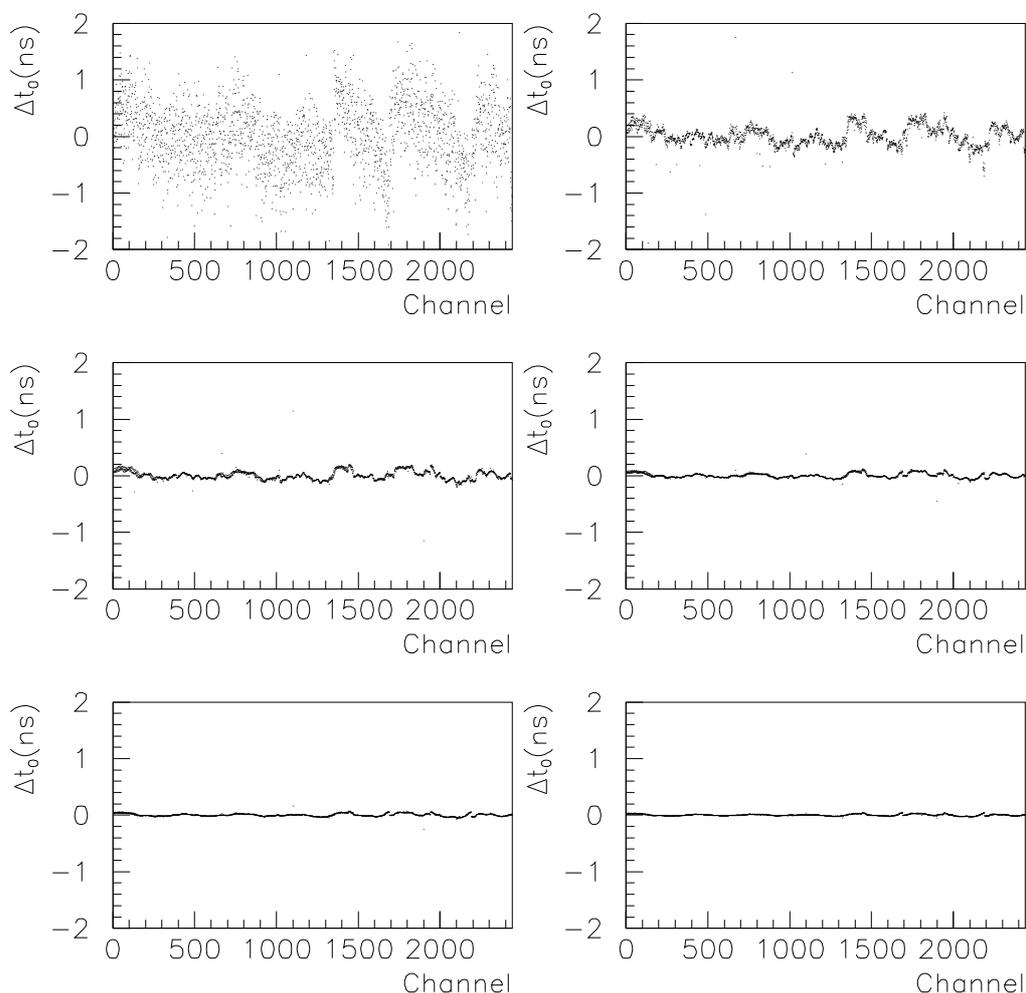


Figura 3.5: Correzioni al $t_0 = t_0^A + t_0^B$ ottenute per i canali del calorimetro, a diversi stadi della procedura di calibrazione. Il valore finale di t_0 di ottiene in $5 \div 6$ iterazioni.

3.2 La calibrazione della camera a deriva

La camera a deriva di KLOE deve ricostruire le tracce cariche con una risoluzione di $\sigma_{r,\phi} \sim 200 \mu\text{m}$ sul piano trasverso, compreso l'effetto del multiplo *scattering* delle particelle di basso impulso. Tutti i *test* eseguiti sui prototipi hanno mostrato risoluzioni di $\sim 120 \div 150 \mu\text{m}$ in una ampia regione della cella di deriva [46]: per ottenere le prestazioni di progetto le relazioni spazio-tempo delle celle di deriva devono essere misurate con elevata accuratezza e tenute continuamente sotto controllo, in quanto per il tipo di miscela impiegata presentano un andamento che devia fortemente dal regime di linearità.

La scelta della miscela gassosa (90%He – 10%*i*C₄H₁₀) è stata dettata dalla necessità di ridurre la

3.2 : La calibrazione della camera a deriva

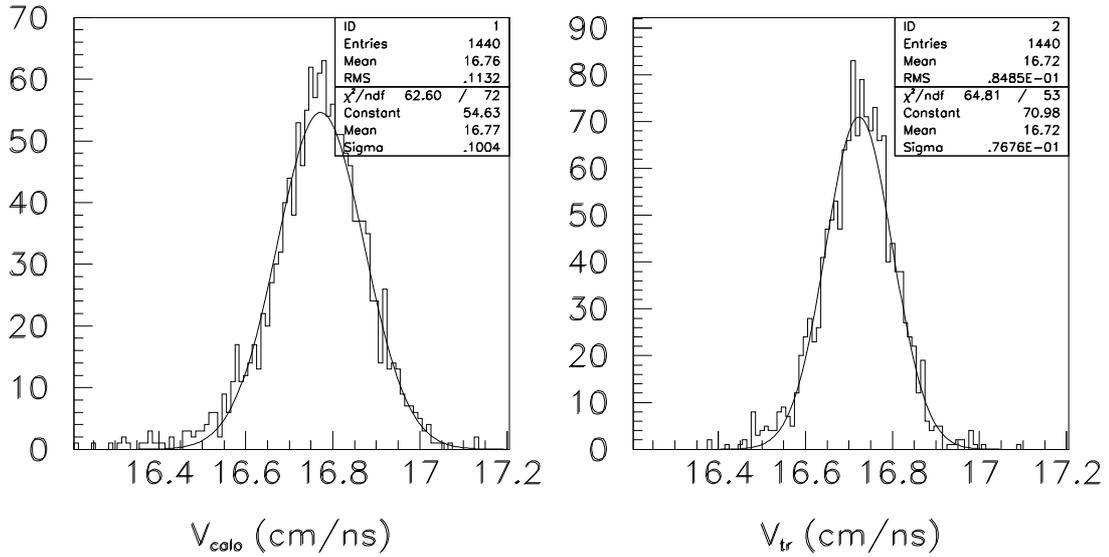


Figura 3.6: Confronto tra le distribuzioni di v per tutti i canali, ottenute con il solo calorimetro (a sinistra) e con l'ausilio della camera (a destra).

lunghezza di radiazione al livello richiesto. Le proprietà più rilevanti di tale miscela, misurate direttamente [47] o calcolate a partire dalle equazioni del trasporto di Boltzmann [49] sono mostrate in tabella 3.1:

| | |
|---|---|
| Numero di <i>cluster</i> primari | $12.3 \pm 0.2 \text{ cm}^{-1}$ |
| Ionizzazione specifica totale | $\sim 19 \text{ cm}^{-1}$ |
| Velocità di deriva ($E = 0.5 \div 1 \text{ kV/cm}$) | $17 \div 23 \text{ mm}/\mu\text{s}$ |
| Angolo di Lorentz ($E = 0.5 \div 1 \text{ kV/cm}$) | $0.2 \div 0.3 \text{ rad}$ |
| Coefficiente di diffusione ($E = 0.5 \div 1 \text{ kV/cm}$) | $3.5 \div 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\mu\text{s}$ |
| Lunghezza di radiazione | $\sim 1300 \text{ m}$ |

Tabella 3.1: Proprietà della miscela di gas 90%He – 10%*i*C₄H₁₀.

In particolare la velocità di deriva presenta una forte dipendenza dal campo elettrico, come risulta dalle misure riportate in figura 3.7. Inoltre, a causa della geometria stereo della camera, la configurazione del campo elettrico all'interno di una singola cella di deriva cambia lungo la direzione del filo (vedi fig. 3.8) producendo una forte dipendenza della relazione spazio-tempo ($s - t$) dal punto di ingresso della particella lungo il filo; la geometria quadrata delle celle determina poi un'ulteriore dipendenza di tali relazioni dall'angolo di incidenza della traccia.

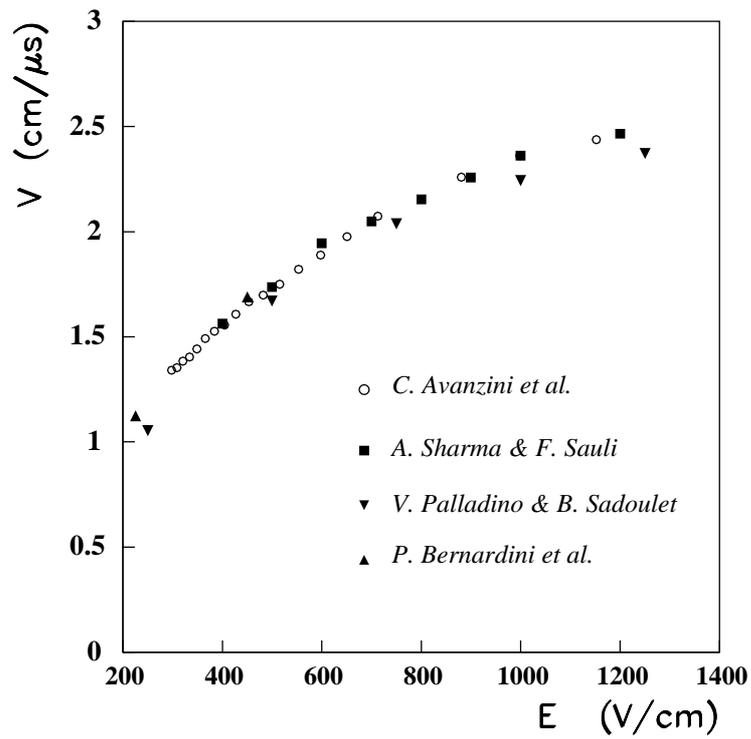


Figura 3.7: Velocità di *drift* in funzione del campo elettrico applicato.

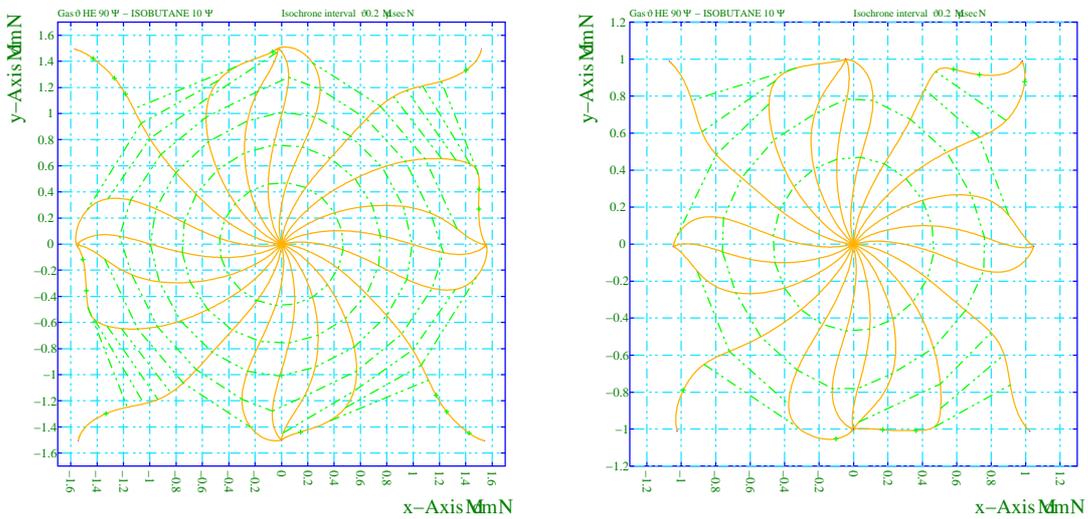


Figura 3.8: Immagine pittorica delle linee di deriva in due celle, simulata con l'ausilio di GARFIELD [48].

3.2 : La calibrazione della camera a deriva

3.2.1 La ricostruzione delle tracce

L'algoritmo di ricostruzione delle tracce è basato sul programma sviluppato per la camera dell'esperimento ARGUS. Il programma è stato adattato alla geometria stereo del rivelatore ed ottimizzato per la particolare topologia degli eventi in KLOE. La ricostruzione avviene in tre passaggi successivi:

1. il *pattern recognition*;
2. il *fit* delle tracce;
3. il *fit* dei vertici.

L'algoritmo di *pattern recognition*

L'algoritmo di "*pattern recognition*" ricostruisce i frammenti di traccia e fornisce una stima iniziale dei loro parametri; i dati in ingresso sono le posizioni delle celle accese (*hit*) e le distanze di deriva, ottenute impiegando delle relazioni spazio tempo approssimate ("*raw*"). La ricostruzione agisce prima sul piano trasverso, e in un secondo momento determina la coordinata z : a causa della lieve variazione degli angoli stereo con la distanza dall'asse della camera, una singola traccia si manifesta nel piano trasverso come due segmenti di traccia distinti con curvature diverse nelle due viste. Per ciascuna vista stereo, a partire dai fili più esterni, gli *hit* vicini vengono associati tra loro: quando almeno tre *hit* sono associati è possibile calcolare la curvatura del frammento di traccia; altri *hit* vengono associati solo se la curvatura che si ottiene aggiungendoli è compatibile con quella iniziale.

Un candidato di traccia è preso in considerazione nei successivi stadi della ricostruzione solo se ha almeno 4 *hit* nelle due viste. Una volta associati tutti gli *hit* viene eseguito il *fit* dei candidati, per determinarne le curvature; infine i candidati di traccia delle due viste vengono combinati in coppie, in base alla loro curvatura e a considerazioni geometriche. Viene quindi eseguito un primo *fit* tridimensionale usando tutti gli *hit* che compongono i due segmenti di traccia nelle due viste, per valutare la coordinata z .

Il *fit* delle tracce

Il *fit* delle tracce si basa sulla minimizzazione di una funzione di χ^2 : poiché le relazioni spazio-tempo dipendono dai parametri della traccia, la soluzione si ottiene attraverso una procedura iterativa. A ciascuna iterazione la distanza di deriva per ciascun *hit* viene ricalcolata impiegando le relazioni $s - t$ opportune.

Inoltre vengono stimati gli effetti della perdita di energia e del multiplo *scattering*. La variazione dell'impulso della particella è calcolata assumendo la massa del pione; si tiene conto dello *scattering* dividendo la traccia in segmenti di lunghezza tale che l'effetto dello *scattering* sul segmento sia minore della risoluzione spaziale: gli angoli di *scattering* nei piani trasverso e longitudinale vengono poi inseriti come parametri addizionali nel *fit*.

Il fit dei vertici

I parametri di traccia sono usati per individuare il vertice primario e i vertici secondari. Per ogni coppia di tracce viene costruito un χ^2 con la distanza di minimo approccio tra le tracce, pesata con gli errori di estrapolazione. Per ridurre il numero di combinazioni le tracce vengono prima estrapolate nel punto di incrocio dei fasci e viene cercato il vertice primario. Vengono poi cercati i vertici secondari per le tracce che non sono state ancora associate ad altri vertici: nell'extrapolazione l'impulso della traccia è corretto per tenere conto delle perdite di energia nelle pareti della camera e nella *beam pipe*; l'effetto del multiplo *scattering* è poi valutato nel calcolare la matrice di covarianza del fit.

3.2.2 Le relazioni spazio-tempo e la procedura di autocalibrazione

Approfonditi studi di *Monte Carlo* hanno mostrato che le relazioni spazio-tempo possono essere parametrizzate efficacemente in funzione degli angoli β e $\tilde{\phi}$ definiti in figura 3.9 (con $\beta \in [65^\circ, 125^\circ]$). Sei celle di forma diversa (“celle di riferimento”), ognuna corrispondente ad un

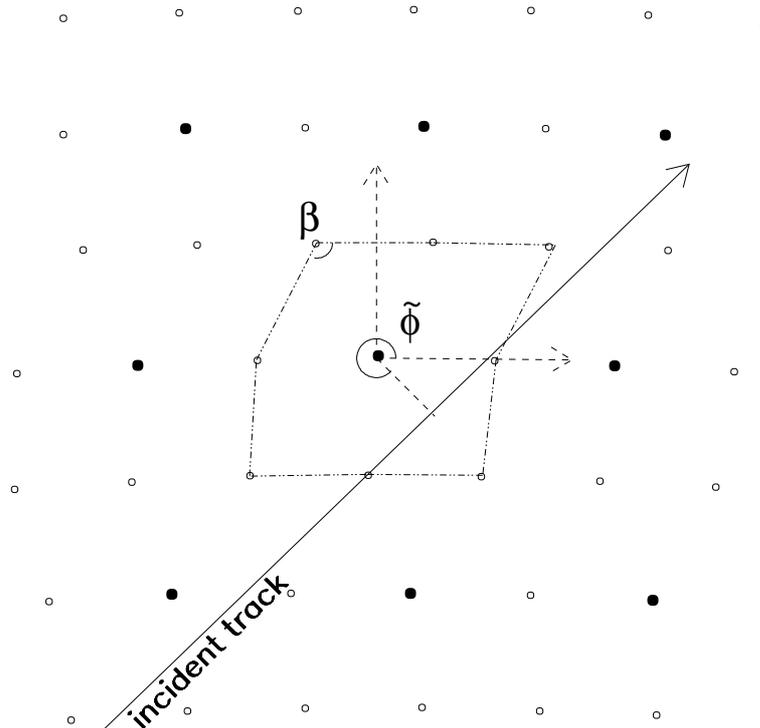


Figura 3.9: Definizione di β e $\tilde{\phi}$. L'angolo β definisce la geometria della cella, mentre $\tilde{\phi}$ è l'angolo di incidenza della traccia.

diverso valore di β , sono sufficienti per fornire una descrizione realistica delle relazioni spazio-tempo su tutto il volume della camera [51]: in ciascuna cella l'angolo $\tilde{\phi}$ è diviso in 36 intervalli di

3.2 : La calibrazione della camera a deriva

10° . Poichè la parte inferiore della cella è quadrata³ e non è affetta dalla deformazione descritta dall'angolo β , in totale sono necessarie $16 \times 6 + 20 = 116$ parametrizzazioni per descrivere le celle piccole ed altrettante per le grandi.

Le relazioni $s - t$ sono determinate con campioni di raggi cosmici, che assicurano una illuminazione abbastanza uniforme della camera e coprono tutto l'intervallo degli angoli $\tilde{\phi}$ delle celle (vedi fig. 3.10).

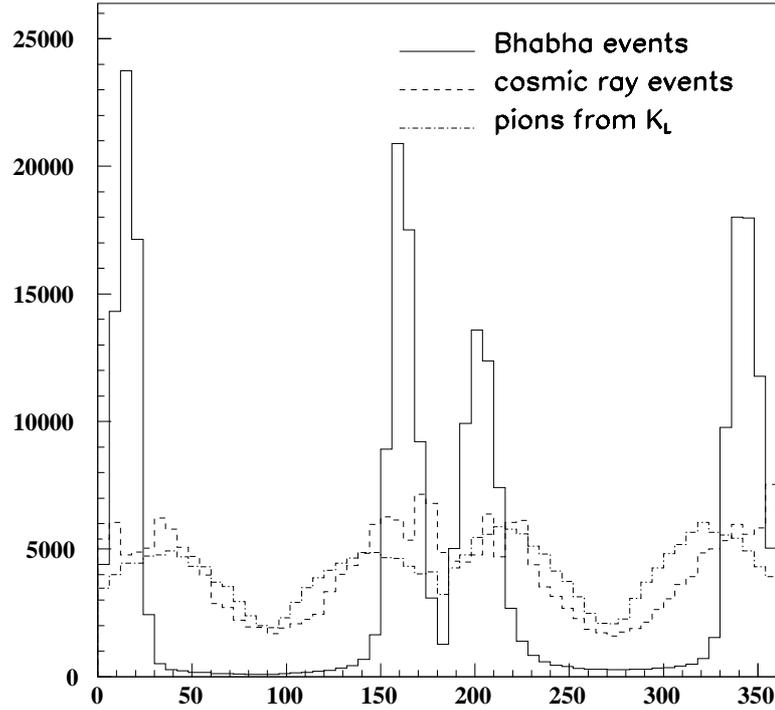


Figura 3.10: Distribuzione di $\tilde{\phi}$ ottenuta con tracce di eventi Bhabha, muoni cosmici e tracce di π prodotti dal decadimento del K_L^0 .

La determinazione dei T_0 della camera

I raggi cosmici sono acquisiti in *run* dedicati alla calibrazione, o filtrati durante la normale presa dati dal programma di ricostruzione (cfr. par. 4.2.3). Per selezionare il campione si richiede che la particella abbia prodotto una traccia con almeno 40 *hit*, e due *cluster* (uno di ingresso e l'altro di uscita) nel calorimetro. Il tempo misurato da ciascun filo acceso può essere espresso nella forma:

$$t = T_{tof} + T_{wire} + T_{drift} + T_0 \quad (3.2.1)$$

dove (cfr. fig. 3.11):

³Questo è vero solo in prima approssimazione: le simulazioni *Monte Carlo* mostrano comunque che la deformazione della parte inferiore della cella ha un effetto trascurabile sulle relazioni $s - t$.

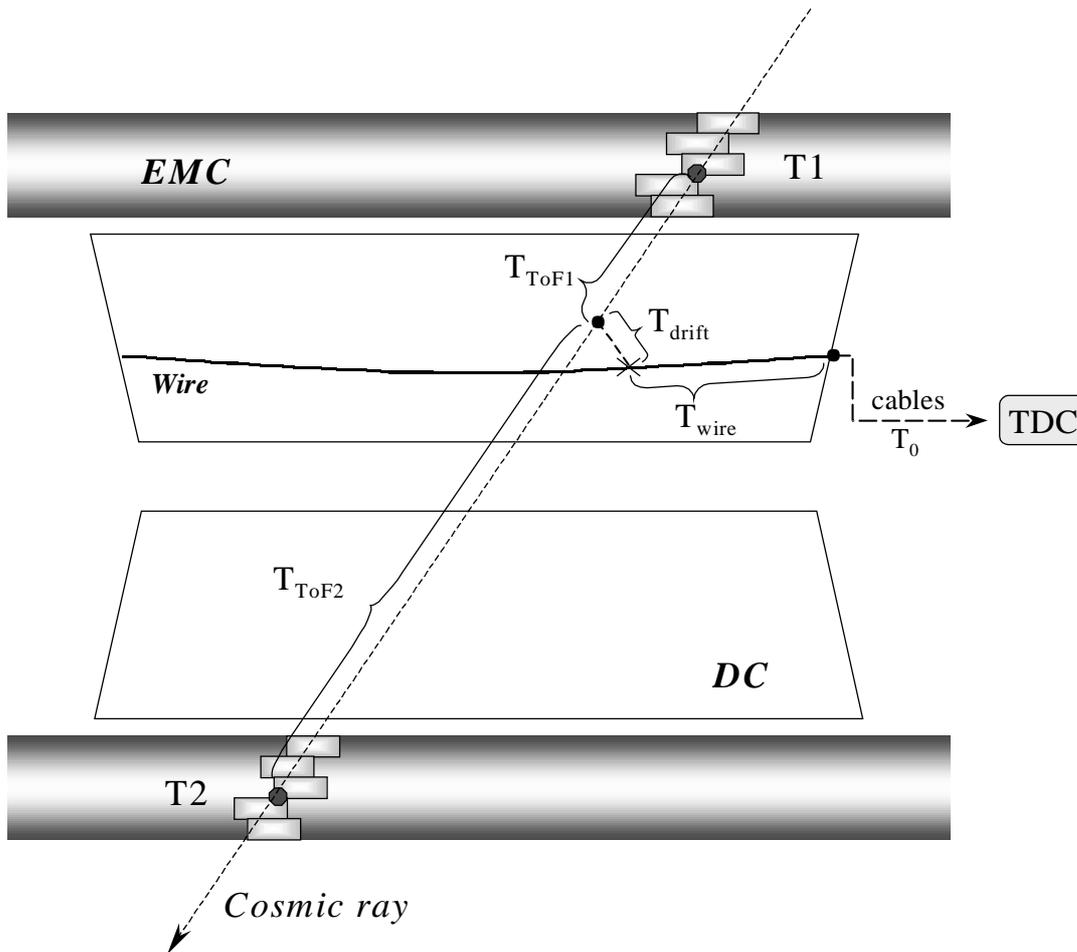


Figura 3.11: Rappresentazione pittorica dei vari contributi al tempo misurato dalla cella al passaggio di un μ cosmico.

- T_{tof} = tempo di volo della particella dal *cluster* di ingresso sino al filo;
- T_{wire} = tempo di propagazione del segnale lungo il filo;
- T_{drift} = tempo di deriva;
- T_0 = *offset* temporale caratteristico del canale.

Il primo passo della procedura di calibrazione è la misura degli *offset* temporali caratteristici di ogni filo (T_0), e dovuti all'elettronica e alla lunghezza dei cavi. Per ogni canale si esegue il *fit* della distribuzione dei tempi con la funzione:

$$a + b \cdot \frac{e^{-d \cdot (t - T_1)}}{1 + e^{-(t - T_0)/c}} \quad (3.2.2)$$

dove a tiene conto del contributo degli accidentali, e la decrescita della distribuzione dei tempi è descritta da un esponenziale. Il valore di T_0 è definito come il punto di flessione della *fermi-dirac*,

3.2 : La calibrazione della camera a deriva

mentre il parametro c fornisce una stima della risoluzione temporale in prossimità del filo. In figura 3.12 è mostrato il *fit* per uno dei canali della camera, mentre l'istogramma in figura 3.13 mostra la distribuzione dei T_0 per tutti i fili.

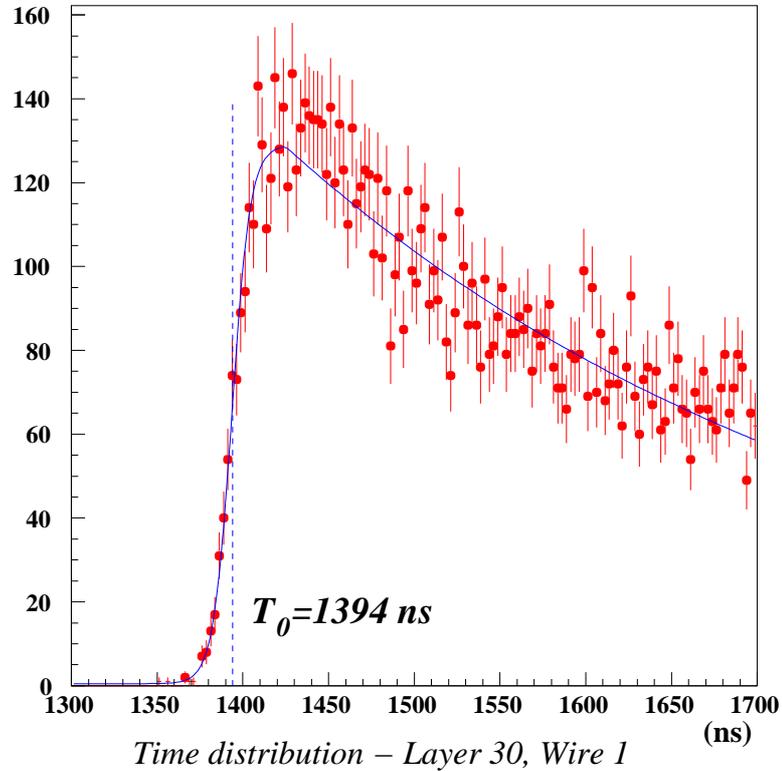


Figura 3.12: Distribuzione dei tempi per una delle celle grandi. È sovrapposto il *fit* impiegato per la determinazione del T_0 .

La calibrazione delle relazioni spazio-tempo

Lo scopo della procedura di calibrazione è di ottenere le relazioni $s - t$ e di controllarne la stabilità entro $\sim 100 \mu\text{m}$, impiegando solo le informazioni delle celle accese dalle particelle nella camera e senza l'ausilio di nessun sistema di tracciamento esterno.

La procedura inizia impiegando un *set* preliminare di relazioni $s - t$ ottenute dal programma di simulazione GARFIELD, che permette di ricavare le distanze dai fili di lettura (d_i^{par}) a partire dai tempi misurati dalle celle accese (t_i). Il vettore d_i^{par} viene dato in ingresso alla procedura di ricostruzione delle tracce, e per ogni filo acceso si calcola il residuo del *fit*:

$$\delta d_i = d_i^{fit} - d_i^{par}$$

Per ciascuna delle 232 parametrizzazioni la distanza totale di deriva viene divisa in intervalli di $\sim 100 \mu\text{m}$ ($bin(i)$), e viene calcolata la media dei residui in ciascun bin ($res(i)$) per un campione di

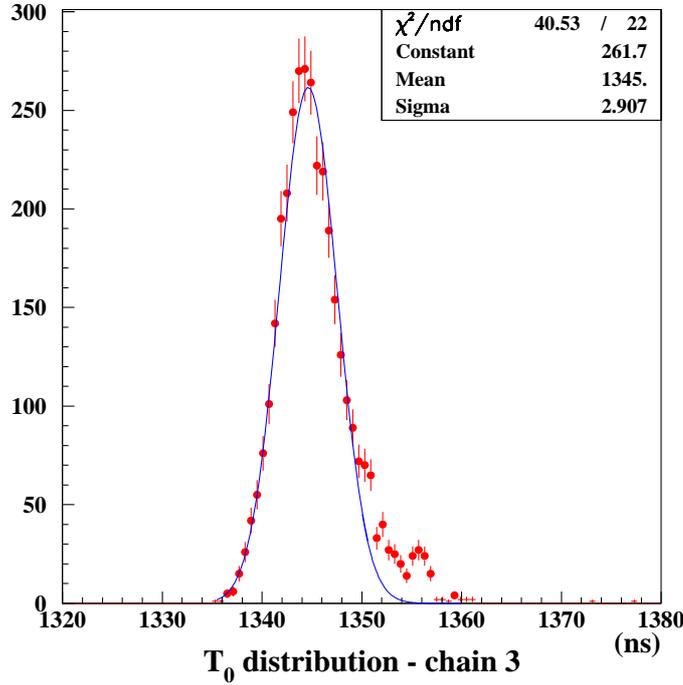


Figura 3.13: Distribuzione dei T_0 misurati per una delle catene di acquisizione della camera.

$\simeq 2 \times 10^5$ eventi. La media dei residui viene impiegata quindi come correzione alla relazione $s - t$ da applicare nell'iterazione successiva; affinché la correzione applicata sia continua all'interno dell'intervallo in cui è stato calcolato il residuo, viene eseguita una interpolazione lineare.

Più in dettaglio la distanza di deriva ad ogni iterazione viene calcolata come:

$$d^{par}(k+1) = d^{par} + corr(k, d^{par}) \quad (3.2.3)$$

dove d^{par} è ottenuto con le relazioni $s - t$ iniziali e $corr(k, d^{par})$ è la correzione applicata all'iterazione k -esima, pari a:

$$corr(k, d^{par}) = corr(k-1, d^{par}) + res(k-1, d^{par}) \quad (3.2.4)$$

essendo $res(d^{par})$ la funzione ottenuta interpolando linearmente i residui. Per calibrare tutte le relazioni spazio tempo sono necessarie $\sim 3 \div 4$ iterazioni, e per ciascuna vengono impiegati $\sim 2 \times 10^5$ eventi.

In figura 3.14 è riportata la distribuzione dei residui per una delle parametrizzazioni, dopo la calibrazione: la procedura viene iterata sino a che il valor medio dei residui nel centro della cella è inferiore a $\sim 50 \mu\text{m}$.

Quando il valore dei residui è soddisfacente si esegue un'ultima iterazione, durante la quale vengono riempiti per ciascuna parametrizzazione degli istogrammi con d^{fit} in funzione del tempo di

3.2 : La calibrazione della camera a deriva

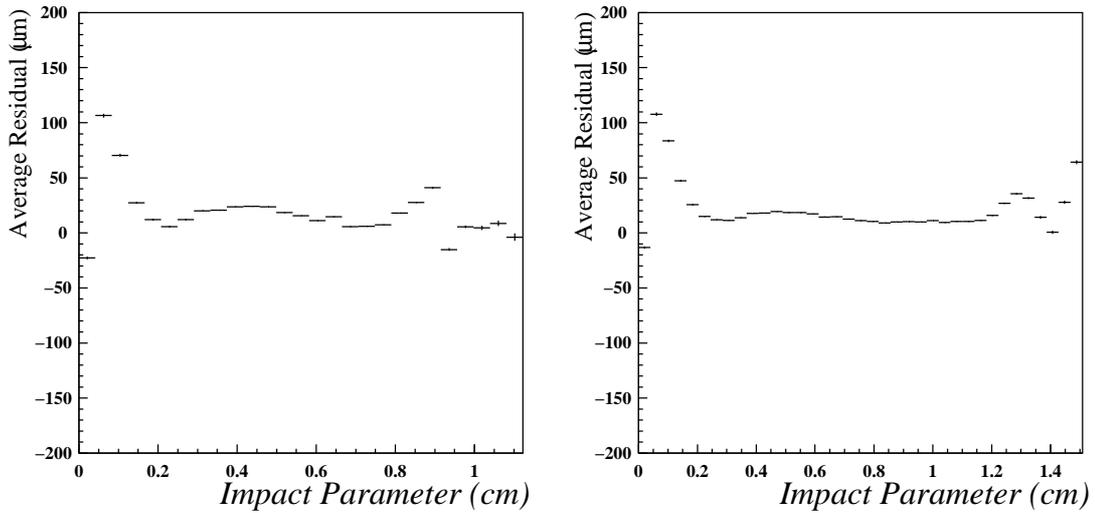


Figura 3.14: Valor medio dei residui alla fine della procedura di calibrazione per celle piccole (sinistra) e grandi (destra), relativo a tracce con $\tilde{\phi} \simeq 0^\circ$.

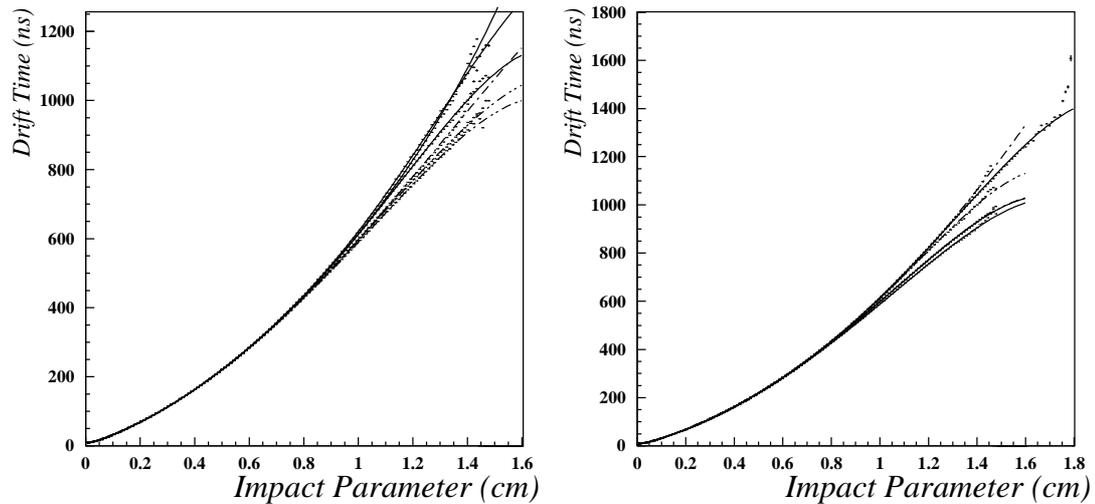


Figura 3.15: Relazioni spazio-tempo per diversi valori di β (sinistra) e $\tilde{\phi}$ (destra). Il fit delle relazioni con polinomi di 5^o grado permette di ricavare le nuove parametrizzazioni delle relazioni $s - t$ al termine della procedura di calibrazione.

deriva t (vedi fig. 3.15). Gli istogrammi hanno *bin* di $\sim 50 \mu\text{m}$, per ciascuno dei quali viene calcolata la media della relazione $s - t$: il fit con dei polinomi di 5^o grado fornisce quindi la nuova parametrizzazione delle relazioni spazio-tempo, che viene inserita in un *database* per essere impiegata in fase di ricostruzione.

In figura 3.16 è mostrato un diagramma a blocchi con le varie operazioni eseguite dal programma di calibrazione.

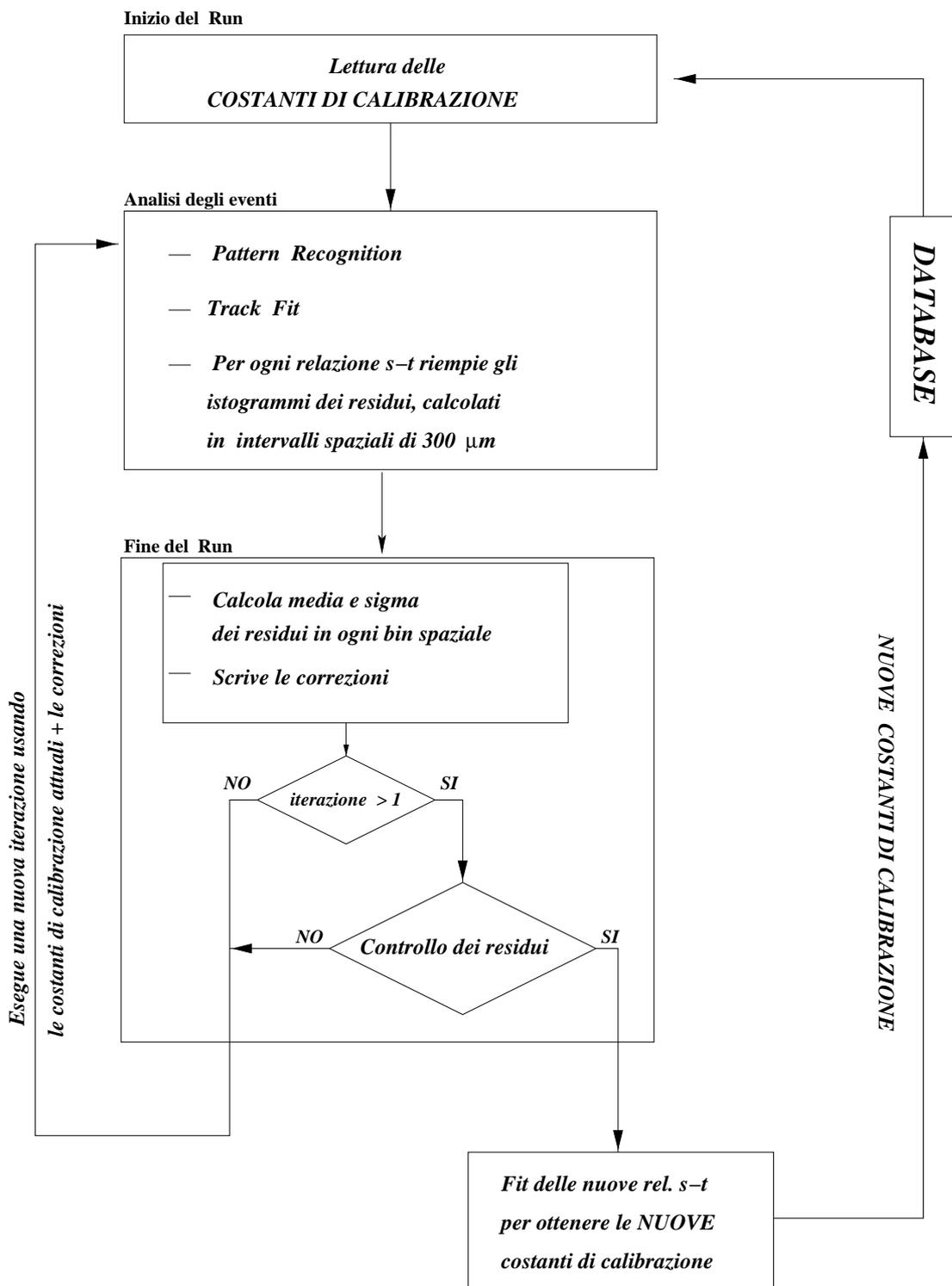


Figura 3.16: Struttura del programma di calibrazione delle relazioni $s - t$.

3.3 Le prestazioni del rivelatore: il calorimetro

Nel seguito sono descritte le prestazioni del calorimetro elettromagnetico, ottenute dallo studio di alcuni campioni di eventi acquisiti durante la presa dati del '99. Tutte le distribuzioni mostrate in questa sezione sono state ottenute intregrando gli eventi su tutto il rivelatore, senza selezionare particolari regioni fiduciali. Non sono stati applicati tagli angolari o energetici, l'unica richiesta è stata il completo contenimento degli sciami nel calorimetro.

3.3.1 La risoluzione energetica del calorimetro

Una sorgente di γ che copre un ampio intervallo energetico ed angolare è dato dai fotoni prodotti negli eventi Bhabha radiativi. Facendo uso della ricostruzione delle tracce e impiegando il valor medio dell'impulso totale della ϕ nel sistema dal laboratorio ($\vec{p}_\phi \simeq -12.75$ MeV) si ricavano il 3-impulso (\vec{p}_γ) e l'energia (E_γ) del γ . La richiesta che il *cluster* di fotone si trovi in un cono intorno alla direzione dell'impulso mancante, permette di scartare in questa analisi i *cluster* accidentali.

La distribuzione dell'energia (E_{cl}) dei *cluster* selezionati, in funzione di E_γ , consente di valutare la risoluzione energetica del calorimetro: abbiamo diviso il grafico bidimensionale in intervalli di $\Delta E_\gamma \sim 10$ MeV, ed eseguito un *fit* gaussiano della distribuzione di E_{cl} in ciascun *bin*, ottenendo la media dell'energia ricostruita dal calorimetro (E_{rec}), e la sigma della distribuzione ($\sigma(E_{rec} - E_\gamma)$). In figura 3.17 è riportata la risoluzione $\sigma(E_{rec} - E_\gamma)/E_\gamma$ in funzione di E_γ , con sovrapposto un *fit* $\propto 1/\sqrt{E/\text{GeV}}$ più un termine costante, che dovrebbe tener conto di eventuali perdite o non linearità. Il risultato è compatibile con:

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{5.7\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}} \quad (3.3.1)$$

con un termine costante trascurabile.

In figura 3.18 è invece mostrata la distribuzione di $(E_{rec} - E_\gamma)/E_\gamma$ in funzione di E_γ : se ne ricava una linearità migliore dell'1% per $E_\gamma > 50$ MeV, e migliore di $4 \div 5\%$ per $E_\gamma \in [20, 50]$ MeV.

Il confronto con analoghe misure effettuate sui prototipi ($\sigma_E/E \sim 5\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$) mostra che complessivamente il rivelatore fornisce prestazioni vicine a quelle di progetto.

3.3.2 La ricostruzione delle masse

Per valutare le prestazioni del calorimetro nella ricostruzione della massa del π^0 abbiamo selezionato un campione di eventi $\phi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Analogamente un campione di $\phi \rightarrow \eta\gamma$ è stato impiegato per controllare la ricostruzione della massa dell' η negli eventi in cui $\eta \rightarrow \gamma\gamma$.

L'identificazione degli eventi $\pi^+\pi^-\pi^0$ si ottiene chiedendo un vertice prossimo al punto di interazione e due *cluster* neutri (non associati a tracce). La ricostruzione della massa invariante dei due γ si ottiene assumendo che la direzione di volo di ogni fotone corrisponda alla congiungente il vertice con i centroidi del relativo *cluster*. In figura 3.19 è riportata la massa invariante del π^0 , in accordo entro lo 0.6% con il valore del PDG.

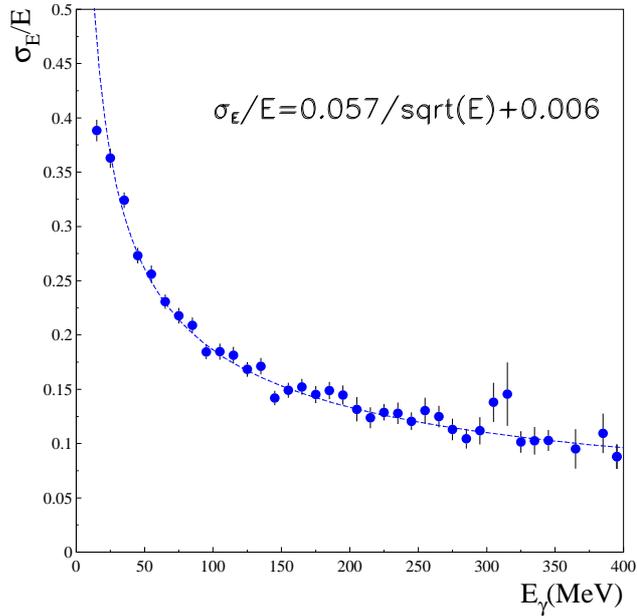


Figura 3.17: Risoluzione energetica del calorimetro misurata con i fotoni radiativi dei Bhabha.

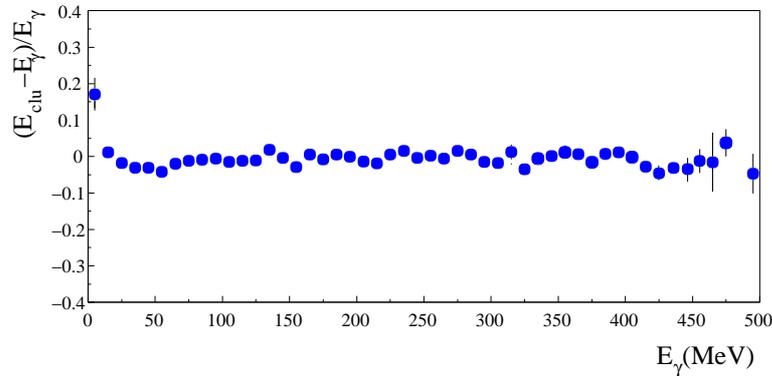


Figura 3.18: Linearità del calorimetro nella misura dell'energia in funzione di E_γ ottenuta con i fotoni radiativi in eventi Bhabha.

La massa ricostruita dai due fotoni del decadimento $\eta \rightarrow 2\gamma$ è invece mostrata in figura 3.20: anche in questo secondo caso si ha un buon accordo ($\sim 0.4\%$) con il valor medio del PDG.

Un campione utile per lo studio dei decadimenti a molti fotoni è fornito dagli eventi con $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$. In questo caso il kaone ha una vita media breve ($\lambda_S \sim 6$ mm) e assumere che il vertice di decadimento sia nel punto di interazione non influisce sulla ricostruzione della massa del K_S^0 . In figura 3.21 è mostrata la massa del K ottenuta con i 4 γ . La massa così ottenuta differisce meno dell'1% dal valore del PDG, e la σ è in buon accordo con quanto aspettato dalla simulazione di *Monte Carlo*.

3.3 : Le prestazioni del rivelatore: il calorimetro

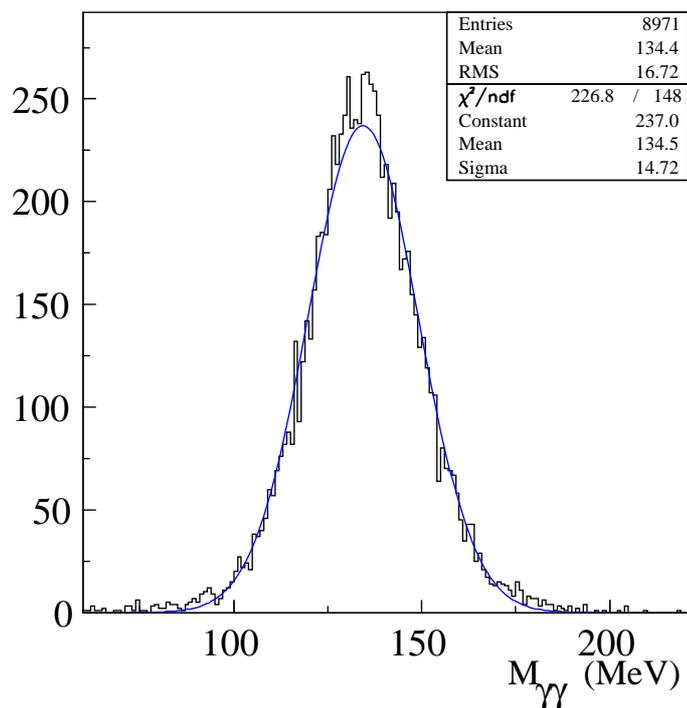


Figura 3.19: Massa invariante del π^0 ricostruita dal calorimetro in eventi $\pi^+\pi^-\pi^0$.

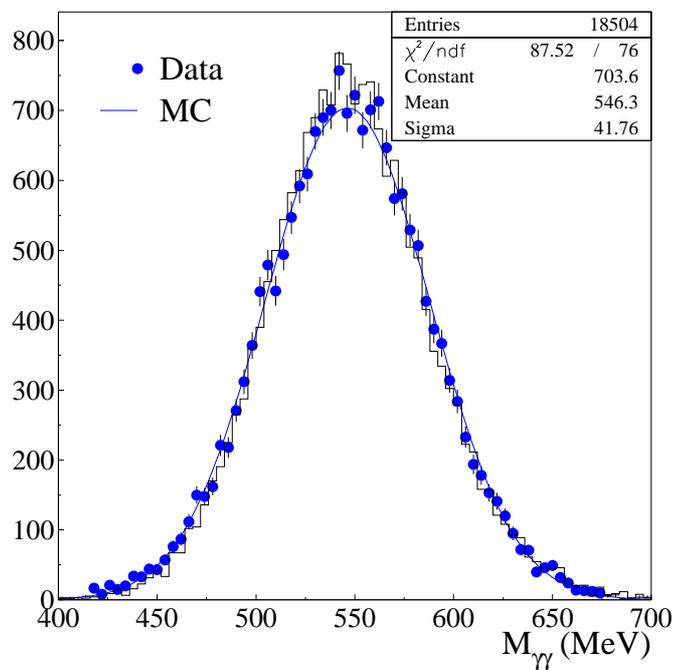


Figura 3.20: Massa invariante dell' η in eventi $\phi \rightarrow \eta\gamma \rightarrow 3\gamma$, ricostruita con il calorimetro.

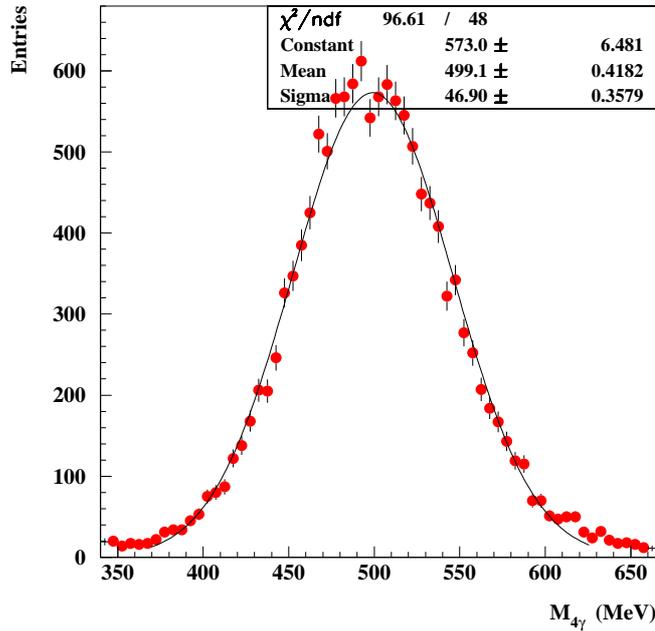


Figura 3.21: Massa invariante del K_S^0 in eventi con $K_S^0 \rightarrow 2\pi^0$.

3.3.3 La risoluzione temporale del calorimetro

La risoluzione temporale in funzione di E_γ , per fotoni prodotti in eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ e nei decadimenti radiativi della ϕ , è riportata in figura 3.22. Un buon accordo tra i diversi campioni impiegati si osserva al di sotto dei 100 MeV, sebbene i Bhabha radiativi mostrino una risoluzione leggermente maggiore. Dal *fit* dei diversi campioni si ottiene una risoluzione:

$$\sigma_t(E) \simeq \left(\frac{54}{\sqrt{E/\text{GeV}}} + 150 \right) \text{ ps} \quad (3.3.2)$$

Il termine costante è dovuto in parte alla miscalibrazione residua del calorimetro, ed in parte alla dimensione finita dei pacchetti in DAΦNE, mentre il termine $\propto 1/\sqrt{E_\gamma/\text{GeV}}$ è compatibile con la risoluzione di progetto.

3.4 Le prestazioni del rivelatore: la camera a deriva

3.4.1 Risoluzione spaziale

La risoluzione spaziale in funzione della distanza di deriva all'interno della cella è riportata in figura 3.23. La risoluzione mediata su tutto il rivelatore è inferiore ai 200 μm in un'ampia regione della cella, indipendentemente dalla direzione azimutale delle tracce ($\tilde{\phi}$) e dal valore di β .

3.4 : Le prestazioni del rivelatore: la camera a deriva

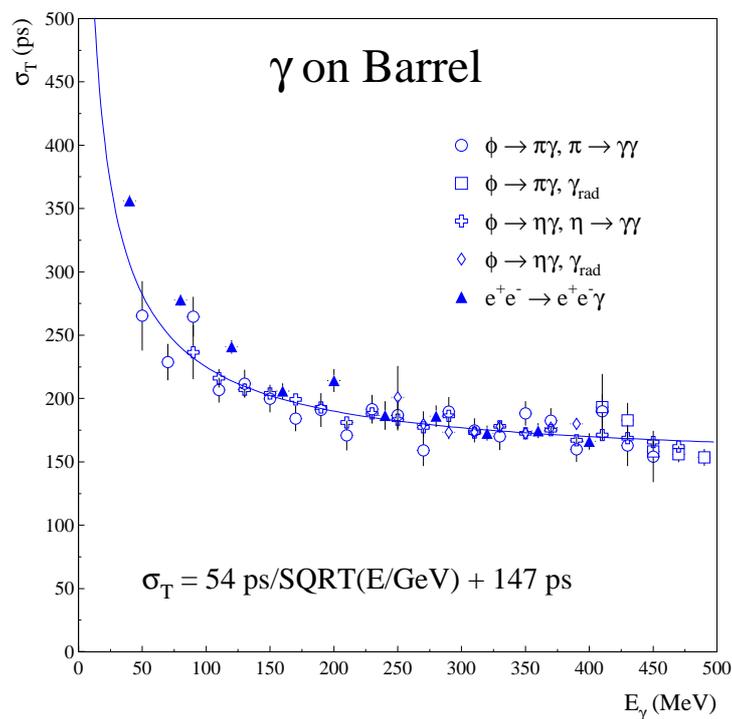


Figura 3.22: Risoluzione temporale del calorimetro (*barrel*) al variare dell'energia del γ , ricavata su diversi campioni di dati.

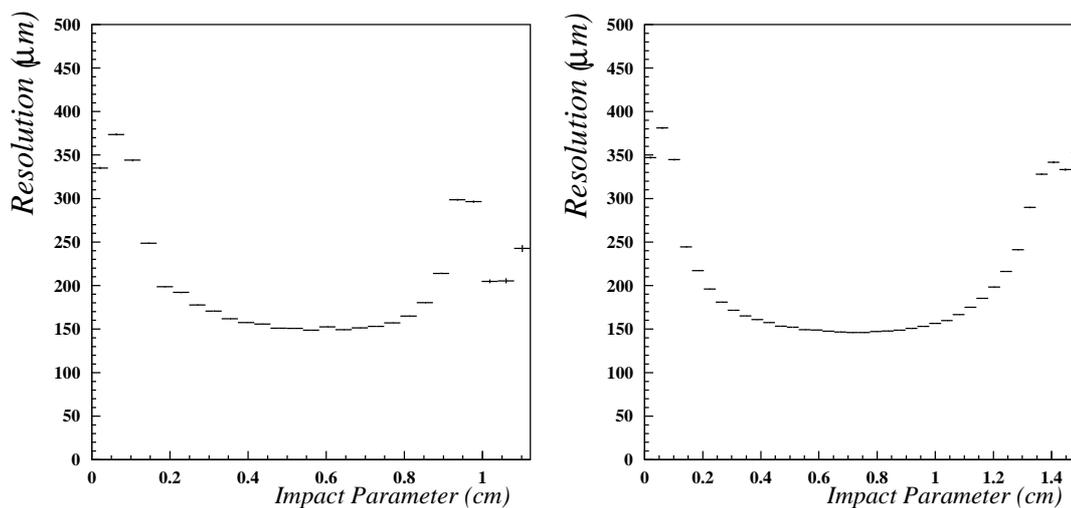


Figura 3.23: Risoluzione spaziale per celle piccole (sinistra) e grandi (destra), con $\tilde{\phi} \simeq 0^\circ$.

La funzione di risoluzione così ottenuta è la somma di diversi contributi:

- la statistica della ionizzazione primaria;
- la diffusione longitudinale degli elettroni;
- l'incertezza nella misura del tempo di deriva.

Il *fit* della risoluzione con i tre contributi è mostrato in figura 3.24, dove è preso in considerazione

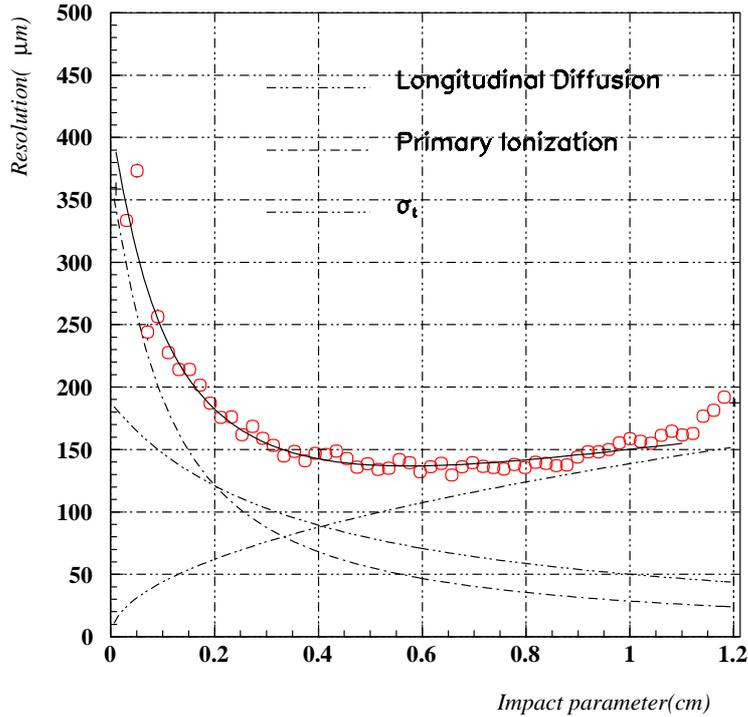


Figura 3.24: Contributi alla risoluzione spaziale dovuti alla ionizzazione, alla diffusione longitudinale degli elettroni, alla risoluzione nella misura del tempo di deriva.

l'intervallo $[0, 1.1]$ cm in cui sono trascurabili le distorsioni del campo elettrico dovute alla forma quasi quadrata delle celle.

Il contributo della ionizzazione primaria è stato parametrizzato in funzione del cammino libero medio λ tra due ionizzazioni successive. Il *fit* fornisce $\lambda = 770 \pm 14 \mu\text{m}$, corrispondente ad una ionizzazione primaria specifica di:

$$n_p = 12.9 \pm 0.1 \text{ cluster} / \text{cm}^{-1}$$

valore in buon accordo con [49] [50].

Il contributo della diffusione degli elettroni nel gas è stato parametrizzato come il prodotto di un termine dipendente dal numero di *cluster* n che contribuisce all'arrivo del primo elettrone sul filo, e del rapporto tra coefficiente di diffusione e velocità di deriva $D(E)/w(E)$. Dal *fit* si ricava:

$$n = 10.2 \pm 1.7 \tag{3.4.1}$$

$$D(E)/w(E) = (2.97 \pm 0.21) \cdot 10^{-4} \text{ cm} \tag{3.4.2}$$

3.4 : Le prestazioni del rivelatore: la camera a deriva

Il contributo dovuto alla risoluzione temporale, che è costante in tempo ed è convoluto con la relazione $s - t$, risulta dal *fit* pari a

$$\sigma_t = 4.8 \pm 0.2 \text{ ns}$$

3.4.2 Risoluzione in impulso e massa invariante

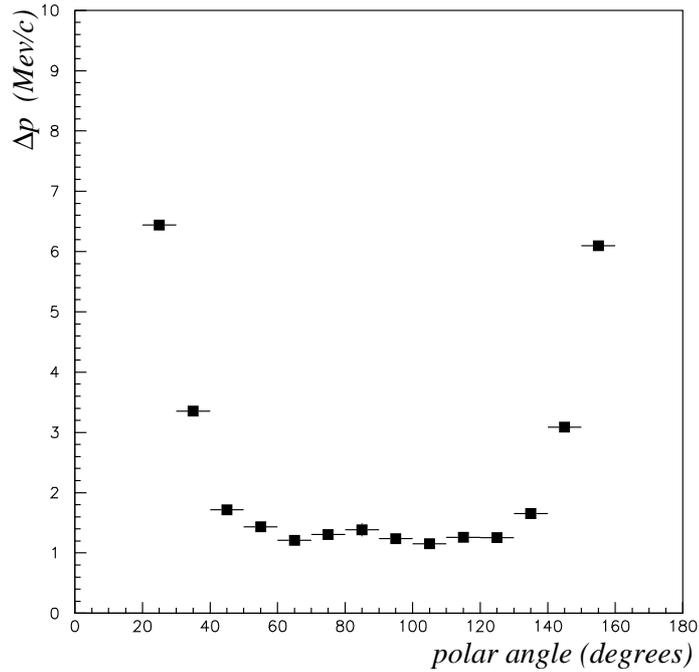


Figura 3.25: Risoluzione in impulso per elettroni e positroni di 510 MeV/c, in funzione dell'angolo polare.

La risoluzione in impulso (σ_p) per elettroni e positroni a ~ 510 MeV si ricava dall'analisi degli eventi Bhabha: in particolare in figura 3.25 è mostrata σ_p in funzione dell'angolo polare delle tracce. Nell'intervallo angolare $\theta \in [50^\circ, 130^\circ]$ la risoluzione è di 1.4 MeV/c, valore che soddisfa pienamente le richieste di progetto. Per tracce con basso impulso trasverso la risoluzione peggiora gradualmente, ma è comunque in ottimo accordo con quanto aspettato.

Un'altra figura di merito della camera a deriva di KLOE, che ha particolare interesse alla luce delle analisi mostrate nei prossimi capitoli, è data dalla risoluzione nella ricostruzione della massa invariante dei kaoni nei decadimenti $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Il *fit* in figura 3.26, che si riferisce alla massa invariante ricostruita dalle tracce dei due pioni da $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, mostra una risoluzione $\sigma(M_K)/M_K \sim 0.2\%$, ed un perfetto accordo con il valore di M_{K^0} del PDG.

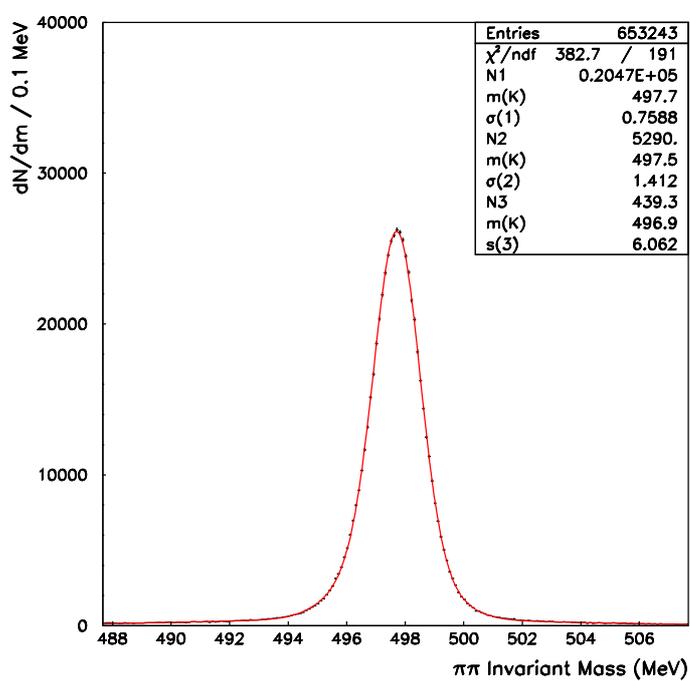


Figura 3.26: Massa invariante ricostruita del K_s^0 nei decadimenti $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. È sovrapposto un *fit* con tre gaussiane per tenere conto delle code nella misura degli impulsi dei due π .

Capitolo 4

L'acquisizione e la selezione degli eventi a KLOE

Nell'aprile del '99 sono state osservate in KLOE le prime collisioni e^+e^- ; successivamente alla fine di luglio dello stesso anno è iniziata una presa dati sporadica, con diverse interruzioni. Nell'inverno del '99 (24 novembre–19 dicembre) DAΦNE è stata dedicata esclusivamente a KLOE: in questo periodo la macchina ha fornito prestazioni ben lontane da quelle di progetto (cfr. par. 2.2) raggiungendo una luminosità di picco di $\mathcal{L}_{peak} \sim 3.5 \times 10^{30} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ed una luminosità integrata totale di $\simeq 2.4 \text{ pb}^{-1}$.

Nella prima metà dell'anno 2000 drastici interventi sulla regione di interazione e sul sistema di iniezione dei fasci hanno consentito un notevole incremento della luminosità di picco ($\sim 1.0 \times 10^{31} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), e hanno consentito di integrare $\sim 4 \text{ pb}^{-1}$ durante il mese di luglio. I dati raccolti presentano però una elevata contaminazione da parte dei fondi di macchina, ed una forte variazione delle condizioni di lavoro da *run* a *run*: ciò rende difficile sfruttarli per l'analisi descritta in questo lavoro di tesi, che impiega quindi i soli dati acquisiti durante il '99.

Nel seguito sono descritti i sistemi adottati per il controllo dello stato del rivelatore e della presa dati a KLOE, con particolare attenzione alle condizioni di *run* in tale periodo.

4.1 La presa dati a KLOE

4.1.1 La configurazione di *trigger*

Durante tutta la presa dati del '99 è stata impiegata un'unica configurazione del *trigger* calorimetrico. Il *trigger* di camera è stato implementato in una versione non definitiva, a solo scopo di *test*, e non verrà impiegato nell'analisi degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$. La logica di *trigger* adottata durante questo primo *run* richiede (cfr. par. 2.7):

- ϕ *trigger*: almeno 2 settori calorimetrici accesi nelle configurazioni *barrel-barrel*, *barrel-endcap* ed *endcapA-endcapB* (*trigger* di primo livello). Sono quindi esclusi i casi in cui più

Capitolo 4 : L'acquisizione e la selezione degli eventi a KLOE

settori accesi appartengono tutti allo stesso *endcap* (A o B).

Nessuna richiesta viene fatta per il *trigger* di livello 2;

- Il *veto* Bhabha non è stato impiegato, essendo il *rate* di questi eventi di pochi Hz a queste luminosità;
- Il *veto* dei raggi cosmici è stato implementato con una soglia media di ~ 28 MeV. Una frazione degli eventi (1/4) è stata comunque acquisita per controllare il *veto* e per le calibrizioni.

Le soglie di comparazione dei sommatore del calorimetro sono state ottimizzate per ridurre la contaminazione dei fondi macchina, localizzati prevalentemente nelle regioni degli *endcap* vicine al fascio. A tale scopo per tutto il periodo in esame sono state impiegate delle soglie LET (cfr. par. 2.7) leggermente diverse per il *barrel* e gli *endcap*:

| | |
|-----------------|--|
| Barrel : | $\langle E_{thr}^{barrel} \rangle \simeq 50$ MeV |
| Endcap : | $\langle E_{thr}^{endcap} \rangle \simeq 90$ MeV |

La calibrazione assoluta delle soglie è stata controllata costantemente durante la presa dati misurando i depositi di energia nelle celle calorimetriche corrispondenti a ciascun settore di *trigger*. Le figure 4.1, 4.2 mostrano la distribuzione del valor medio delle soglie LET nel *barrel* e nell'*endcap*, ed il profilo della soglia lungo la direzione delle fibre, per uno dei *run* di dicembre '99.

La frequenza di eventi acquisiti con questa configurazione di *trigger* e per luminosità istantanee nell'intervallo $10^{30} - 10^{31} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ è mostrata in tabella 4.1:

| \mathcal{L} | $\sim 10^{30} \div 10^{31} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ |
|----------------|--|
| ϕ | 3 \div 30 Hz |
| Bhabha | 4 \div 40 Hz |
| fondi macchina | 300 \div 400 Hz |
| cosmici | 1100 Hz |

Tabella 4.1: Frequenza di acquisizione per le varie classi di eventi durante la presa dati del '99.

il *rate* dei fondi si riferisce al caso di condizioni stabili di *run*, con una buona vita media dei due fasci e correnti $\sim 300 - 500$ mA/fascio. In condizioni ottimali di *run* la frequenza totale degli eventi acquisiti era quindi di ~ 1.5 KHz.

4.1 : La presa dati a KLOE

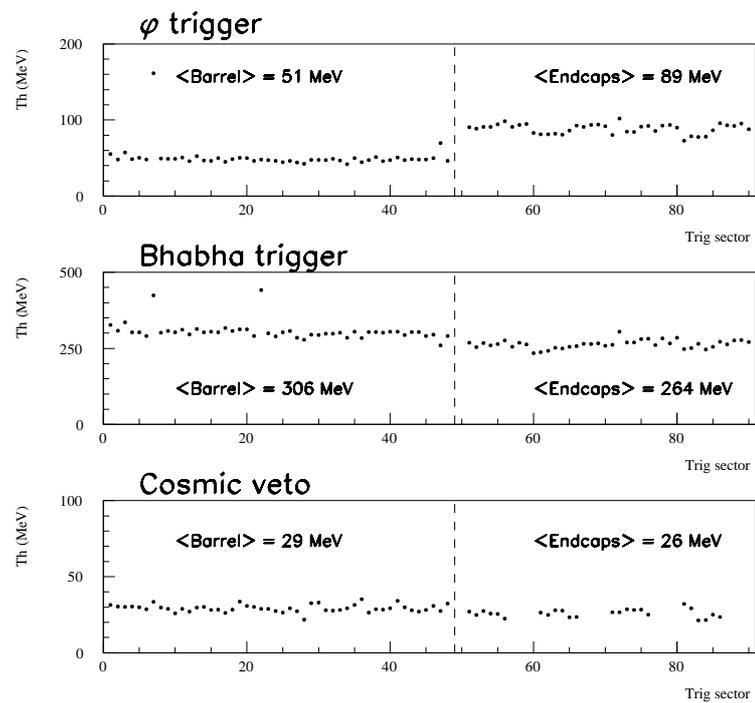


Figura 4.1: Valor medio delle soglie del *trigger* di ϕ , e del *veto* cosmico e Bhabha per i singoli settori del *trigger* calorimetrico.

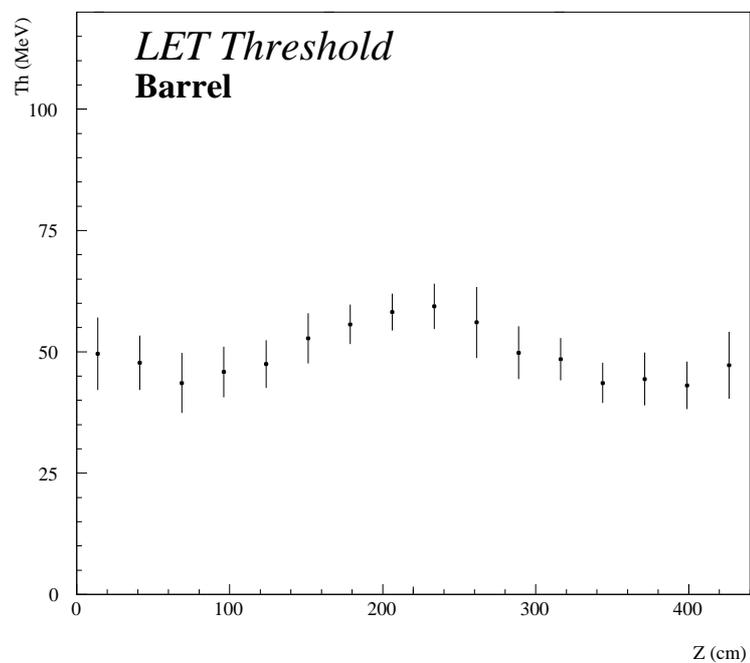


Figura 4.2: Profilo della soglia LET lungo la coordinata longitudinale (z) per uno dei settori del *barrel*.

4.1.2 I filtri di livello 3 e la misura di luminosità

Per monitorare lo stato del rivelatore e la qualità dei dati durante il *run* abbiamo messo a punto dei sistemi per la selezione veloce di alcuni campioni di controllo.

Si tratta di filtri *software* (filtri di *livello 3*) integrati nel sistema di acquisizione dati, che selezionano eventi Bhabha, $\gamma\gamma$ o raggi cosmici e li inviano ai processi dedicati al controllo delle calibrazioni e alla misura *online* della luminosità.

La misura di luminosità è basata sul conteggio degli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ a grande angolo ($\theta \geq 30^\circ$), cui corrisponde, a queste energie, una sezione d'urto $\sim 3 \mu\text{b}$. L'elevato *rate* di eventi consente di ottenere una buona statistica senza ricorrere all'ausilio di luminometri a piccolo angolo.

Per la selezione degli eventi Bhabha sono stati impiegati due filtri indipendenti, descritti nel seguito.

TRGMON

Il primo filtro sfrutta le informazioni del *trigger* e richiede:

- due settori di *trigger* del *barrel* ($\theta \geq 45^\circ$) con un deposito di energia $\geq 300 \text{ MeV}$, corrispondente alla soglia BBT (cfr. par. 2.7 e fig. 4.1);
- i due settori devono avere una distanza angolare sul piano trasverso $\Delta\phi \in [225^\circ, 330^\circ]$;
- la differenza temporale massima tra i due settori deve essere $\leq 5 \text{ ns}$.

La sezione d'urto calcolata per gli eventi Bhabha selezionati è di $\simeq 0.9 \mu\text{b}$. La misura di luminosità istantanea si ottiene dal numero di eventi identificati (ΔN^{obs}) in un intervallo di tempo $\Delta t = 60 \text{ s}$:

$$\mathcal{L} = \frac{\Delta N^{obs}}{\Delta t} \cdot \frac{1}{0.9 \cdot 0.9} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

dove 0.9 è la stima dell'efficienza di selezione degli eventi Bhabha calcolata con il *Monte Carlo*. Il filtro riesce ad analizzare gli eventi durante la presa dati sino ad un *rate* massimo di 5 KHz, in quanto sfrutta direttamente le informazioni del *trigger* invece di affidarsi alla ricostruzione. Inoltre gli eventi selezionati sono utilizzati anche per controllare le funzionalità del *trigger* e monitorarne le prestazioni durante la presa dati (tempo morto, *rate* di T_1 e T_2 , etc...).

L3BHA

Il secondo filtro sfrutta per la selezione degli eventi Bhabha e $\gamma\gamma$ una ricostruzione veloce delle variabili di ogni singola cella calorimetrica accesa (x_i, y_i, z_i, E_i e T_i). Con queste variabili vengono costruiti i seguenti osservabili:

- L'energia totale E_{tot} dell'evento;

4.1 : La presa dati a KLOE

- il valor medio dell'angolo polare θ per le celle accese:

$$\bar{\theta} = \sum_i \theta_i \cdot \frac{E_i}{E_{tot}}$$

- le *RMS* temporali e angolari:

$$\theta_{RMS} = \sqrt{\sum_i (\bar{\theta} - \theta_i)^2 \cdot \frac{E_i}{E_{tot}}}$$
$$T_{RMS} = \sqrt{\sum_i (\bar{T} - T_i)^2 \cdot \frac{E_i}{E_{tot}}}$$

dove \bar{T} è definito come:

$$\bar{T} = \sum_i T_i \cdot \frac{E_i}{E_{tot}}$$

La logica di selezione richiede:

$$\begin{aligned} E_{tot} &\geq 700 \text{ MeV} \\ \bar{\theta} &\geq 35^\circ \\ \theta_{RMS} &\leq 10^\circ \\ T_{RMS} &\leq 4 \text{ ns} \end{aligned} \tag{4.1.1}$$

cui corrisponde una sezione d'urto di $\sim 1.4 \mu\text{b}$ ed una efficienza $\sim 0.9\%$. La ricostruzione delle celle rende il filtro meno veloce di TRGMON, con un *rate* massimo sostenibile di 3 KHz. In compenso *L3BHA* seleziona anche eventi Bhabha e $\gamma\gamma$ che colpiscono gli *endcap*, consentendo di impiegare tali eventi per la calibrazione della risposta energetica e temporale di tutto il calorimetro.

I due metodi utilizzati hanno mostrato durante la presa dati del '99 un accordo che varia a seconda delle condizioni di *run* tra il 5% e il 10%: per una misura più accurata della luminosità istantanea ed integrata è necessario affidarsi alla ricostruzione completa degli eventi.

4.1.3 Luminosità integrata acquisita

La luminosità viene calcolata nuovamente dopo la ricostruzione degli eventi, utilizzando stavolta le informazioni dei *cluster* calorimetrici, e richiedendo:

- energia totale dei *cluster*

$$E_{tot} \geq 800 \text{ MeV} \tag{4.1.2}$$

- almeno due *cluster* con

$$\begin{aligned} E_{cl} &\geq 300 \text{ MeV} \\ \theta_{cl} &\geq 36^\circ \\ |T_{cl1} - T_{cl2}| &\leq 2.5 \text{ ns} \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

In figura 4.3 sono riportate le distribuzioni energetiche e spaziali dei *cluster* negli eventi selezionati, confrontate con le distribuzioni simulate. L'errore sistematico sulla luminosità è stato stimato

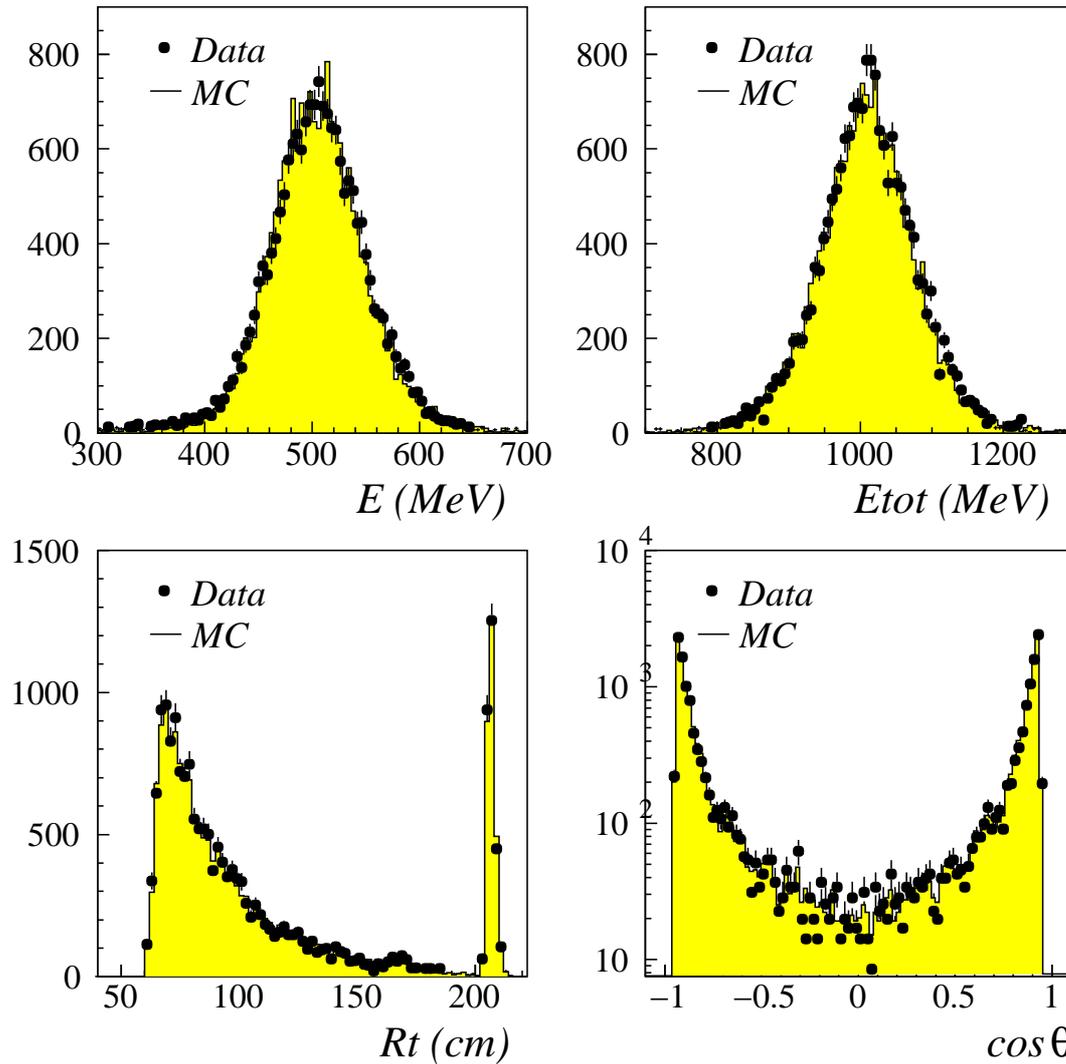


Figura 4.3: Distribuzioni di energia dei *cluster* (E), energia totale (E_{tot}), raggio trasverso (R_t) e coseno dell'angolo polare ($\cos \theta$) per eventi Bhabha. Sono sovrapposte le distribuzioni ottenute sui dati e con il *Monte Carlo*.

confrontando i dati con il *Monte Carlo*, ed è pari a $\lesssim 3\%$ (fr. [54]).

4.1 : La presa dati a KLOE

In figura 4.4 è riportato l'andamento della luminosità integrata da KLOE nel '99. Durante i mesi di novembre-dicembre '99 un forte incremento della luminosità media è stato ottenuto operando in configurazione di *top-up*, ovvero iniettando dei nuovi pacchetti per mantenere costante il valore della luminosità senza interrompere il *run*.

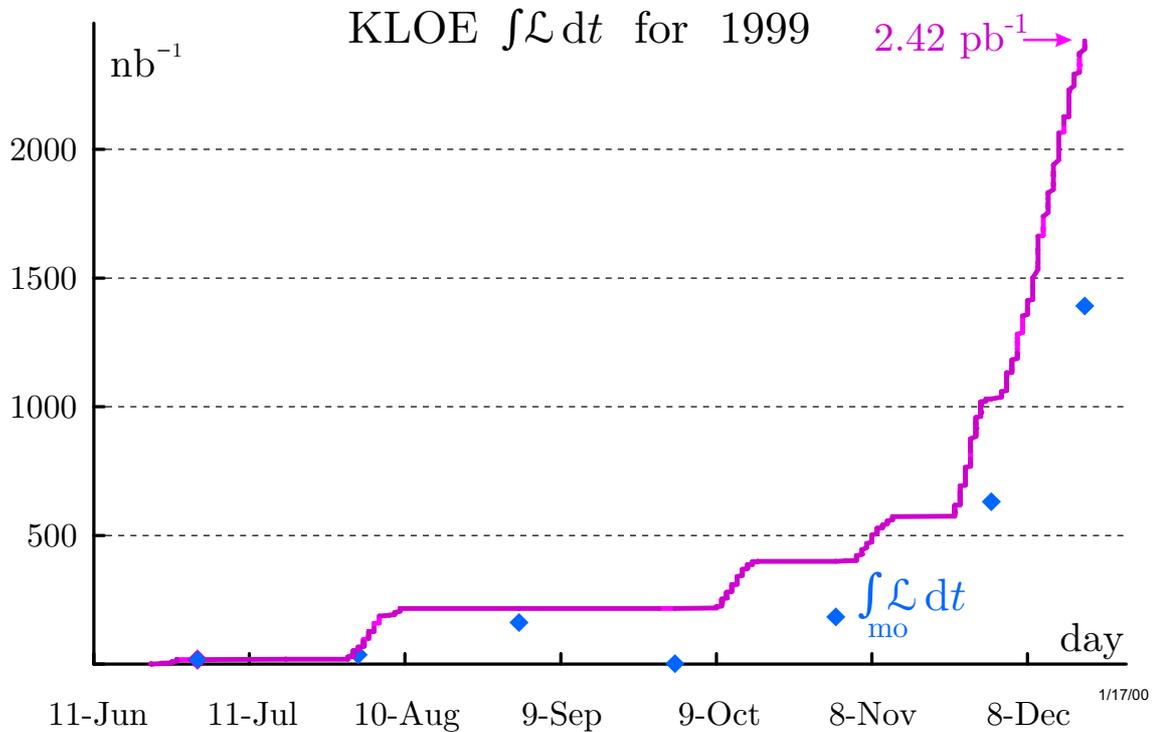


Figura 4.4: Luminosità integrata da KLOE durante i *run* del '99.

4.1.4 Determinazione della scala assoluta di energia della macchina

All'inizio della presa dati, ancora in condizioni di luminosità molto bassa, circa tre giorni di *run* sono stati dedicati ad esplorare la regione intorno alla ϕ : in questo modo, misurando la sezione d'urto del processo $e^+e^- \rightarrow \phi$ al variare dell'energia della macchina, è stato individuato il picco della risonanza. DAΦNE è infatti in grado di variare l'energia di ogni fascio con un errore di ~ 25 KeV (0.05%), ma non di conoscerne con eguale precisione il valore assoluto.

Il valore di $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi)$ è stato misurato normalizzando il numero di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ per la misura di luminosità: la distribuzione risultante è mostrata in figura 4.5.

4.1.5 Il controllo del rivelatore e delle calibrazioni

La qualità dei dati viene controllata in tempo reale analizzando i dati forniti da filtri di *livello 3* analoghi a quelli impiegati per la misura di luminosità. Questi processi (*spy*) accedono agli eventi

ϕ resonance scan

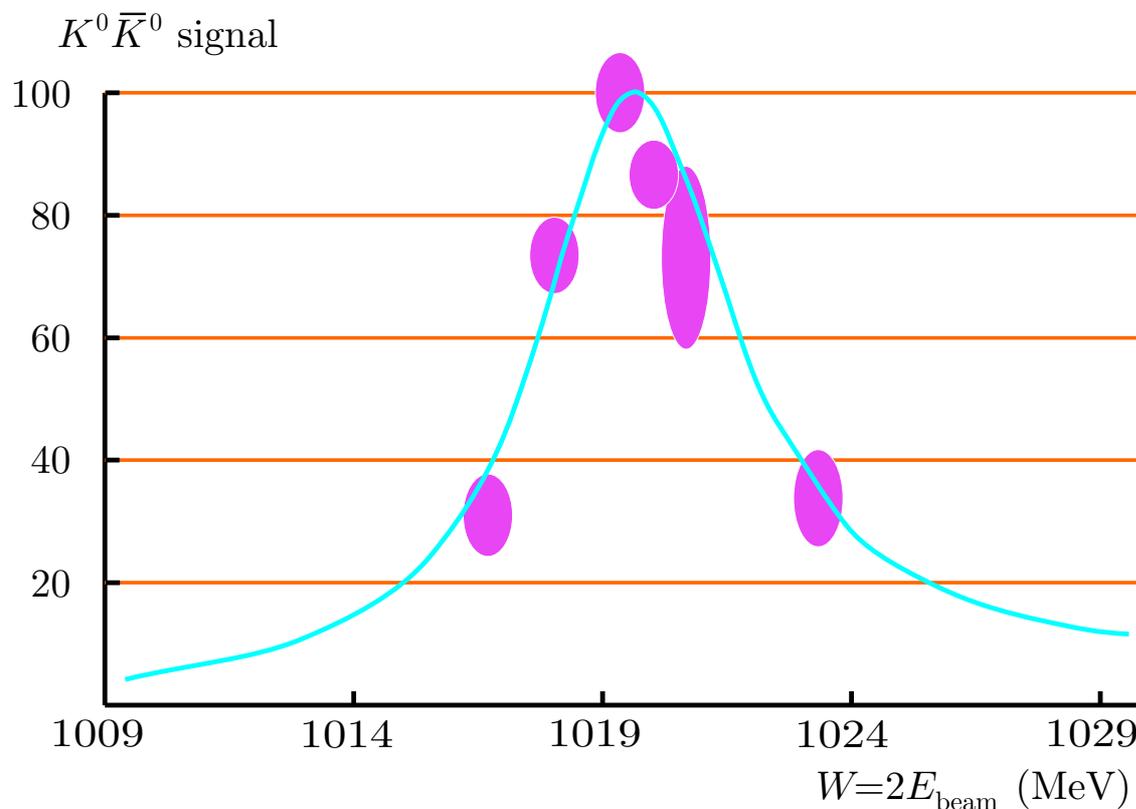


Figura 4.5: Andamento della sezione d'urto adronica nell'intorno della risonanza ϕ , in unità arbitrarie. È sovrapposto il *fit* della distribuzione con una *Breit-Wigner*, con e senza correzioni radiative.

in memoria nelle macchine dell'acquisizione e li analizzano, producendo dei valori di riferimento e in caso di malfunzionamento degli allarmi.

Le quantità calcolate per tenere sotto controllo il rivelatore dipendono dal tipo di *run*:

- **run di piedistalli:**

Attraverso dei trigger casuali, generati tramite un oscillatore a 100 Hz, viene calcolato il piedistallo di ogni ADC, determinando la media e lo scarto quadratico medio (RMS) della distribuzione in carica. Con 2 minuti di presa dati, corrispondenti a circa 1200 eventi acquisiti, si ottiene una precisione inferiore ad un conteggio ADC e i valori dei piedistalli determinati con questo metodo sono in buon accordo con quanto si ottiene attraverso un fit gaussiano. Il processo genera anche allarmi per tutti i canali ADC con valori fuori della norma.

- **run di impulsaggio - calorimetro:**

Impulsi definiti in forma ed ampiezza vengono inviati con frequenza di 100 Hz ai preamplificatori montati sui fotomoltiplicatori per controllare l'elettronica di lettura del calorimetro. Per ogni canale di ADC e TDC vengono calcolati la frequenza di occupazione, il valore me-

4.1 : La presa dati a KLOE

dio e l'RMS della distribuzione relativa. In questo modo è possibile identificare velocemente i canali difettosi generando allarmi automatici.

- **run di impulsaggio - camera a deriva:**

Possono essere inviati impulsi con frequenza ~ 20 Hz sia alle schede di preamplificazione (*run PRE*), sia direttamente ai discriminatori e quindi ai TDC della camera (*run ADS*). L'analisi della risposta consente di individuare i canali difettosi, e di capire in quale punto della catena dell'elettronica è necessario intervenire.

- **run di fisica** (raggi cosmici o eventi Bhabha/ $\gamma\gamma$):

In questo caso vengono controllate le frequenze di occupazione delle distribuzioni temporali (per camera e calorimetro) ed energetiche (per il solo calorimetro).

L'informazione combinata dei vari tipi di *run* permette di identificare velocemente i canali non funzionanti ("morti") o rumorosi e di capire la natura del problema: in particolare per un *run* di impulsaggio una frequenza di occupazione del 100% è indice di una catena elettronica di lettura ben funzionante mentre nei *run* di fisica valori della frequenza di occupazione anomali definiscono canali morti o rumorosi. Un esempio è riportato in figura 4.6.

4.1.6 L'impulso totale e l'energia dei fasci

Come accennato in precedenza l'angolo di incrocio dei fasci $\theta_{cr} \sim 25$ mrad (cfr. par. 2.2) determina un impulso totale nel sistema del laboratorio $\vec{p}_\phi \simeq (-13.0, 0, 0)$ MeV/c. Tutti gli studi che sfruttano la misura di impulso di un K per determinare l'impulso del secondo richiedono una buona conoscenza di p_ϕ e delle sue eventuali variazioni nel tempo.

I sistemi di controllo di DAΦNE non permettono una misura diretta ed accurata di θ_{cr} e quindi di p_ϕ , che viene invece determinato per ogni *run* dall'analisi degli eventi Bhabha raccolti. In figura 4.7 è riportato, in funzione del numero di *run*, l'andamento dell'impulso totale delle due tracce per eventi Bhabha, che fornisce la misura diretta di $p_{\phi x}$ con un errore ≤ 0.1 MeV/c.

L'energia di DAΦNE è tenuta sotto controllo attraverso la misura di impulso dei pioni nel decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Poiché $\beta_{K_S} \sim 0.2$ l'impulso totale dei pioni è una variabile molto sensibile all'energia del K_S^0 , e quindi all'energia dei due fasci. L'energia del K_S^0 nel sistema di riferimento del laboratorio si ottiene da:

$$E_{K_S} = \sqrt{m_{K_S}^2 + |\vec{p}_{\pi 1} + \vec{p}_{\pi 2}|^2}$$

da cui si ricava l'energia nel sistema centro di massa correggendo per p_ϕ :

$$\sqrt{s} = 2E_{K_S}^{CMS} = 2 \cdot \gamma_\phi \cdot (E_{K_S} + \beta_\phi \cdot P_{K_S x})$$

dove:

$$\beta_\phi = \frac{|p|_\phi}{\sqrt{s}} \simeq \frac{|p|_\phi}{M_\phi}$$

L'andamento di \sqrt{s} nel tempo è riportato in figura 4.8.

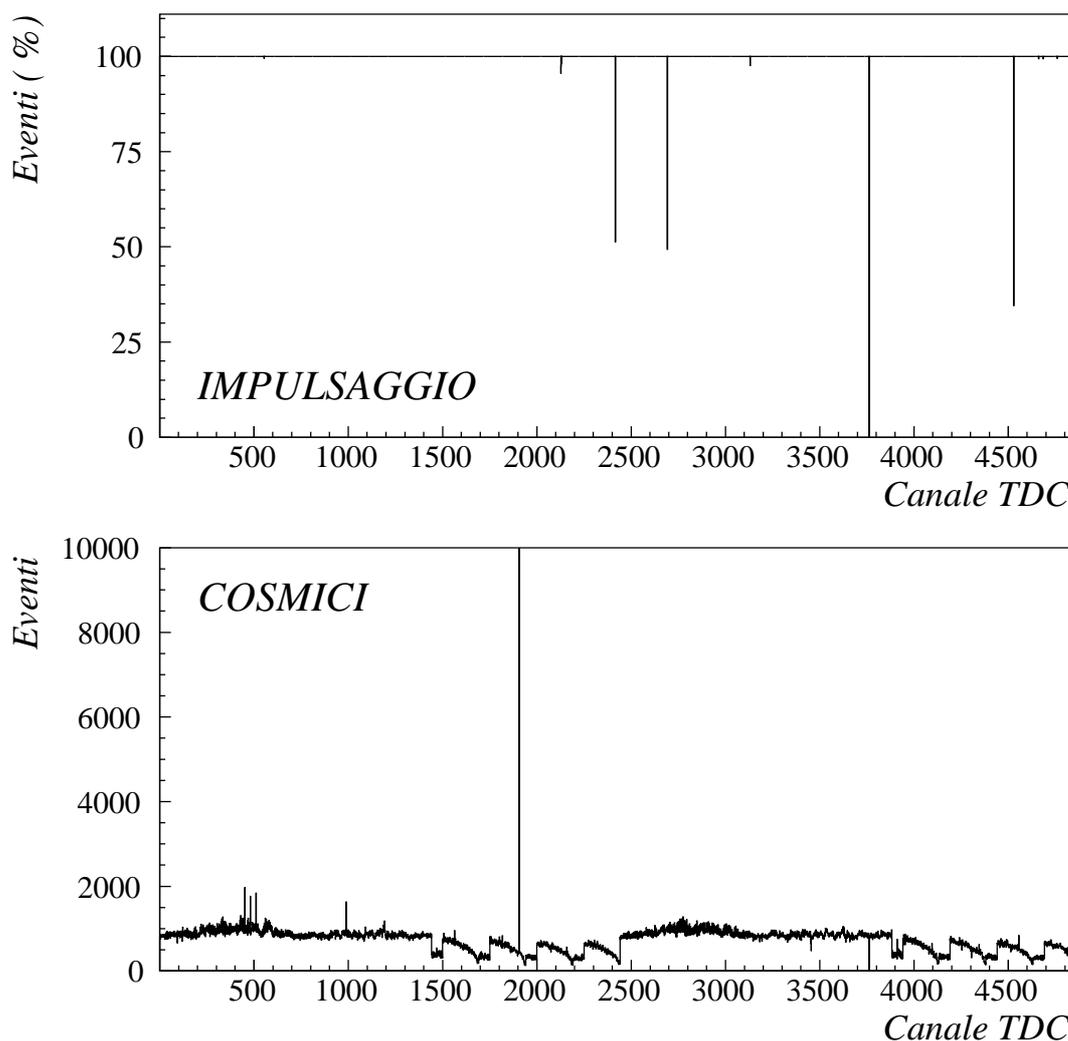


Figura 4.6: Frequenza di occupazione di tutti i canali TDC del calorimetro per un *run* di impulsaggio e per uno di raggi cosmici.

4.2 La ricostruzione degli eventi

Il *software* di ricostruzione degli eventi di KLOE è stato realizzato sfruttando il pacchetto di sviluppo *Analysis Control* (AC)[53]: in seno ad AC è possibile realizzare porzioni di codice autonome (moduli), progettate per eseguire operazioni specifiche sui dati in ingresso. I moduli vengono utilizzati in sequenza e ciascuno può servirsi delle informazioni ricavate da quelli che lo precedono. Tra le caratteristiche notevoli di AC vi è il fatto che alcuni moduli possono operare come filtri, ovvero passare a quelli successivi solo gli eventi che soddisfano certi requisiti.

Per ottimizzare il tempo di ricostruzione gli eventi acquisiti vengono processati da moduli che eseguono in sequenza le seguenti operazioni:

4.2 : La ricostruzione degli eventi

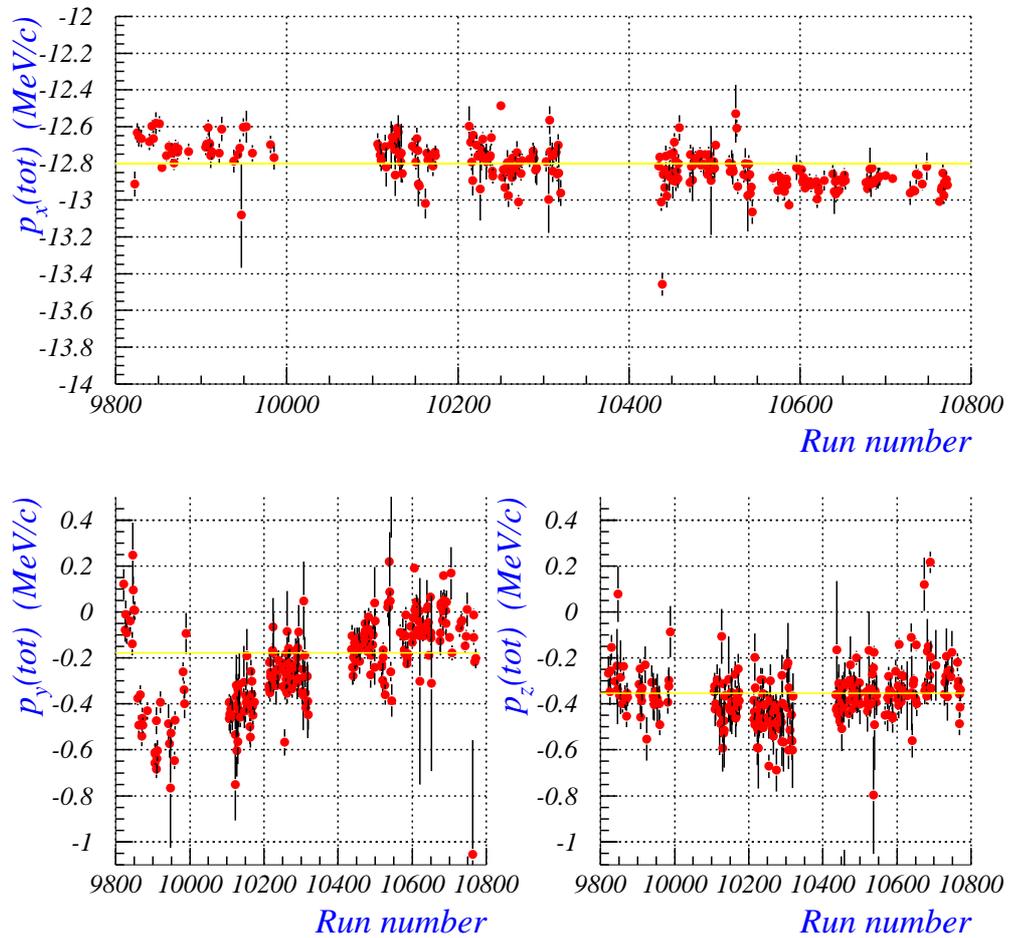


Figura 4.7: Andamento in funzione del numero di *run* delle tre coordinate di \vec{p}_ϕ stimate dalla somma degli impulsi in eventi Bhabha. Sono presi in considerazione i soli *run* di dicembre.

1. ricostruzione dei *cluster* calorimetrici;
2. determinazione dell'origine dei tempi dell'evento;
3. reiezione degli eventi di fondo macchina e dei raggi cosmici;
4. ricostruzione e *fit* delle tracce e dei vertici nella camera a deriva;
5. associazione traccia-*cluster*.

Gli eventi di fondo sono rimossi da un filtro che sfrutta le sole informazioni calorimetriche e consente di ridurre i tempi dell'analisi. La ricostruzione delle tracce è infatti l'operazione che richiede più tempo e viene eseguita per i soli eventi che superano il filtro.

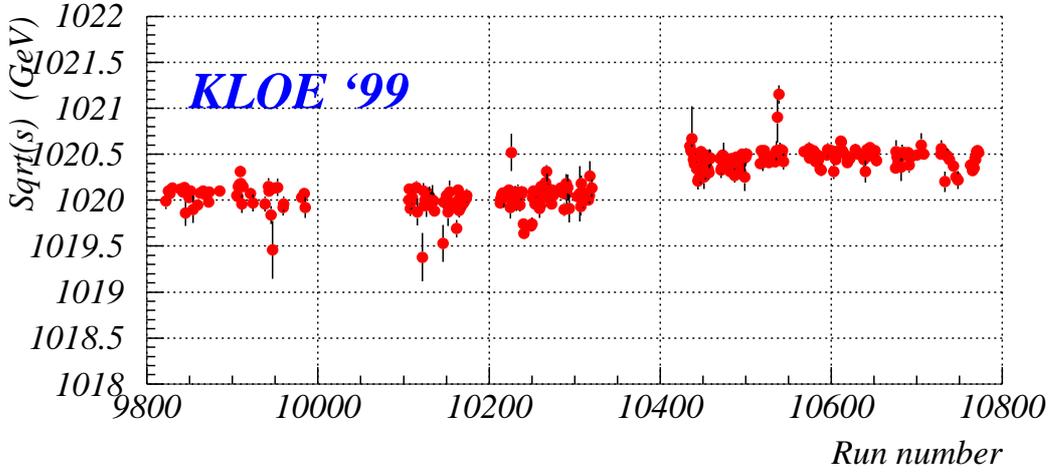


Figura 4.8: In figura è riportato l'andamento temporale di \sqrt{s} durante la presa dati di dicembre, ricavato dalla misura di impulso del K_S^0 in eventi $K_S^0 K_L^0$.

Gli aspetti più rilevanti del processo di ricostruzione e selezione degli eventi sono descritti brevemente nei paragrafi che seguono.

4.2.1 L'associazione traccia-cluster

Per identificare i depositi energetici nel calorimetro prodotti dalle particelle cariche è stato sviluppato un algoritmo di associazione delle tracce ai *cluster*. Ogni traccia viene estrapolata, utilizzando i parametri dell'elica forniti dal *fit*, sino alla superficie interna del calorimetro; il punto di intersezione (\vec{x}_{ext}) viene poi confrontato con la posizione di tutti i *cluster* calorimetrici dell'evento. I *cluster* vengono associati sulla base di una variabile χ^2 -like definita in modo diverso a seconda che il *cluster* sia collocato nel *barrel* o nell'*endcap*:

$$\text{barrel: } \chi^2 = \left[\frac{(\phi_{cl} - \phi_{ext})^2}{\sigma_\phi} + \frac{(z_{cl} - z_{ext})^2}{\sigma_z} \right] / 2$$

$$\text{endcap: } \chi^2 = \left[\frac{(x_{cl} - x_{ext})^2}{\sigma_x} + \frac{(y_{cl} - y_{ext})^2}{\sigma_y} \right] / 2$$

dove x_{cl}, y_{cl}, z_{cl} sono le coordinate cartesiane e ϕ_{cl} è l'angolo azimutale del *cluster*. L'algoritmo usa l'effettiva geometria dell'apparato e nell'estrapolazione dell'elica applica delle correzioni per tenere conto delle disuniformità del campo magnetico (cfr. [52]).

4.2.2 La determinazione della scala temporale dell'evento: Il T_0 globale

Come già descritto nella sezione 2.7 il *trigger* di KLOE è sincronizzato con un segnale di riferimento con frequenza pari ad un quarto della radiofrequenza di DAΦNE. Ciò significa che

4.2 : La ricostruzione degli eventi

l'elettronica di *trigger*, dopo aver formato il segnale di T_1 , non lo distribuisce immediatamente all'elettronica di *front end* e al sistema di acquisizione, ma attende il fronte di salita del segnale di riferimento fornito da DAΦNE.

Dato che questa sincronizzazione è ottenuta con una elettronica dall'elevata precisione temporale (< 50 ps), l'istante di produzione della ϕ può essere misurato con una risoluzione temporale ben superiore a quella del rivelatore. Di fatto il tempo che intercorre tra l'istante di produzione della ϕ e l'arrivo del segnale di *trigger* all'elettronica di *front end* è sempre un multiplo intero di:

$$\delta t_b = 2.71545010 \pm 0.00000004 \text{ ns}$$

che nel seguito chiameremo "tempo di *inter-bunch*".

Poichè il *trigger* calorimetrico di 1° livello richiede 2 depositi energetici, la formazione del segnale può impiegare un tempo variabile da 50 a 150 ns a partire dall'arrivo sul calorimetro della prima particella: è quindi essenziale determinare evento per evento l'origine dei tempi (T_0 globale), ovvero l'istante in cui si è prodotta la ϕ . La determinazione del T_0 globale dell'evento viene fatta per passi successivi: la stima iniziale sfrutta le sole informazioni calorimetriche (T_0 -Step0) e fornisce un grado di accuratezza sufficiente al riconoscimento degli eventi; una volta identificato l'evento è poi possibile determinare il T_0 con migliore accuratezza (T_0 -Step1).

La misura del T_0 -Step0

La misura di preliminare (T_0 -Step0) si ottiene eseguendo le seguenti operazioni in sequenza:

1. Viene selezionato il primo *cluster* in tempo nel calorimetro. Per evitare i *cluster* accidentali dovuti al fondo macchina si applicano dei tagli sull'energia e sulla posizione (cfr. par. 4.2.6):

$$E_{cl} \geq 50 \text{ MeV} \quad (4.2.1)$$

$$R_T \equiv \sqrt{x_{cl}^2 + y_{cl}^2} \geq 60 \text{ cm} \quad (4.2.2)$$

dove il taglio sul raggio trasverso del *cluster* (R_T) si riferisce ai soli *cluster* localizzati nell'*endcap*.

2. Si assume che il primo *cluster* sia prodotto da un fotone proveniente dall'origine: dato che in molti eventi c'è almeno una particella veloce proveniente dal vertice questa approssimazione consente di ricavare il T_0 corretto per un'ampia gamma di eventi¹ e produce una sottostima del T_0 globale per i soli eventi K^+K^- e $K_S^0K_L^0$ quando $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Per fissare il T_0 evento per evento, si impone che il tempo del primo *cluster* sia pari a:

$$\tilde{T}_{cl1} = \frac{R_{cl1}}{c} + T_{delay} + T_0$$

dove R_{cl1} è la distanza del *cluster* dall'origine, e T_{delay} è un ritardo caratteristico comune a tutte le celle del calorimetro.

¹In particolare eventi Bhabha, decadimenti radiativi della ϕ , eventi $\phi \rightarrow \rho\pi$, eventi $\phi \rightarrow K_S^0K_L^0$ con $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

In figura 4.9 è riportata la distribuzione di \tilde{T}_{cl1} per eventi $K_S^0 K_L^0$, che mostra la caratteristica struttura a picchi dovuta alla sincronizzazione del *trigger* al tempo di incrocio dei fasci di DAΦNE.

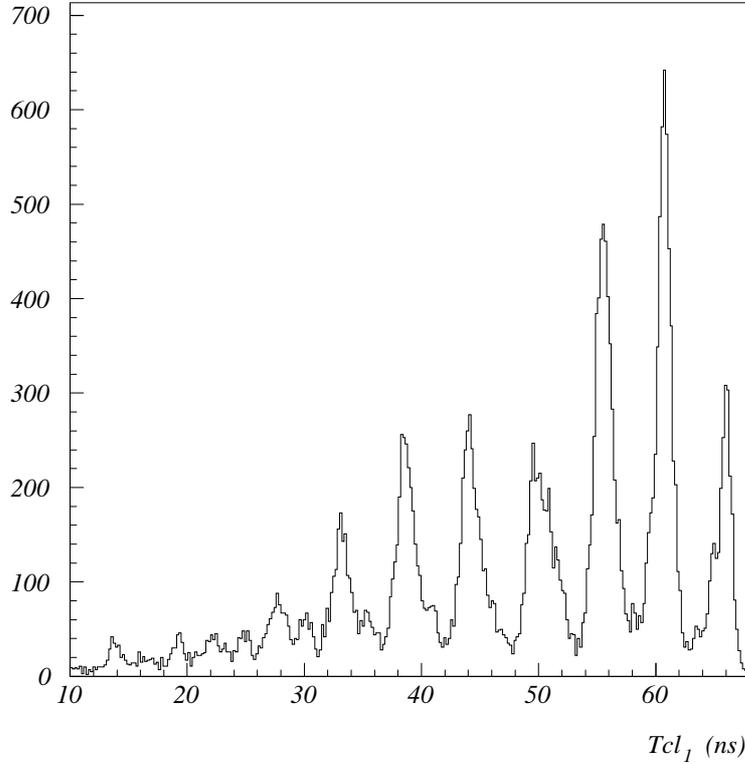


Figura 4.9: Distribuzione dei tempi dei *cluster* più veloci in eventi $K_S^0 K_L^0$ prima di aver determinato e sottratto il T_0 globale dell'evento.

Il T_0 globale dell'evento viene infine fissato pari a:

$$T_0 = \text{Int} \left[\frac{\tilde{T}_{cl1} - \frac{R_{cl1}}{c} - T_{delay}}{\delta t_b} \right] \times \delta t_b \quad (4.2.3)$$

ed il tempo di ogni *cluster* viene corretto di conseguenza:

$$T_{cl} = \tilde{T}_{cl} - T_0 - T_{delay}$$

Una correzione analoga viene applicata ai tempi misurati per ogni filo di lettura della camera a deriva.

La misura del T_0 -Step1

L'algoritmo descritto nel paragrafo precedente fallisce nel determinare l'origine dei tempi per alcune classi di eventi, come nel caso $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Per questi eventi le particelle che raggiungono per prime il calorimetro sono nella maggioranza dei casi i pioni di decadimento del K_S^0 : in questo

4.2 : La ricostruzione degli eventi

caso trattare il *cluster* dei pioni, che hanno $\beta_\pi \simeq 0.8$, come *cluster* di fotone induce un errore sistematico nella misura del T_0 globale.

Benché la selezione dei decadimenti del K_S^0 in due pioni carichi non sfrutti informazioni temporali (cfr. par. 5.1.1), un errore sistematico nella misura dei tempi di volo si ripercuote sulla ricostruzione dei vertici di decadimento $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$. Per questo motivo una volta identificato l'evento si applica la seguente correzione (*T₀-Step 1*) basata sulla misura di impulso delle tracce dei pioni:

1. per entrambe le tracce uscenti dalla *beam pipe* si cerca nel calorimetro un *cluster* associato, secondo l'algoritmo descritto nel paragrafo 4.2.1 (se nessuno dei pioni risulta associato non si applica alcuna correzione);
2. si procede come nel caso del *T₀-Step 0*, valutando però il tempo di volo della particella dalla misura di impulso e dalla lunghezza totale della traccia estrapolata alla superficie del calorimetro (ℓ_π):

$$T_0' = \text{Int} \left[\frac{T_{cl} - \frac{\ell_\pi}{\beta_\pi} - T_{delay}}{\delta t_b} \right] \times \delta t_b \quad (4.2.4)$$

dove β_π si ricava dalla misura di impulso:

$$\beta_\pi = \frac{|p_\pi|}{\sqrt{|p_\pi|^2 + m_\pi^2}}$$

3. il valore così ottenuto viene sottratto ai tempi di tutti i *cluster* presenti nell'evento. Nel caso che entrambe le tracce siano associate a *cluster* si applica la correzione ottenuta con la traccia avente il miglior χ^2 di associazione.

In figura 4.10 è mostrata la distribuzione di T_0' per un campione di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, da cui risulta che nel $\sim 97.6\%$ dei casi l'algoritmo corregge il *T₀-Step 0* di $+\delta t_b$, mentre in una piccola frazione degli eventi ($\sim 1.5\%$) non è necessario applicare alcuna correzione.

4.2.3 La reiezione del fondo cosmico

Il primo dei filtri applicati ai dati ha il compito di rigettare i raggi cosmici (~ 700 Hz) che non vengono scartati dal *veto* del *trigger* (cfr. par. 2.7,4.1.1).

I raggi cosmici che attraversano il rivelatore producono un numero di *cluster* (N_{cl}) nel calorimetro e un numero di fili accesi nella camera (N_{hit}) minore rispetto agli eventi di decadimento della ϕ . L'algoritmo di reiezione del fondo cosmico viene applicato quindi ai soli eventi con

$$\begin{aligned} N_{cl} &< 5 \\ N_{hit} &< 200 \end{aligned} \quad (4.2.5)$$

L'evento viene poi riconosciuto come raggio cosmico se è soddisfatta almeno una delle seguenti condizioni:

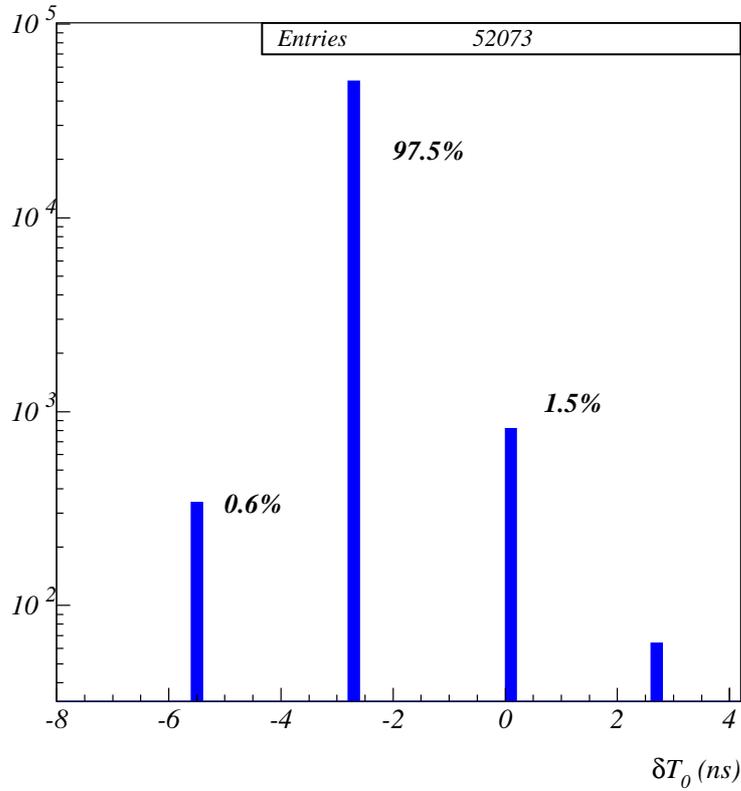


Figura 4.10: Distribuzione di T_0' per un campione di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

1. L'ottima risoluzione temporale del calorimetro permette di utilizzare lo sviluppo temporale del singolo *cluster* per individuare i raggi cosmici: la differenza di tempi tra il piano più esterno (T_{out}) e quello più interno (T_{in}) del primo *cluster* risulta infatti negativa per particelle che provengono dall'esterno dell'apparato come i raggi cosmici, e positiva per quelle uscenti. (vedi fig. 4.11).

I piani sono considerati colpiti se hanno un deposito energetico superiore a 30 MeV, mentre per determinare T_{in} si considera il più interno tra i primi tre piani del *cluster*. In conclusione un raggio cosmico è identificato dalla condizione:

$$T_{out} - T_{in} < 0. \quad (4.2.6)$$

2. Muoni di alto impulso ($|p| > 400 \text{ MeV}/c$) che attraversano il rivelatore senza perdite di energia sostanziali hanno $\beta \sim 1$ e percorrono traiettorie approssimabili ad una retta. Utilizzando il primo e l'ultimo *cluster* in tempo si calcola dunque la velocità di attraversamento

$$v_{cosm} = \Delta R / \Delta T$$

dove ΔR è la distanza spaziale tra i due *cluster* mentre ΔT è la loro differenza temporale.

4.2 : La ricostruzione degli eventi

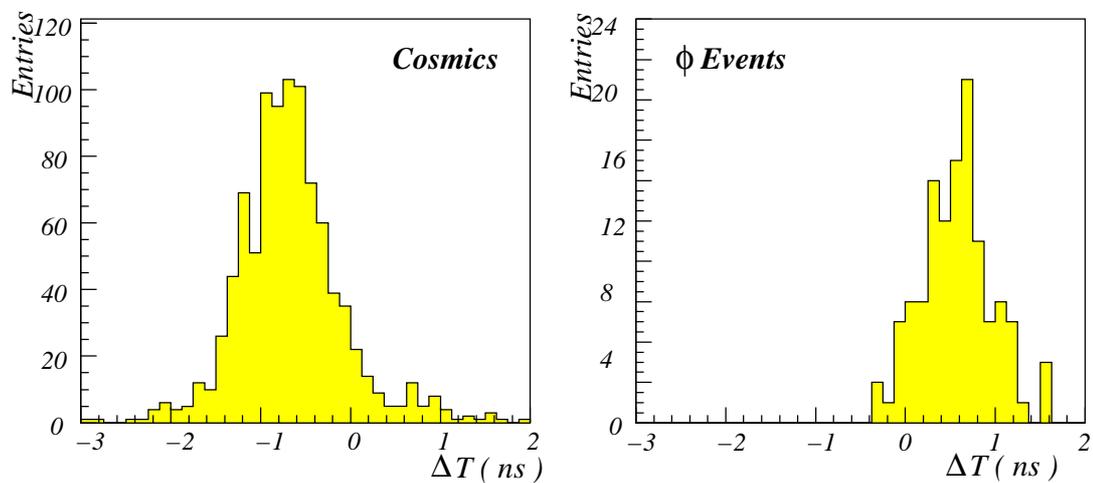


Figura 4.11: Distribuzione di $T_{out} - T_{in}$ per un campione di raggi cosmici (a sinistra) e per degli eventi di ϕ (a destra).

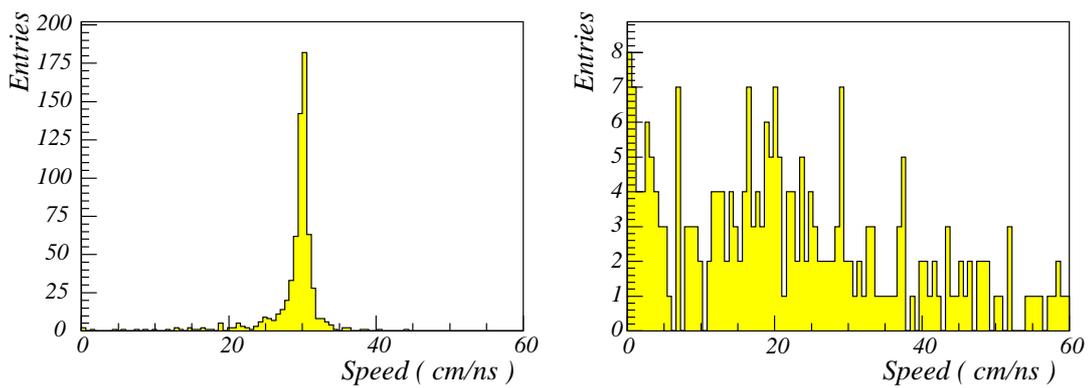


Figura 4.12: Distribuzione di $\Delta R/\Delta T$ per un campione di raggi cosmici (a sinistra) e per degli eventi di ϕ (a destra).

Capitolo 4 : L'acquisizione e la selezione degli eventi a KLOE

La condizione applicata per la selezione è la seguente:

$$\begin{aligned} \Delta R &> 20 \text{ cm} \\ |v_{cosm} - c| &< 2 \text{ cm/ns} \end{aligned} \quad (4.2.7)$$

In figura 4.12 sono mostrate le distribuzioni di v_{cosm} per eventi ϕ e per un campione di raggi cosmici.

3. Anche lo sviluppo energetico all'interno di un *cluster* può essere utilizzato per riconoscere i raggi cosmici. In questo caso infatti si ha il rilascio di una quantità significativa di energia nel piano più esterno e un deposito energetico costante in profondità nel modulo calorimetrico colpito. Per il primo cluster in tempo si utilizzano quindi le energie rilasciate nel quinto (E_5) e primo piano (E_1), e si richiede

$$0.6 < E_5/E_1 < 1.4. \quad (4.2.8)$$

Un taglio su questo rapporto invece che sulla sola variabile E_5 ha il vantaggio di essere indipendente dall'angolo di incidenza della particella rispetto alla superficie del calorimetro.

In questo modo si identifica il 95% degli eventi cosmici.

4.2.4 La selezione degli eventi Bhabha

La distribuzione angolare degli eventi Bhabha che non vengono identificati dal *trigger* presenta un picco in corrispondenza dell'angolo polare $\theta \simeq 20^\circ$. Si tratta infatti di eventi in cui le particelle interagiscono con la superficie esterna dei calorimetri a piccolo angolo (*QCAL*), perdendo una frazione della loro energia: in questo modo non soddisfano le richieste del *veto* Bhabha, e vengono identificati dal *trigger* come ϕ .

I criteri per la selezione di questa classe di eventi sono i seguenti:

- si chiede almeno un *cluster* con energia superiore a 350 MeV in una finestra temporale di 7 ns rispetto al primo *cluster* dell'evento;
- viene determinato l'asse dell'evento (\hat{a}) congiungendo con una retta i centroidi dei *cluster* nei due *endcap*; si chiede quindi che l'angolo formato da \hat{a} con la direzione del fascio sia:

$$\theta_a > 35^\circ \quad (4.2.9)$$

Inoltre la RMS della distanza d_i dei *cluster* da \hat{a} deve essere:

$$d_{RMS} = \sqrt{\frac{d_i^2 \cdot E_i}{\sum_i E_i}} < 90 \text{ cm} \quad (4.2.10)$$

dove E_i è l'energia dell' i -esimo *cluster*.

In figura 4.13 sono riportate le distribuzioni delle variabili θ_a e d_{RMS} per eventi Bhabha ed eventi di ϕ . L'efficienza di selezione di questo algoritmo è $\sim 80\%$.

4.2 : La ricostruzione degli eventi

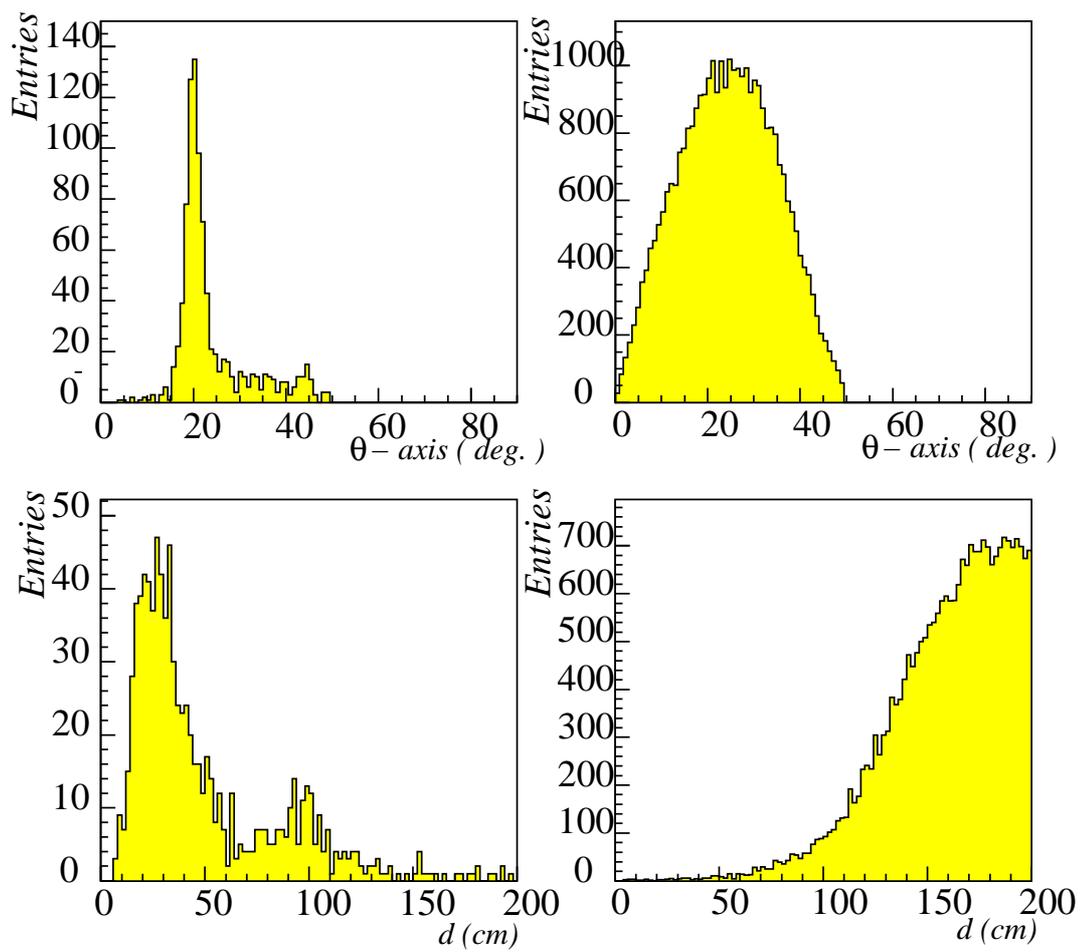


Figura 4.13: Distribuzione delle variabili θ_a e d_{RMS} per eventi Bhabha (a sinistra) ed eventi di ϕ (a destra).

4.2.5 La reiezione dei fondi macchina

Il fondo macchina in DAΦNE è in genere caratterizzato da un basso numero di *hit* nella camera, quindi si considerano i soli eventi con $N_{hit} < 100$. Deve poi essere soddisfatta almeno una delle seguenti richieste:

- Il cluster più energetico di ogni *endcap* deve avere un'energia

$$E_{ecap} < 250 \text{ MeV}$$

e l'energia totale dei *cluster* nell'evento deve essere

$$E_{tot} < 400 \text{ MeV}$$

- Nel caso vi sia un singolo *cluster* nel calorimetro, la sua energia deve essere $E_{cl} > 400 \text{ MeV}$.
- nel caso del fondo macchina l'evento ha una distribuzione in energia sbilanciata lungo l'asse dei fasci. È utile perciò definire l'asimmetria energetica come la differenza tra l'energia depositata nel calorimetro nelle regioni a $z < 0$ e $z > 0$:

$$A = \frac{[E(z > 0) - E(z < 0)]}{[E(z > 0) + E(z < 0)]} \quad (4.2.11)$$

In figura 4.14 è riportata la distribuzione degli eventi nel piano (E_{tot}, A) , per un *run* non filtrato e per eventi $K_S^0 K_L^0$: il filtro identifica come fondo gli eventi nella regione evidenziata.

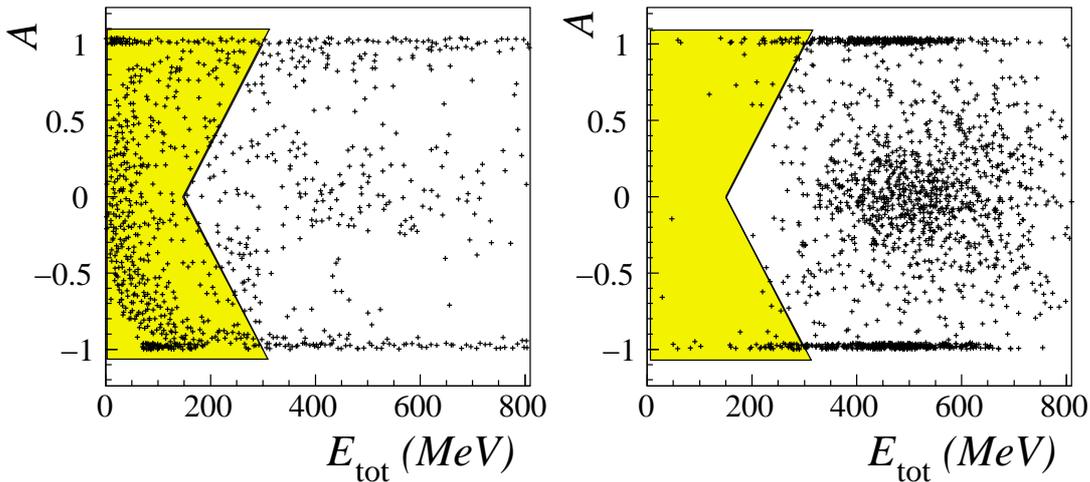


Figura 4.14: Distribuzione dell'asimmetria A per un *run* non filtrato (a sinistra) e per eventi $K_S^0 K_L^0$ (a destra). La regione evidenziata corrisponde al taglio applicato per eliminare parte del fondo macchina.

Tipicamente in un *run* non filtrato il 43% degli eventi viene riconosciuto come fondo macchina.

4.2 : La ricostruzione degli eventi

4.2.6 I *cluster* accidentali

La finestra temporale nella quale KLOE acquisisce un evento, dopo l'arrivo del segnale di *trigger*, è di ~ 170 ns per il calorimetro e di ~ 2 μ s per la camera a deriva. In entrambi i casi gli intervalli temporali sono molto maggiori del tempo di *inter-bunch* (~ 2.7 ns), ma alle attuali luminosità di DAΦNE la probabilità che due eventi di ϕ siano sovrapposti nella medesima finestra temporale (*pile-up*) è del tutto trascurabile.

Gli eventi di fondo macchina, per il loro *rate* elevato, possono invece sovrapporsi agli eventi di fisica: è di estrema importanza ai fini dell'analisi determinare la probabilità che in un evento di ϕ compaiano *cluster* o tracce prodotte dal fondo macchina: in particolare l'algoritmo di misura del T_0 globale può fallire se il primo *cluster* dell'evento è dovuto al *pile-up*.

Per valutare questo effetto abbiamo selezionato eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$. In figura 4.15 è riportata la distribuzione dei tempi dei *cluster* per gli eventi selezionati: oltre al picco dei γ si osservano i picchi secondari dovuti esclusivamente al *pile-up*, che mostrano una distribuzione uniforme all'interno della finestra temporale di acquisizione. Un campione di soli *cluster* di fondo macchina si ot-

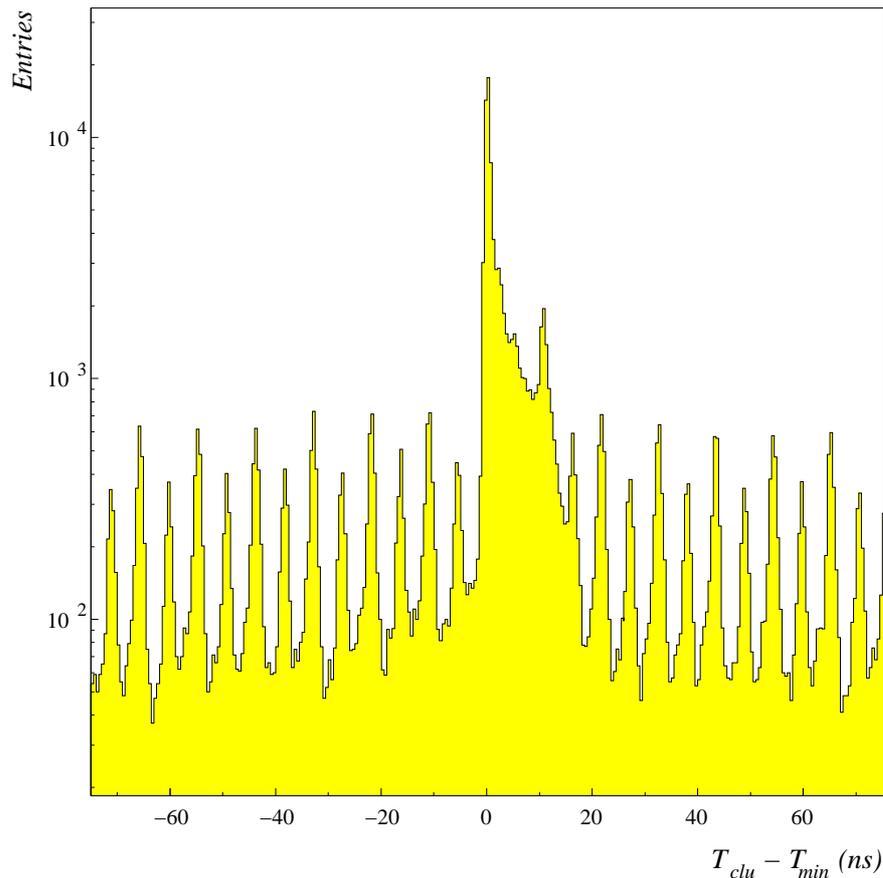


Figura 4.15: Distribuzione temporale dei *cluster* in eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

tiene quindi selezionando in questi eventi i *cluster* nell'intervallo temporale $[20, 55]$ ns: la loro

distribuzione spaziale ed energetica è mostrata in figura 4.16 e se ne ricava che i *cluster* di *pile-up*

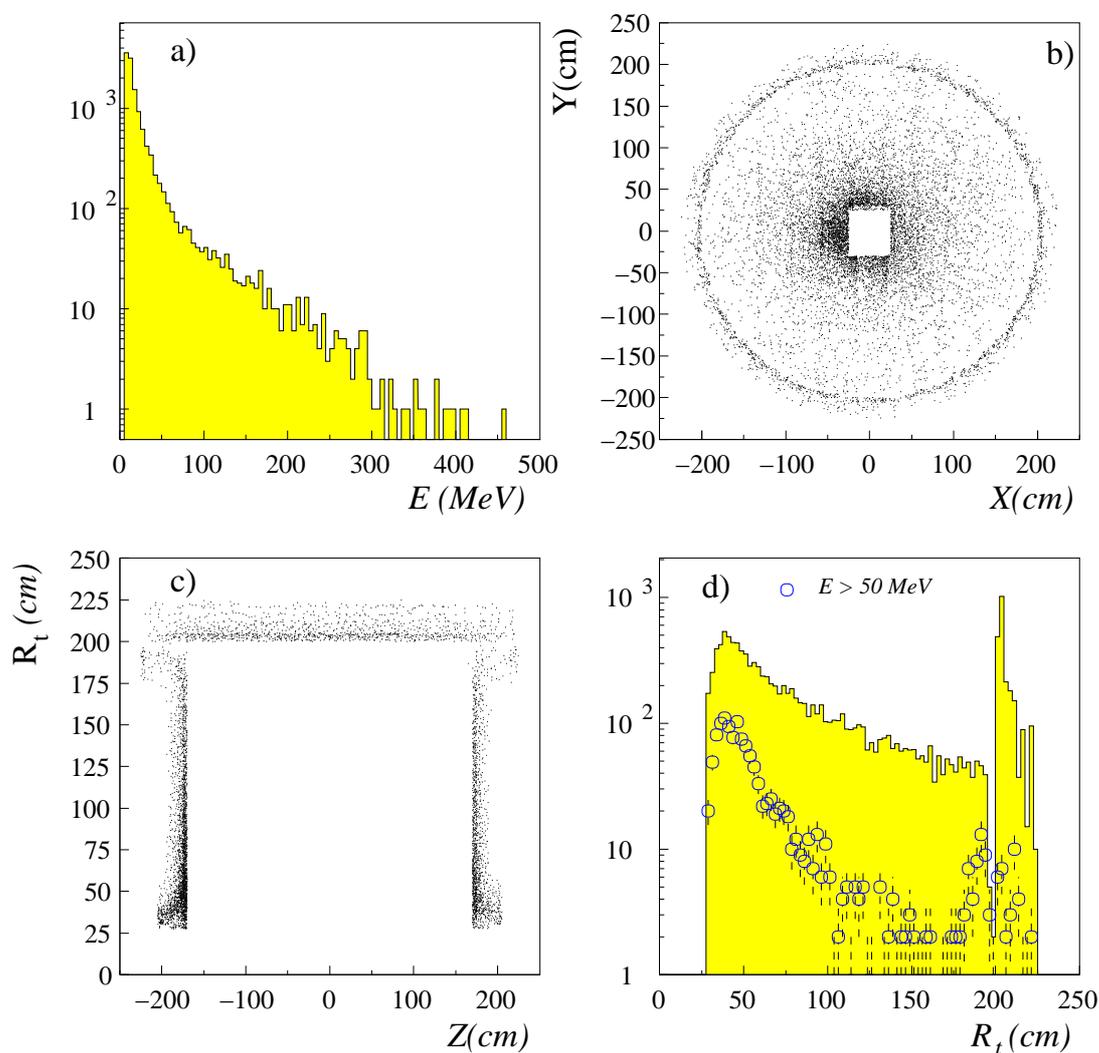


Figura 4.16: Distribuzione energetica e spaziale dei *cluster* di *pile-up* in eventi $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$: a) distribuzione energetica ; b) distribuzione nel piano (x,y) ; c) distribuzione nel piano (z,R_t) ; d) distribuzione del raggio trasverso (R_t), per tutti i *cluster* e per i soli aventi energia $E > 50$ MeV.

up sono localizzati principalmente a piccolo angolo e hanno uno spettro di energia rapidamente decrescente.

Ai fini della determinazione del T_0 è necessario valutare la probabilità di avere nell'evento un *cluster* di *pile-up* con (cfr. par. 4.2.2):

$$\begin{aligned} E &\geq 50 \text{ MeV} \\ R_t &\geq 60 \text{ cm} \end{aligned}$$

Sul campione $\gamma\gamma$, nell'intervallo $[20, 55]$ ns, si ottengono i *rate* descritti in tabella 4.2. Facendo la

4.2 : La ricostruzione degli eventi

| Categoria | rate $\gamma\gamma$ ev. |
|-------------------|-------------------------|
| $E_{cl} > 7$ MeV | $(4.07 \pm 0.04)\%$ |
| $E_{cl} > 50$ MeV | $(0.56 \pm 0.02)\%$ |
| $E_{cl} > 50$ MeV | $(0.17 \pm 0.01)\%$ |
| $R_{cl} > 60$ cm | |

Tabella 4.2: Probabilità che in un evento compaia almeno un *cluster* accidentale appartenente a tre diverse categorie; la stima si riferisce ad una finestra temporale di 35 ns.

ragionevole assunzione che la distribuzione temporale di tali *cluster* sia uniforme, sui singoli pacchetti del fascio, e considerando che il calorimetro è in grado di acquisire in una finestra temporale di ~ 170 ns si ricava quindi una probabilità di *pile-up* per evento:

$$P_{pile-up}(E > 50 \text{ MeV}, R_t > 60 \text{ cm}) = (0.82 \pm 0.05)\%/\text{evento} \quad (4.2.12)$$

Capitolo 4 : L'acquisizione e la selezione degli eventi a KLOE

Capitolo 5

La selezione degli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$

Come sottolineato in precedenza il fatto che ad una ϕ -factory i K vengano prodotti in coppie consente di riconoscere agevolmente gli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ dalla sola identificazione del K_S^0 o del K_L^0 : a questo procedimento si è dato il nome di *tagging*, rispettivamente del K_L^0 o del K_S^0 .

L'aspetto più importante del *tagging* è la possibilità di selezionare un campione di K_S^0 (o K_L^0) indipendentemente dal loro canale di decadimento, osservando il kaone emesso in direzione opposta.

Nel seguito sono descritti in dettaglio alcuni degli algoritmi di identificazione (*tag*) dei K neutri, e la parte finale del capitolo è dedicata alla misura delle efficienze di uno dei possibili algoritmi di selezione del K_L^0 , denominato “*KLCRASH*”.

5.1 L'identificazione del K_L^0

Abbiamo sviluppato due diversi algoritmi di *tag* del K_L^0 che si basano rispettivamente sulla selezione di:

- eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (*KLTAG*)
- eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (*KSNEUT*)

Il campione più interessante, e l'unico che verrà impiegato per lo studio dei decadimenti del K_L^0 è il primo: un grande ausilio nell'analisi degli eventi selezionati con l'algoritmo *KLTAG* è dato infatti dalla misura dell'impulso del K_S^0 , che consente di determinare in maniera indipendente la direzione di volo e il momento del K_L^0 . In particolare ciò costituisce il primo passo per la ricostruzione dei vertici di decadimento $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0, 3\pi^0$ dalla misura di tempo di volo dei γ nel calorimetro (cfr. par. 2.3.3).

Il secondo algoritmo di *tag* invece, a causa della risoluzione energetica del calorimetro, non permette una ricostruzione accurata dell'impulso del K_S^0 , ma costituisce un utilissimo campione di controllo, come mostrato nel seguito.

5.1.1 Il tag con il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

L'algoritmo di selezione si basa sulla selezione di eventi con due tracce uscenti dalla *beam pipe* che formino un vertice all'interno di un volume fiduciale, definito come segue:

$$R_T = \sqrt{x_v^2 + y_v^2} \leq 4 \text{ cm} \quad (5.1.1)$$

$$z_v \leq 8 \text{ cm} \quad (5.1.2)$$

La richiesta di un volume non sferico è giustificata dalla distribuzione lungo l'asse z del vertice di produzione della ϕ , dovuta alle dimensioni dei pacchetti nei fasci (cfr. par. 2.2): la selezione comprende il 99.8% dei decadimenti del K_S^0 .

Viene inoltre applicato un taglio sull'impulso totale e sulla massa invariante delle due particelle calcolata assumendo che siano due pioni [55]:

$$M_{\pi\pi} \in [400, 600] \text{ MeV}/c^2 \quad (5.1.3)$$

$$P_{\text{tot}} \in [50, 170] \text{ MeV}/c \quad (5.1.4)$$

La scelta di questi tagli cinematici si comprende osservando nel piano $M_{\pi\pi}, P_{\text{tot}}$ la distribuzione dei vertici di decadimento per il segnale e per il fondo (fig. 5.1): mantenendo la contaminazione residua (imputabile principalmente ad eventi $K^+ K^-$) inferiore al 4% la selezione consente di identificare anche gran parte degli eventi in cui uno o entrambi i pioni del K_S^0 decadono in μ prima di raggiungere il volume di tracciamento.

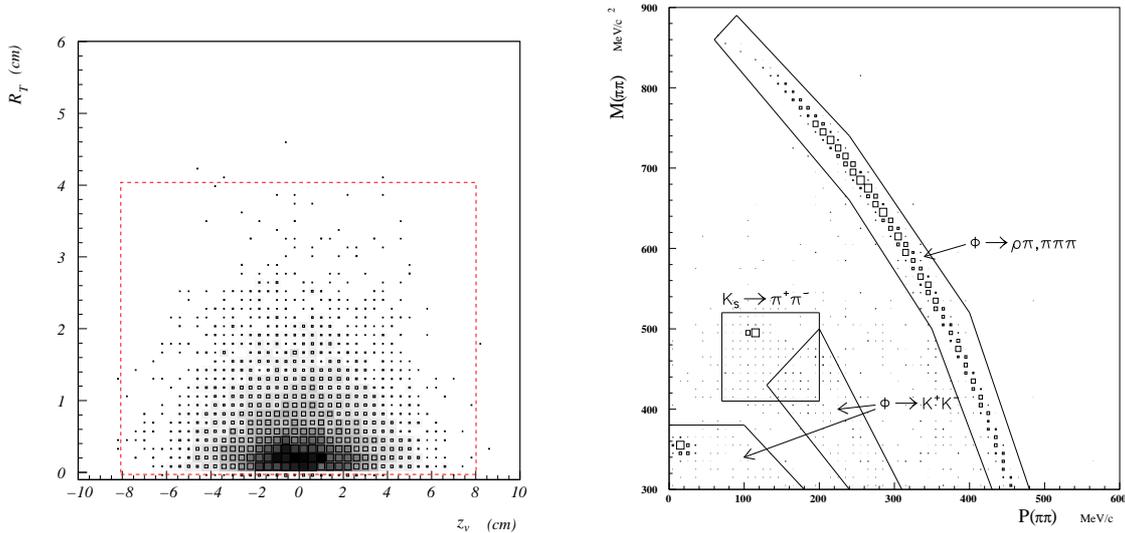


Figura 5.1: A sinistra: distribuzione spaziale dei vertici di decadimento del K_S^0 nel piano R_T, z_v . È evidenziata l'area selezionata dall'algoritmo di tag. A destra: distribuzione nel piano $M_{\pi\pi}, P_{\text{tot}}$ degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e dei possibili eventi di fondo (*Monte Carlo*).

5.1 : L'identificazione del K_L^0

| Campione | Efficienza di <i>tag</i> (K_L^0 nel volume fiduciale) |
|---|---|
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 67.7% \pm 0.6% |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ | 74.1% \pm 0.5% |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ | 67.5% \pm 0.4% |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$ | 68.4% \pm 0.6% |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$ | 68.8% \pm 0.6% |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ | 73.2% \pm 0.5% |

Tabella 5.1: Efficienze (*Monte Carlo*) di *tag* del *KLTAG* per i vari canali di decadimento del K_L^0 . Sono presi in considerazione solo i K_L^0 che decadono dentro al volume fiduciale (VF).

Il risultato di una simulazione di *Monte Carlo* delle efficienze con le quali questo algoritmo identifica i K_L^0 che decadono all'interno del volume di tracciamento è riportato in tabella 5.1: il dato che se ne ricava è la dipendenza dell'efficienza di *tag* dal canale di decadimento del K_L^0 .

Tale effetto è dovuto alla minore efficienza nella ricostruzione del vertice di decadimento del K_S^0 in eventi con 4 tracce nella camera, ascrivibile all'algoritmo di *pattern recognition*. L'indipendenza della selezione dal canale di decadimento del K_L^0 è importante soprattutto nel doppio rapporto, dove si vorrebbe poter cancellare le efficienze di *tag* per $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ e $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: a tale scopo si sta tentando di ottimizzare l'algoritmo di *pattern recognition* per ridurre questo effetto ad un livello accettabile.

5.1.2 Il *tag* con il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Nel caso dei decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ l'algoritmo di selezione (*KSNEUT*) si riduce alla identificazione dei 4 *cluster* fotonici prodotti dai π^0 . Poiché ai fini dell'identificazione dell'evento la lunghezza di decadimento del K_S^0 è trascurabile ($\lambda_S \sim 6$ mm) i 4 γ si possono trattare come provenienti dal vertice primario, e possono essere facilmente identificati dalla misura del loro tempo di arrivo sul calorimetro. Le richieste per la selezione dei fotoni sono [56]:

- a. nessuna traccia associata (*cluster* neutro);
- b. β del *cluster* compatibile con quello di un fotone proveniente dall'origine:

$$\beta_\gamma = \frac{|\vec{x}_{clu}|}{T_{clu} \cdot c} \in [0.9, 1.2] \quad (5.1.5)$$

- c. energia del *cluster*

$$E_\gamma \leq 300 \text{ MeV} \quad (5.1.6)$$

L'algoritmo di *tag* richiede poi un numero di candidati fotoni

$$N_\gamma = 4$$

con una energia totale ed una massa invariante (vedi fig. 5.2)

$$E_{\text{tot}} \geq 300 \text{ MeV}, M_{\gamma\gamma} \in [390, 600] \text{ MeV}/c^2 \quad (5.1.7)$$

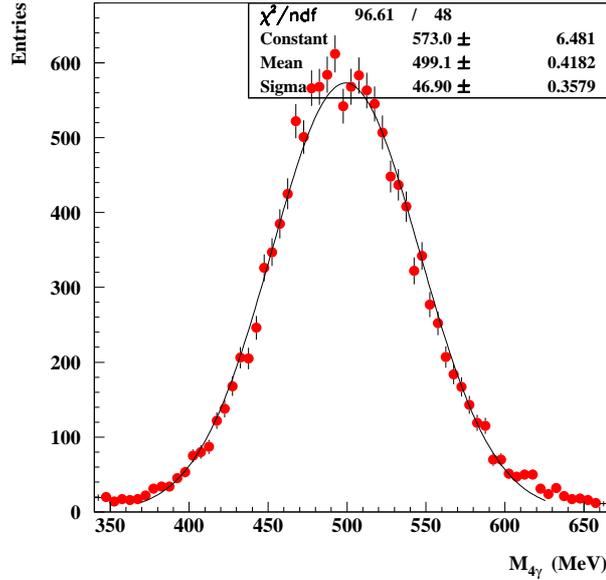


Figura 5.2: La massa invariante del K_S^0 ricostruita con i 4 γ .

e, allo scopo di ridurre la contaminazione residua dovuta al fondo macchina, che almeno per uno dei *cluster* valga:

$$|\cos \theta_\gamma| \leq 0.7 \quad (5.1.8)$$

Anche per questo algoritmo, come accade per il *KLTAG*, l'efficienza di *tag* non è totalmente indipendente dal decadimento del K_L^0 : in questo caso se si verifica contemporaneamente al decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ un decadimento $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ o $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ in prossimità della zona di interazione, il criterio di selezione può contare anche i fotoni del K_L^0 , e può rigettare l'evento se non soddisfa 5.1.7. In figura 5.3 è mostrata l'efficienza di *tag*, ricavata dal *Monte Carlo*, in funzione della lunghezza di decadimento dei K_L^0 per i canali di maggior interesse: per comodità in figura sono mostrate le efficienze di *tag* normalizzate per il *BR* del canale di decadimento del K_L^0 . Si osservi come per gli eventi $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ e $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ che decadono a meno di 10 cm dal vertice primario vi sia una drastica perdita di efficienza.

L'effetto globale è comunque meno rilevante che nel caso del *KLTAG*, come dimostrano le efficienze medie sui vari campioni riportate in tabella 5.2, in buon accordo tra di loro entro gli errori statistici.

5.2 : Il tag del K_S^0

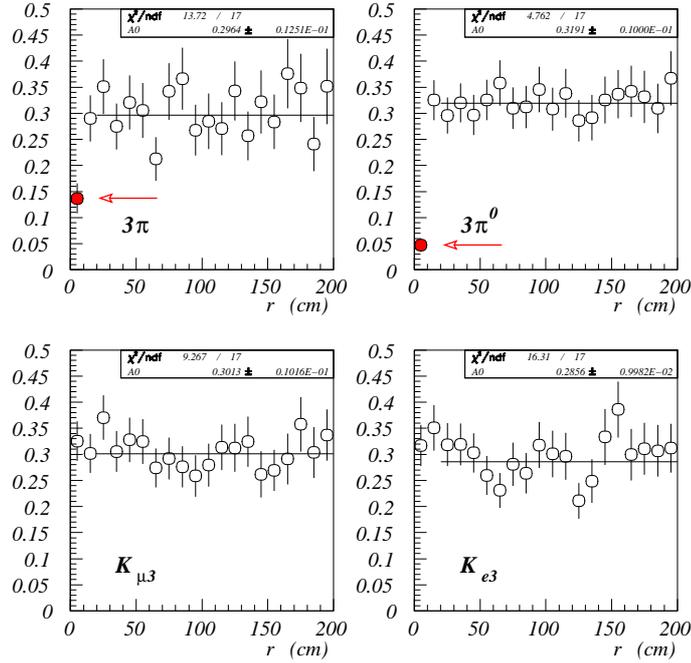


Figura 5.3: Distribuzione della efficienza di tag dell'algorithm $KSN EUT$ in funzione della lunghezza di decadimento del K_L^0 per vari canali: per comodità è mostrata l'efficienza normalizzata al BR del canale di decadimento del K_L^0 . Si noti come nei casi $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ vi sia una perdita di efficienza per lunghezze di decadimento inferiori a 10 cm.

| Campione | Efficienza di tag (K_L^0 nel volume di tracciamento) |
|---|--|
| $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0, K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ | $29.7\% \pm 0.8\%$ |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0, K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ | $30.8\% \pm 0.5\%$ |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0, K_L^0 \rightarrow \pi e\nu$ | $29.9\% \pm 0.8\%$ |
| $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0, K_L^0 \rightarrow \pi\mu\nu$ | $30.1\% \pm 0.5\%$ |

Tabella 5.2: Efficienze (*Monte Carlo*) di tag dell'algorithm $KSN EUT$ per i vari canali di decadimento del K_L^0 , normalizzate ai relativi BR . Sono presi in considerazione solo i K_L^0 che decadono all'interno del volume di tracciamento.

5.2 Il tag del K_S^0

Gli algoritmi di tag del K_S^0 devono fornire l'identificazione del kaone indipendentemente dal suo canale di decadimento, in modo che le relative efficienze si cancellino nel rapporto $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \dots)$. In effetti, come accade nel caso del $KLTAG$, anche per questo tipo di selezione la ricostruzione

dell'evento può introdurre delle correlazioni tra i canali di decadimento dei due K : si è tentato di determinare tali effetti cercando di dipendere il meno possibile dalle simulazioni di *Monte Carlo*.

I criteri di *tag* del K_S^0 possono essere divisi in due categorie:

- a. *tag* carico: il K_S^0 è identificato dal vertice di decadimento del K_L^0 nella camera ($K_L^0 \rightarrow \pi \ell \nu$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$)
- b. *tag* neutro: il K_S^0 è identificato dal decadimento $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, o dall'interazione nel calorimetro dei K_L^0 che non è decaduto nel rivelatore ("KLCRASH").

5.2.1 II KLCRASH

L'algoritmo di *tag* KLCRASH si basa sull'identificazione dei K_L^0 che non decadono nel rivelatore e raggiungono il calorimetro elettromagnetico. I K sono in assoluto le particelle più lente prodotte in KLOE, e possono essere riconosciuti agevolmente dal loro β , ricavato dalla misura di tempo di volo con il calorimetro [57].

Poiché questo algoritmo usa la misura assoluta di tempo dei *cluster*, è necessario selezionare eventi in cui il T_0 globale sia stato determinato correttamente: a tale scopo viene applicato un taglio preliminare richiedendo almeno un *cluster* con

$$\mathbf{TOSEL} \begin{cases} E_{cl} & \geq 50 \text{ MeV} \\ R_T = \sqrt{x_{cl}^2 + y_{cl}^2} & \geq 60 \text{ cm} \end{cases} \quad (5.2.1)$$

che riduce al livello di 10^{-3} la probabilità che un *cluster* accidentale fissi il T_0 (cfr. par. 4.2.6). La selezione vera e propria del K_L^0 si basa sulla ricerca di un *cluster* lento nel *barrel*, non associato a tracce. I tagli applicati sono i seguenti [58]:

$$\mathbf{KCRSEL} \begin{cases} |\cos \theta_{cl}| & \leq 0.7 \\ E_{cl} & \geq 100 \text{ MeV} \\ \beta^* & \in [0.195, 0.245] \end{cases} \quad (5.2.2)$$

dove θ_{cl} e E_{cl} sono l'angolo polare e l'energia del *cluster* nel calorimetro, e β^* è la velocità del kaone nel sistema di riferimento nel centro di massa della ϕ , che si ricava dalla misura di β come:

$$\beta = R_{cl}/T_{cl} \cdot c \quad (5.2.3)$$

$$\beta^* = \frac{\sqrt{\beta^2 + \beta_\phi^2 + 2\beta\beta_\phi \cos \psi}}{1 + \beta\beta_\phi \cos \psi} \quad (5.2.4)$$

essendo β_ϕ il rapporto tra modulo dell'impulso nel laboratorio (p_ϕ) e la massa della ϕ :

$$\beta_\phi = \frac{p_\phi}{M_\phi} \simeq 1.27 \cdot 10^{-2}$$

5.2 : Il *tag* del K_S^0

e ψ l'angolo tra direzione di volo del K_L^0 e l'impulso della ϕ :

$$\cos \psi = \frac{\vec{p}_\phi \cdot \vec{P}_{K_L^0}}{|p_\phi| |P_L|}$$

In figura 5.4 sono mostrate la distribuzione di E_{cl} e β^* per $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$: la differenza tra gli spettri di β^* per le due classi di eventi è da imputarsi all'algoritmo che determina il T_0 globale, come discusso in dettaglio nel paragrafo 4.2.2.

La contaminazione del campione selezionato dai tagli $T0SEL + KCRSEL$ è principalmente dovuta a eventi con muoni cosmici, che superano il *veto* cosmico del *trigger* passando per la regione di congiunzione tra *endcap* e *barrel*. Una migliore reiezione di questi fondi si ottiene applicando un taglio sul numero massimo di colonne contigue con una energia $E_{col} \geq 35 \text{ MeV}$ ¹ nel *barrel*:

$$N_{cc} \leq 5 \quad (5.2.5)$$

che rigetta la particolare classe di eventi in cui il μ cosmico attraversa un'ampia regione del calorimetro prima di entrare nella camera a deriva. In figura 5.5 è mostrata la distribuzione di N_{cc} per il segnale ed il fondo ottenuta analizzando al *display* un piccolo campione di eventi.

Il campione finale, selezionato applicando tutti i tagli mostra una contaminazione residua pari a

$$C_{KLCRASH} \simeq 20\%$$

dovuta principalmente a muoni cosmici ed eventi $\phi \rightarrow K^+K^-$.

Accettanza angolare del *KLCRASH*

La distribuzione angolare dei *cluster* identificati come K_L^0 dall'algoritmo di *tag* è mostrata in figura 5.6. I residui del fit con l'andamento aspettato (vedi fig. 5.6)

$$\frac{dN}{d\theta} \propto \sin \theta^3$$

non mostrano una dipendenza sensibile da θ , permettendo quindi di concludere che l'efficienza dell'algoritmo *KLCRASH* è uniforme in un ampio intervallo angolare. L'accettanza geometrica della selezione può essere quindi stimata dall'andamento teorico: in particolare per $\theta \in [48^\circ, 132^\circ]$

$$\epsilon_{KLCRASH}^{\text{geo}} = 85.4 \pm 0.7\% \quad (5.2.6)$$

l'incertezza sull'accettanza è valutata assumendo un errore sistematico di $\delta z = 5 \text{ cm}$ nella misura della coordinata z del *KLCRASH* (pari a $2\sigma_z$ per un *cluster* di energia $E_{cl} \simeq 100 \text{ MeV}$), e deve essere quindi considerata un limite superiore all'errore su $\epsilon_{KLCRASH}^{\text{geo}}$.

¹Corrispondente in prima approssimazione all'energia rilasciata da una particella al minimo di ionizzazione in una cella calorimetrica.

Capitolo 5 : La selezione degli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$

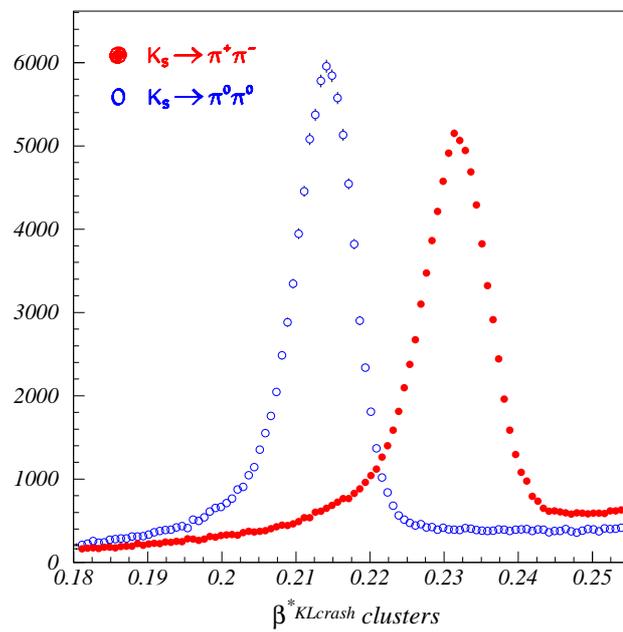
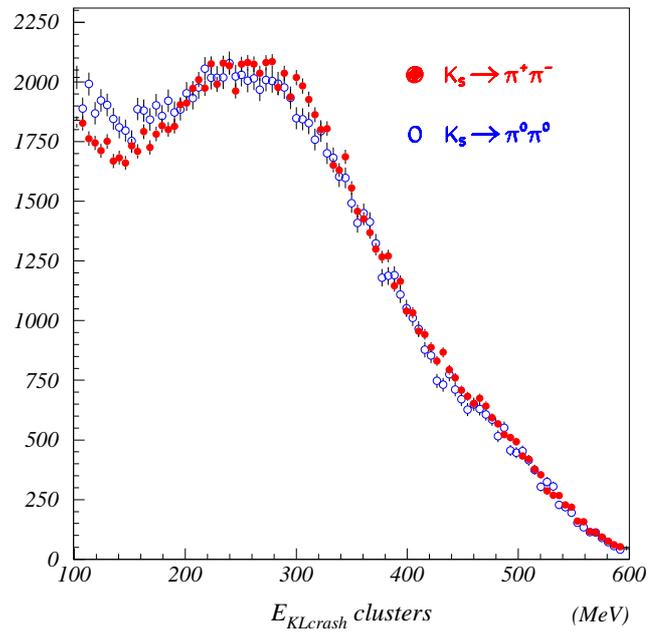


Figura 5.4: Sopra: distribuzione dell'energia del $cluster$ di K_L^0 per eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Sotto: distribuzione di β^* del K_L^0 per eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

5.2 : Il tag del K_S^0

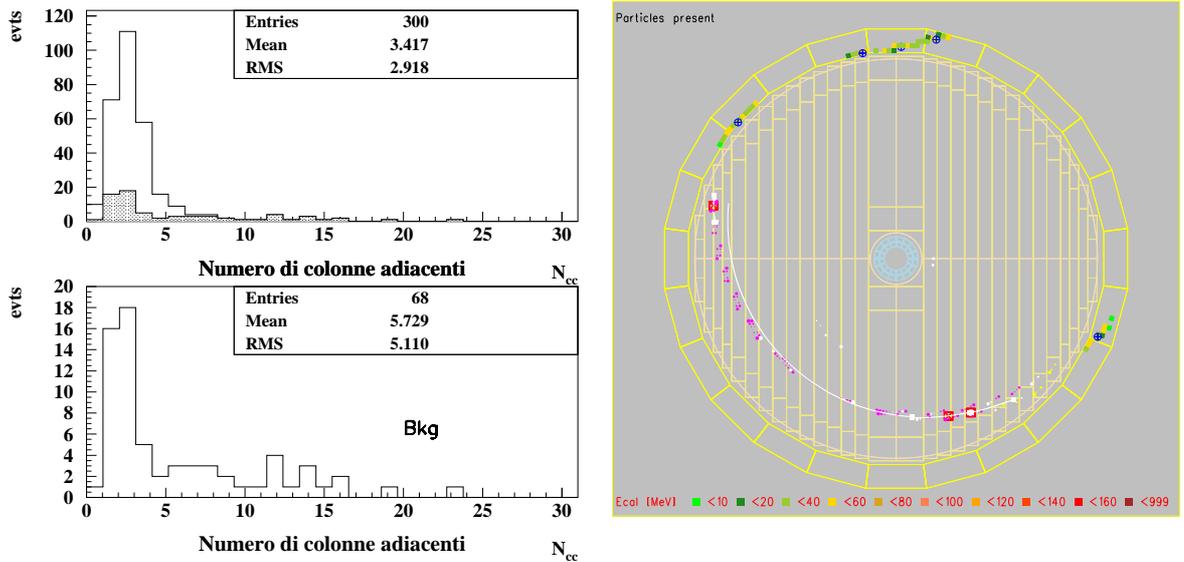


Figura 5.5: A sinistra: distribuzione di N_{cc} per eventi di fondo (in basso) e di segnale (in alto) ottenuta analizzando al *display* un campione di 300 eventi. A destra: un μ cosmico rigettato dal taglio su N_{cc} .

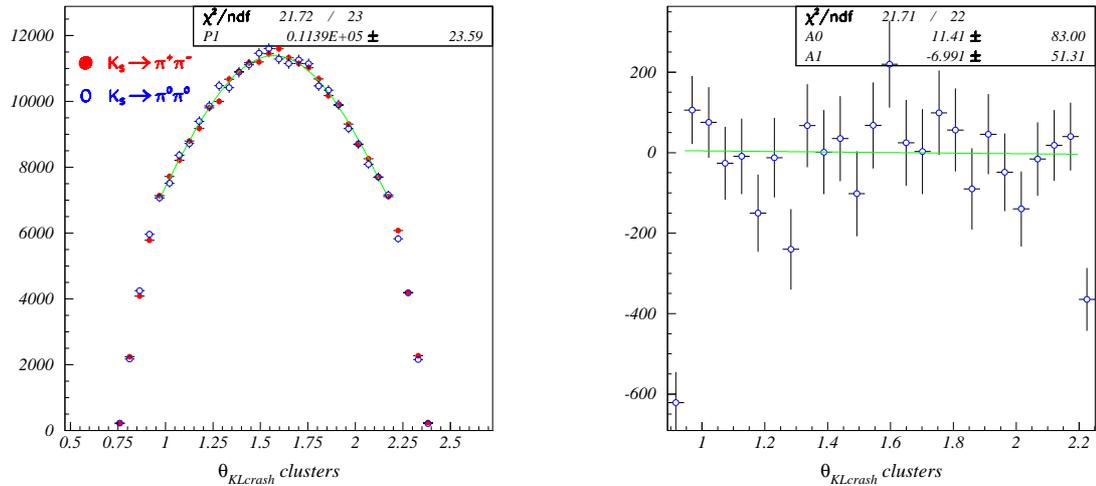


Figura 5.6: Eventi *KLCRASH*: (a sinistra) distribuzione angolare dei *cluster* di K_L^0 , misurato nel sistema del centro di massa della ϕ . È sovrapposto un *fit* $\propto \sin \theta^3$. (A destra) distribuzione dei residui del fit in funzione di θ .

5.2.2 Il tag con il canale $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

Gli eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ costituiscono un campione esiguo ($BR \sim 12\%$) ma potenzialmente molto puro: è infatti possibile selezionarli sfruttando in maniera indipendente le informazioni di camera e calorimetro. Si è quindi deciso di mettere a punto un algoritmo di *tag ad hoc* per questo canale, ed utilizzare questi eventi come campione di controllo nello studio del K_S^0 .

Capitolo 5 : La selezione degli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$

Inizialmente per ogni vertice presente nella camera si fa l'ipotesi che sia un vertice di K_L^0 e gli si assegna l'impulso:

$$\vec{P}_{K_L^0} = \frac{\vec{x}_{\text{vert}}}{|\vec{x}|_{\text{vert}}} \cdot \tilde{P}_K \left(\frac{\vec{x}}{|\vec{x}|}, p_\phi \right)$$

dove \tilde{P}_K è la funzione che fornisce il modulo dell'impulso per un K_L^0 con direzione di volo $\vec{x}/|\vec{x}|$, ricavata conoscendo p_ϕ ed imponendo che l'impulso del K nel sistema del centro di massa della ϕ sia pari a $|P_K^{cm}| = 110.4 \text{ MeV}/c$. Per ogni vertice si possono calcolare il 4-impulso e la massa mancante:

$$P_{\text{manc}}^\mu = P_{K_L^0}^\mu - (p_{\pi^1} + p_{\pi^2})^\mu = (E_{\text{manc}}, P_{\text{manc}}) \quad (5.2.7)$$

$$M_{\text{manc}}^2 = E_{\text{manc}}^2 - P_{\text{manc}}^2 \quad (5.2.8)$$

dove il 4-momento delle due tracce associate al vertice è calcolato nell'ipotesi che siano pioni. In figura 5.7 è mostrata la distribuzione nei piani $(E_{\text{manc}}, P_{\text{manc}})$ e $(M_{\text{manc}}, P_{\text{manc}})$ dei vertici in eventi identificati con il *KLTAG* (cfr. par. 5.1.1): è visibile una struttura con $M_{\text{manc}}^2 \sim m_{\pi^0}^2$ dovuta ai decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Per selezionarla si applica il taglio:

$$\text{PPSEL} \begin{cases} M_{\text{manc}}^2 > 0 \\ M_{\text{manc}} \in [125, 145] \text{ MeV}/c^2 \end{cases} \quad (5.2.9)$$

La banda visibile nell'intervallo $P_{\text{manc}} \in [100, 110] \text{ MeV}/c$ è invece imputabile a vertici prodotti da tracce "spezzate"², per le quali $p_{\pi^1} + p_{\pi^2} \simeq 0$. È proprio per ridurre il fondo dovuto a tali vertici che si rende indispensabile una ulteriore selezione calorimetrica.

Un primo criterio di selezione può sfruttare la misura dei tempi di volo dei 2γ . Per ogni vertice che soddisfa *PPSEL* e per ogni coppia di *cluster* neutri (non associati a tracce) nel calorimetro si calcola:

$$\begin{aligned} \vec{\ell}_{1,2} &= \vec{x}_{1,2} - \vec{x}_{\text{vert}} \\ \delta t_{\gamma\gamma} &= \left(T_1 - \frac{|\ell_1|}{c} \right) - \left(T_2 - \frac{|\ell_2|}{c} \right) \end{aligned} \quad (5.2.10)$$

Va notato che il T_0 globale si cancella in $\delta t_{\gamma\gamma}$, essendo questa una differenza di tempi di volo. Una seconda variabile utile si ottiene misurando l'angolo $\alpha_{\gamma\gamma}$ tra i 2 *cluster* rispetto al vertice

$$\alpha_{\gamma\gamma} = \frac{\vec{\ell}_1 \cdot \vec{\ell}_2}{|\vec{\ell}_1| |\vec{\ell}_2|} \quad (5.2.11)$$

e ricavando poi da questo l'angolo $\alpha_{\gamma\gamma}^*$, ovvero all'angolo tra i 2 fotoni nel sistema di quiete del π^0 , che rispetto al sistema di riferimento del laboratorio è caratterizzato da un *boost* corrispondente a $\vec{p}_{\text{boost}} = -\vec{P}_{\text{manc}}$. Se il vertice è un vertice $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ deve quindi valere:

$$\alpha_{\gamma\gamma}^* \simeq 180^\circ$$

²Ovvero tracce prodotte fisicamente dalla stessa particella, ma ricostruite dal *track fit* in due tronconi di traccia distinti.

5.2 : Il tag del K_S^0

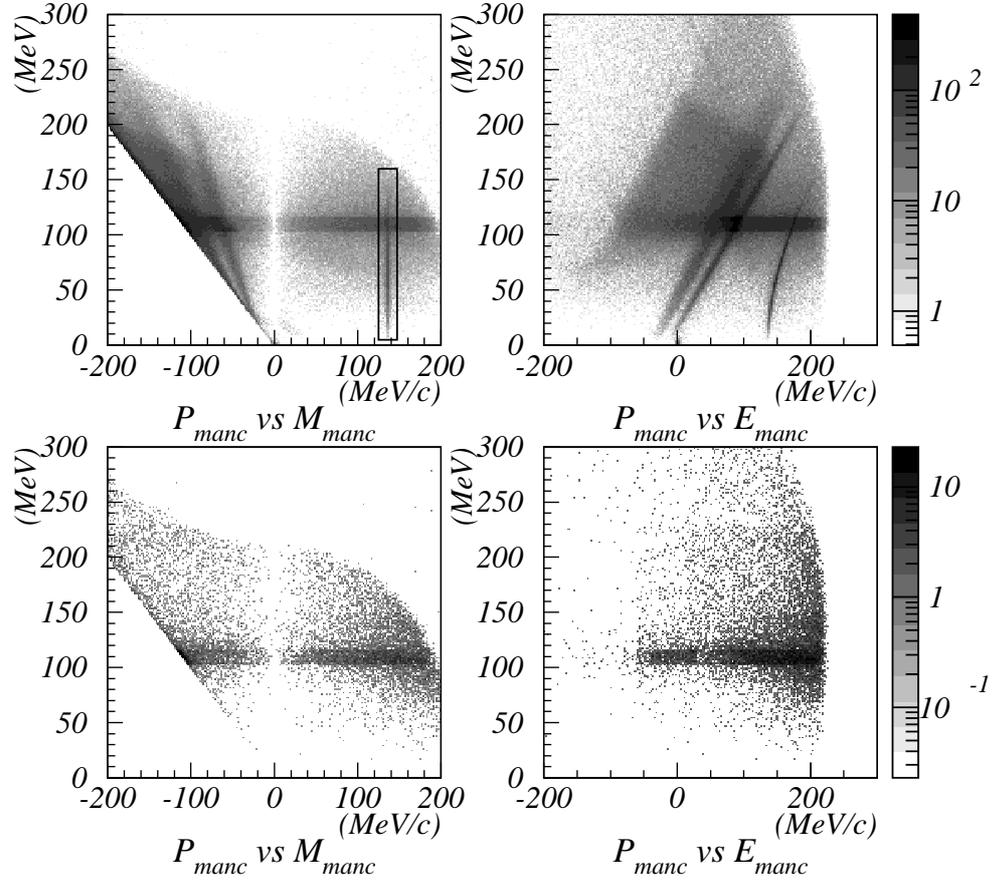


Figura 5.7: In alto: Distribuzione nel piano $M_{\text{manc}}, P_{\text{manc}}$ (a sinistra) e nel piano $E_{\text{manc}}, P_{\text{manc}}$ (a destra) dei vertici ricostruiti in eventi selezionati con l'algoritmo *KLTAG*. In basso: stesse distribuzioni ma per eventi di fondo (cosmici).

In figura 5.8 è mostrata la distribuzione nel piano $\delta t_{\gamma\gamma}, \alpha_{\gamma\gamma}^*$ per tutti i vertici in eventi *KLTAG*: la struttura visibile a $(\delta t, \alpha^*) \simeq (0, 180^\circ)$ corrisponde agli eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$.

La selezione finale applicata è:

$$\mathbf{3PSEL} \left\{ \begin{array}{l} M_{\text{manc}}^2 > 0 \\ M_{\text{manc}} \in [125, 145] \text{ MeV}/c^2 \\ |\delta t_{\gamma\gamma}| \leq 4 \text{ ns} \\ \alpha_{\gamma\gamma}^* \geq 170^\circ \end{array} \right. \quad (5.2.12)$$

Per stimare l'efficienza totale di *tag* si è utilizzato un campione di $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (*KLTAG*) e si è

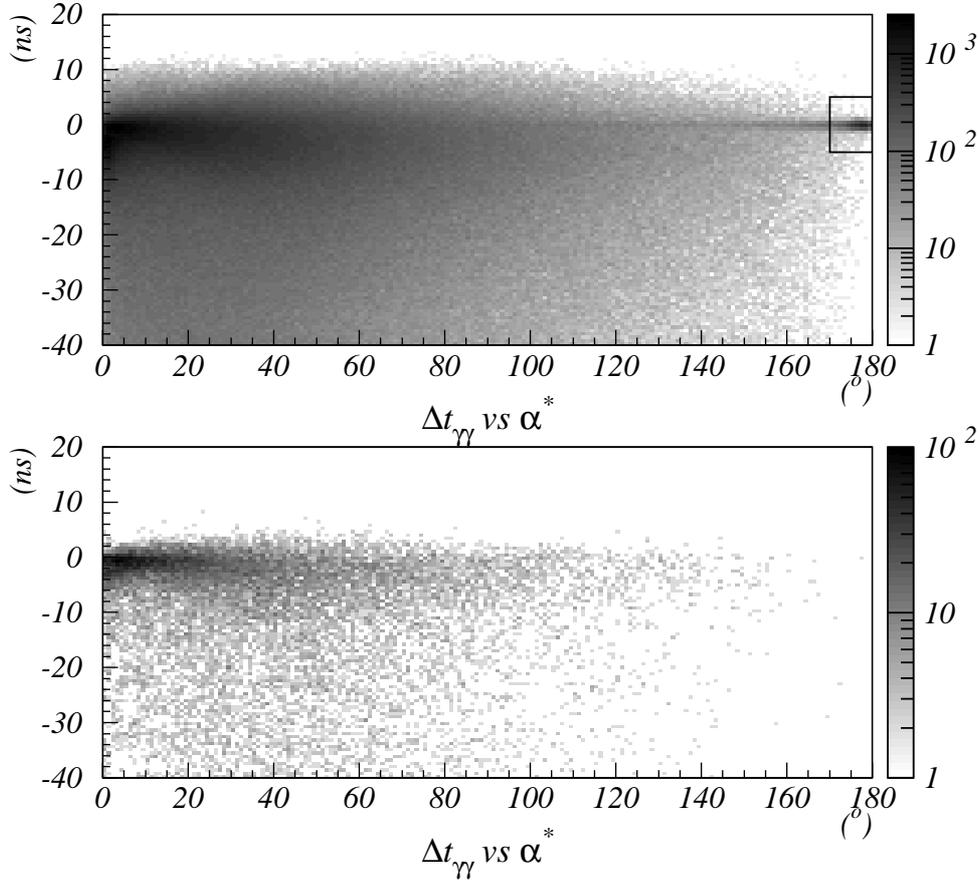


Figura 5.8: In alto: distribuzione di $\delta t_{\gamma\gamma}$ e $\alpha_{\gamma\gamma}^*$ per i vertici che superano la selezione *KLTAG*. In basso: medesima distribuzione per eventi di fondo (cosmici).

determinata la frazione di eventi che soddisfano *3PSEL*:

$$\epsilon_{KL3\pi}^{TAG} = \frac{N^{3PSEL+KLTAG}}{N^{KLTAG}} = 1.2 \pm 0.1\%$$

La contaminazione residua è stata stimata osservando al *display* gli eventi che superano il filtro, ed è risultata inferiore all' 1%.

5.2.3 Gli altri algoritmi di tag del K_S^0

Sono ancora sotto studio altri algoritmi di *tag* del K_S^0 , basati sulla ricerca di altri decadimenti del K_L^0 all'interno del rivelatore.

In particolare l'algoritmo di selezione dei K_L^0 che decadono in carichi nella camera a deriva (denominato *KSTAG*) fornisce un campione di eventi ad alta statistica ed estremamente utile, in

5.3 : Le efficienze di identificazione dei K_S^0

quanto dalla posizione del vertice di decadimento del K_L^0 è possibile ricavare l'impulso del K_S^0 con una precisione più elevata di quanto non accada con i K_L^0 che interagiscono nel calorimetro.

Per selezionare tali eventi si cerca un vertice ricostruito all'interno del volume:

$$\begin{aligned} 30 \text{ cm} &\leq R_T \leq 195 \text{ cm} \\ |z_v| &\leq 0.112 \cdot R_T + 139 \text{ cm} \end{aligned}$$

Il vertice in questione deve soddisfare le seguenti richieste:

- a. non deve trovarsi all'interno della zona di interazione, definita come una sfera di raggio

$$R \leq 30 \text{ cm}$$

- b. ogni traccia associata al vertice non deve, una volta estrapolata, intersecare il volume di fiducia dei K_S^0 :

$$R_T \leq 4 \text{ cm}, |z| \leq 8 \text{ cm}$$

- c. nessuna delle tracce che formano il vertice deve essere connessa ad altri vertici che non soddisfano le due condizioni precedenti.

Su un campione di eventi di *Monte Carlo* il *tag* mostra una efficienza globale nella selezione dei K_L^0 che decadono nella camera pari a

$$\epsilon_{\text{KSTAG}}^{MC} = 59.1 \pm 0.7\%$$

La contaminazione del campione risulta comunque ancora elevata. Tra le sorgenti di fondo, oltre al canale $\phi \rightarrow K^+K^-$, vi sono i raggi cosmici e soprattutto eventi di fondo macchina, con tracce erroneamente spezzate dalla procedura di *fit* delle tracce. La messa a punto di un algoritmo in grado di ridurre la contaminazione residua, che supera attualmente il 90% del campione è tuttora sotto studio.

5.3 Le efficienze di identificazione dei K_S^0

Per lo studio dei *BR* del K_S^0 si è deciso di impiegare esclusivamente il *KLCRASH tag*. La scelta è motivata dalla sua elevata efficienza di *tag* ($\epsilon_{ker} \sim 30\%$), dalla ridotta contaminazione, e dal fatto che per questo campione è più agevole misurare direttamente dai dati ϵ_{ker} .

Nel seguito è descritta in dettaglio la strategia adottata per misurare il rapporto delle efficienze di *tag* del *KLCRASH* per eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, e per la determinazione dell'efficienza assoluta di selezione del canale $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

5.3.1 L'efficienza di *tag* relativa $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- / K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Abbiamo già sottolineato in precedenza l'importanza di avere efficienze di *tag* del K_S^0 indipendenti dal canale di decadimento della particella, in modo da avere una cancellazione di ϵ^{TAG} nella misura del rapporto tra i *BR*.

Tali efficienze possono però essere considerate eguali solo al primo ordine, e vi sono in realtà dei meccanismi in grado di far deviare sensibilmente da 1 il rapporto:

$$\alpha_{kcr} = \frac{\epsilon_{kcr}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\epsilon_{kcr}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \quad (5.3.1)$$

L'approccio adottato per stimare il valore di α_{kcr} non prevede l'impiego del *Monte Carlo*, che descrive in maniera approssimativa il passaggio dei K^0 nella materia: se si considera che la selezione degli eventi *KLCRASH* impiega esclusivamente tagli su energia e β dei *cluster* calorimetrici, e si fa l'assunzione che lo spettro energetico dei *cluster* da K_L^0 non possa dipendere dal canale di decadimento del K_S^0 , vi sono solo due effetti sistematici in grado di modificare il valore di α_{kcr} :

- A) se nessuno dei *cluster* prodotti dal K_S^0 supera i tagli dell'algoritmo di misura del T_0 globale l'evento è scartato: la probabilità che ciò accada può differire tra eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$;
- B) negli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ l'algoritmo che determina il T_0 commette un errore sistematico $\delta t_{\text{bunch}} \simeq +2.7$ ns nel 97% dei casi (cfr. par. 4.2.2), che si traduce in un diverso spettro di β per questa classe di eventi.

I due effetti sono indipendenti e possono essere fattorizzati; scriveremo quindi :

$$\alpha_{kcr} = \alpha_{kcr}^A \cdot \alpha_{kcr}^B$$

A) La selezione del *cluster* di T_0

Per determinare la frazione di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ che rientrano nel caso A) si utilizza il *Monte Carlo*: in figura 5.9 è mostrata la distribuzione del *cluster* di energia massima prodotto dai γ del K_S^0 , per un campione di 10^5 eventi simulati. La frazione di eventi in cui nessun *cluster* prodotto dal K_S^0 soddisfa

$$\begin{aligned} R_T = \sqrt{x_{cl}^2 + y_{cl}^2} &\geq 60 \text{ cm} \\ E_{cl} &\geq 50 \text{ MeV} \end{aligned}$$

dà la perdita netta di eventi, ed è pari a

$$1 - \epsilon_{t0}^A(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (99.849 \pm 0.004(\text{stat.}))\%$$

5.3 : Le efficienze di identificazione dei K_S^0

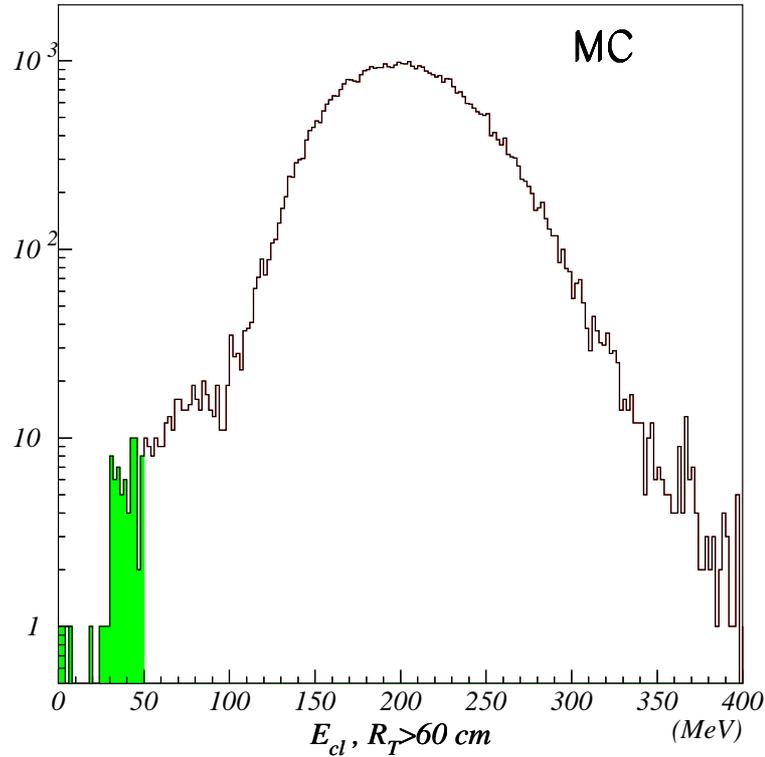


Figura 5.9: Distribuzione di E del *cluster* più energetico prodotto dal decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (Monte Carlo). In figura sono considerati solo i *cluster* con $R_T \geq 60$ cm, corrispondente al taglio in raggio trasverso applicato dall’algoritmo che determina il T_0 globale (cfr. par. 4.2.2).

Per stimare il medesimo effetto sul campione $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ è preferibile non impiegare il *Monte Carlo*, che non simula correttamente la risposta dei pioni di bassa energia nel calorimetro. È invece possibile selezionare eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ in cui uno dei due pioni ha generato un *cluster* atto a fissare il T_0 globale, e studiare l’energia dei *cluster* prodotti dal secondo pione. Questo campione consente di ricavare la probabilità che un pione produca un *cluster* che soddisfi i tagli dell’algoritmo di misura del T_0 globale, in funzione dell’impulso della traccia: la frazione di eventi che vengono rigettati dal taglio sul T_0 si ottiene poi pesando tale probabilità con la distribuzione di impulso delle 2 tracce.

Per ottenere un campione di pioni che raggiungono il calorimetro sono stati selezionati degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ imponendo dei tagli su massa invariante e momento totale dei due π nel sistema del centro di massa:

$$\begin{aligned} M_{\pi\pi} &\in [495.6, 499.6] \text{ MeV}/c^2 \\ P_{tot} &\in [106, 114] \text{ MeV}/c \end{aligned} \quad (5.3.2)$$

Inoltre, per scartare eventi con altre tracce oltre a quelle dei pioni da K_S^0 si è preferito chiedere un

KLCRASH in un cono di 10° di apertura rispetto alla direzione di volo del K_L^0 . Si chiede infine che almeno uno dei 2 pioni abbia generato un *cluster* capace di fissare il T_0 dell'evento: il secondo pione costituisce invece il campione di controllo impiegato per lo studio delle efficienze.

I decadimenti in volo $\pi \rightarrow \mu$ riducono la probabilità di associare alla traccia il *cluster* prodotto dal pione; poiché si è interessati all'efficienza inclusiva di avere un *cluster* che soddisfi 5.2.1 viene quindi applicata una selezione solo temporale: si ottiene una stima del tempo di volo del π (T_{ext}) dalla misura di impulso della particella e dalla lunghezza totale della traccia estrapolata alla superficie del calorimetro, e si cerca almeno un *cluster* con

$$|T_{ext} - T_{cl}| \leq 5 \text{ ns} \quad (5.3.3)$$

Alcuni tagli aggiuntivi sono applicati per escludere le classi di evento topologicamente più complesse:

1. la traccia non deve “spiralizzare” (l'angolo azimutale totale ϕ dal vertice al punto di estrapolazione deve essere $\leq 4\pi$);
2. il punto di estrapolazione deve distare dal *cluster* dell'altro pione o da quello del K_L^0 almeno 12 celle calorimetriche.
3. non devono esservi *cluster* a meno di 30 cm da quelli del K_L^0 e del primo pione;

Dal campione di eventi che soddisfano queste tre condizioni viene infine ricavata l'efficienza, separatamente per π^+ e π^- , in funzione di p_t e p_z della traccia:

$$\epsilon^\pm(p_t, p_z) = \frac{N_{selected}^\pm(p_t, p_z)}{N^\pm(p_t, p_z)} \quad (5.3.4)$$

Le distribuzioni degli eventi nel piano p_t, p_z per il campione così selezionato e per un analogo campione di *Monte Carlo* sono mostrate in figura 5.10: i valori di efficienza sono invece riportati in fig. 5.11.

Tre aspetti devono essere tenuti in debito conto:

- poiché l'efficienza di traccia a piccolo angolo scende a zero, non è possibile coprire la regione a basso p_t ed alto p_z . In particolare le efficienze non vengono misurate al di sotto dei 25° (regione 1 in fig. 5.10);
- la regione delle tracce che “spiralizzano”

$$\theta \sim 90^\circ, |p_z| < 30 \text{ MeV}/c, p_t < 160 \text{ MeV}/c$$

è stata esclusa: in questo caso infatti è difficile identificare il *cluster* del pione dal solo tempo di volo. In tale regione l'efficienza è considerata 0 (regione 2 in fig. 5.10);

5.3 : Le efficienze di identificazione dei K_S^0

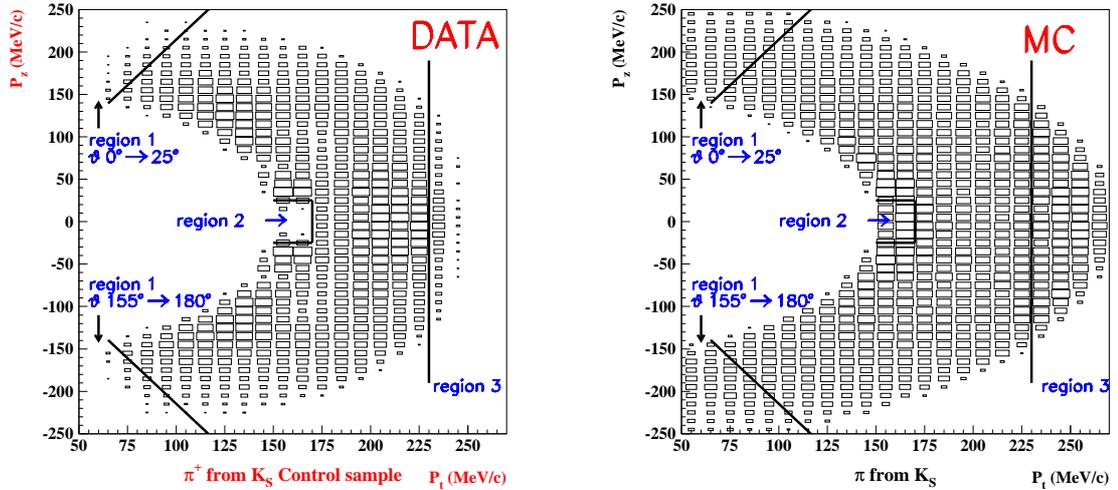


Figura 5.10: (Sinistra) campione di normalizzazione $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ usato nella stima della efficienza. Le regioni evidenziate (1,2, e 3) sono descritte nel testo. (destra) campione *Monte Carlo*.

- in un evento $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, quando un pione “spiralizza”, il secondo pione si trova nelle regione ad alto p_t e basso p_z ($\theta \sim 90^\circ$); poiché difficilmente si riesce ad associare al *cluster* un pione che “spiralizza”, non si riesce a coprire questa regione nell’analisi (regione 3 in fig. 5.10). In questa regione l’efficienza è stata stimata utilizzando un campione di eventi $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, in grado di coprire questo intervallo di impulso. Tagli topologici analoghi a quelli descritti sono stati applicati anche a tale campione.

Valutata l’efficienza di produrre un *cluster* atto a fissare il T_0 è infine possibile convolverla con la distribuzione di impulso dei pioni fornita dal *Monte Carlo*.

In eventi che soddisfano la selezione in 5.3.2, la probabilità che una delle due tracce provenienti dal punto di interazione sia un μ è $\leq 10^{-3}$: dalla figura 5.12 si può anzi verificare che la maggior parte dei decadimenti in volo dei π dentro la *beam-pipe* appartengono al campione complementare.

Quindi, la probabilità di avere un μ che colpisce il calorimetro è diversa nel campione totale rispetto a quello usato per la misura dell’efficienza; alla luce di ciò la strategia adottata per inserire nel *Monte Carlo* le efficienze di pioni misurate è la seguente:

- se il pione non decade in volo prima di entrare nel volume di tracciamento, viene estratto un numero casuale tra 0 e 1, e se è inferiore a $\epsilon^\pm(p_t, p_z)$ il pione è considerato capace di produrre il *cluster* di T_0
- viceversa, se una delle tracce che escono dal punto di interazione è un μ viene usata l’efficienza di *Monte Carlo*;

Lo stesso approccio può essere seguito usando solo il campione di eventi $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$: in questo

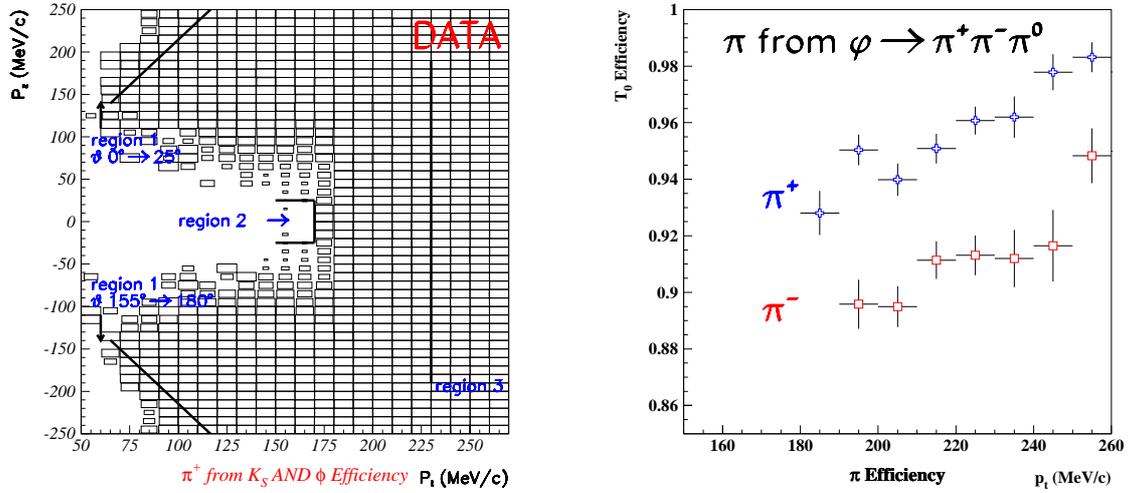


Figura 5.11: (Sinistra) efficienza del π^+ stimata usando eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ in funzione di p_z e p_t . (Destra) efficienze per π^+ (croci) e π^- (quadri) in funzione di p_t ottenute con eventi $\phi \rightarrow \rho\pi$.

secondo caso l'unica differenza è la presenza dei due *cluster* di fotone prodotti dal π^0 invece del *cluster* di *KLCRASH*, e il fatto che i π^\pm coprono un intervallo di impulso più ampio.

L'efficienza finale che gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ riescano a soddisfare i tagli applicati dall'algoritmo di misura del T_0 globale è:

$$1 - \epsilon_{t0}^A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (98.6 \pm 0.10(\text{syst.}) \pm 0.06(\text{stat.}))\% \quad (5.3.5)$$

dove l'errore sistematico è dato dalla differenza delle misure ottenute con i due campioni ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $\phi \rightarrow \rho\pi$).

Complessivamente si ha quindi:

$$\alpha_{kcr}^A = \frac{1 - \epsilon_{t0}^A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{1 - \epsilon_{t0}^A(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = 0.9875 \pm 0.0010(\text{syst.}) \pm 0.0006(\text{stat.}) \quad (5.3.6)$$

B) L'effetto della misura del T_0

Come sottolineato in precedenza (cfr. par.4.2.2) l'algoritmo di misura del T_0 globale è corretto solo nel caso di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, per i quali è ragionevole fare l'ipotesi che la prima particella a raggiungere il calorimetro sia un fotone. Viceversa per gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ tale ipotesi porta alla corretta misura del T_0 solo nell' $\sim 1,1\%$ dei casi e ad un errore di

$$\delta t_{+-} \simeq +\delta t_{bunches} \sim 2.7 \text{ ns}$$

(corrispondente alla minima distanza temporale tra due *bunches* in DAΦNE) nel $\sim 97\%$ dei casi (vedi fig.4.10).

5.3 : Le efficienze di identificazione dei K_S^0

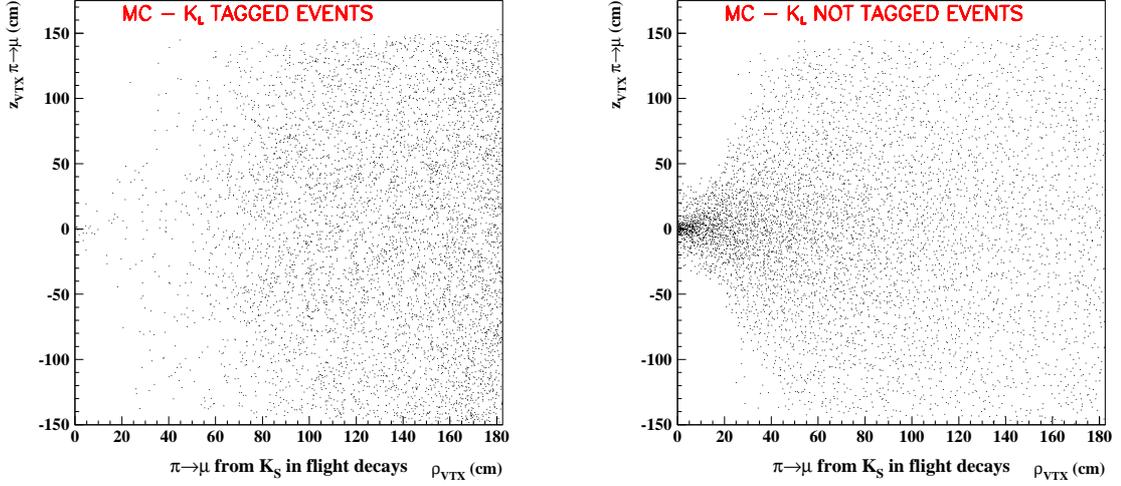


Figura 5.12: Vertici *Monte Carlo* dei decadimenti in volo $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm$, per eventi che soddisfano (sinistra) o non soddisfano (destra) i tagli in 5.3.2.

Di conseguenza lo spettro in β^* dei K_L^0 nel calorimetro (fig. 5.4) mostra un picco a

$$\beta_{00}^* \simeq 0.212$$

nel solo caso $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, ed è dato dalla somma di più picchi nel caso del $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, il più popolato dei quali è centrato a

$$\beta_{+-}^* \simeq 0.233$$

Il rapporto tra le efficienze di *tag* sarà dato quindi (a meno di altri effetti) dal rapporto tra il numero di *KLCRASH* che entrano nella finestra

$$\beta^* \in [0.195, 0.245]$$

calcolato su due campioni eguali di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

La strategia adottata per misurare il rapporto tra queste due popolazioni è basata sull'impiego di 8×10^5 eventi selezionati con l'algoritmo *KLTAG*:

- C1)** da un sottocampione di 10^5 eventi si è ricavata la distribuzione di β^* per i *cluster* da K_L^0 quando il K_S^0 decade in due pioni carichi;
- C2)** la distribuzione di β^* per eventi in cui il K_S^0 decade in pioni neutri è stata ricavata dal medesimo campione di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, dopo aver opportunamente riallineato il T_0 globale con il metodo descritto nel paragrafo 4.2.2 (denominato "*T₀ - Step1*"), che impiega la misura di impulso delle tracce nella camera per fissare il tempo di volo dei pioni. Per essere sicuri che il nuovo T_0 sia calcolato correttamente si sono fatte delle richieste aggiuntive rispetto a quelle applicate dall'algoritmo *T₀ - Step1*:

- entrambe le tracce dei pioni devono essere associate ad un *cluster*
- le correzioni al T_0 - *Step0* (cfr. par. 4.2.2) ottenute con la prima e con la seconda traccia devono essere compatibili. A tale scopo si richiede che gli scarti tra i tempi di volo stimati per i due pioni ed i tempi dei due *cluster* associati siano:

$$|\delta T_0^{1,2}| = \left| \left(T_{cl1,2} - \frac{\ell_{\pi1,2}}{\beta_{\pi1,2}} \right) \right| \leq 1.2 \text{ ns}$$

dove il taglio è stato fissato osservando la distribuzione congiunta di δT_0^1 e δT_0^2 (mostrata in fig. 5.13).

Correggendo i tempi dei *cluster* per il T_0 - *Step1* si ottiene un sottocampione che simula perfettamente la distribuzione di β^* in eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Anche in questo caso sono stati selezionati 10^5 eventi.

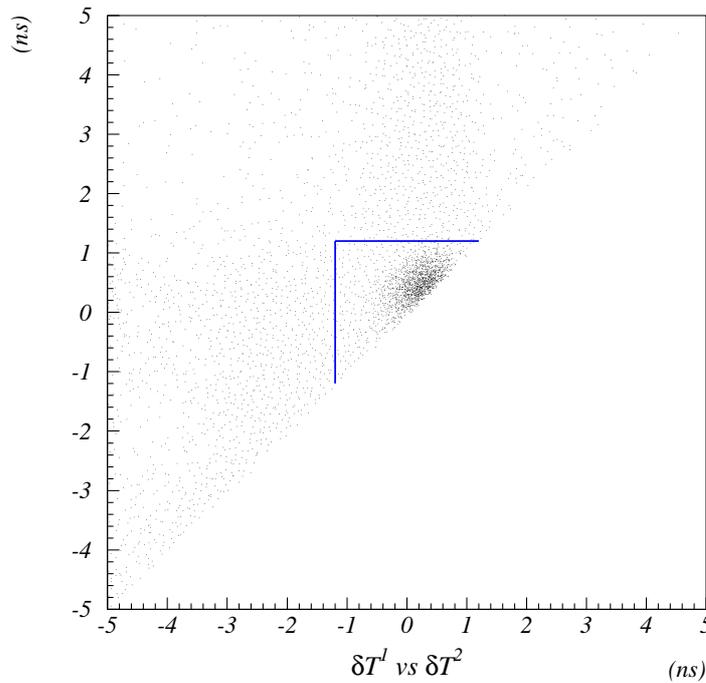


Figura 5.13: Distribuzione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nel piano $\delta T_0^1, \delta T_0^2$, ricavata da un campione in cui entrambi i pioni del K_S^0 sono associati ad un *cluster*. In figura sono mostrati i tagli applicati per la selezione degli eventi utilizzati nella misura di α_{ker}^B .

Il rapporto tra il numero di eventi del campione **C1** e del campione **C2** aventi almeno un *cluster* che soddisfa i tagli

$$E_{cl} \geq 100 \text{ MeV}, \beta^* \in [0.195, \beta_{max}]$$

con β_{max} estremo variabile dell'intervallo di β^* considerato, è mostrato in figura 5.14.

5.3 : Le efficienze di identificazione dei K_S^0

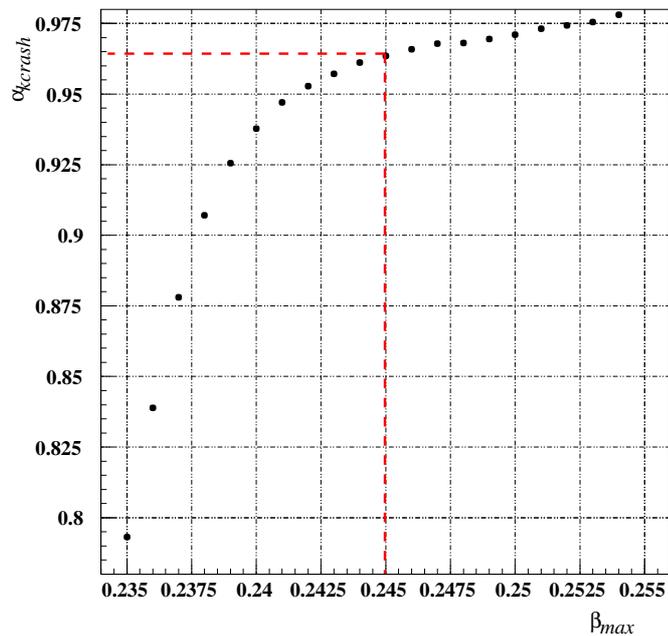


Figura 5.14: In figura è mostrato l'andamento di α_{kcrash}^B ricavato dal rapporto N_{C1}/N_{C2} in funzione dell'estremo superiore dell'intervallo in β^* .

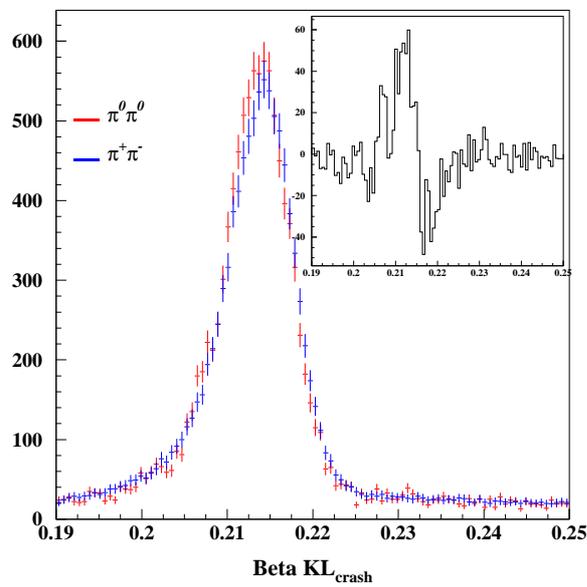


Figura 5.15: Sono mostrate le distribuzioni sovrapposte di β^* del K_L^0 per i campioni $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (in rosso) e $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ con il T_0 - Step1 (in blu). In alto, nel riquadro è poi riportata la distribuzione della differenza tra i due istogrammi.

L'ipotesi che l'unica differenza tra le distribuzioni di β^* per eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ derivi dalla determinazione del T_0 (*Step0*) è alla base di questo metodo: avendo impiegato solo eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ per la misura di α_{kcr}^B è inoltre possibile controllare il risultato ottenuto su di un campione di $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ottenuti con l'algoritmo di selezione *KSNEUT* (vedi par. 5.1.2). Un semplice *test* di controllo si ottiene confrontando le distribuzioni di β^* per i *cluster* che soddisfano i tagli del *KLCRASH* ricavate sul campione **C2** e su di un campione costituito dallo stesso numero di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

In figura 5.15 si può osservare la sovrapposizione delle due distribuzioni: si è avuta l'accortezza di ricavare le due distribuzioni con il medesimo numero di eventi per *run*, in modo che eventuali effetti di deformazione dello spettro dovuti a fluttuazioni di energia del fascio o a scalibrizioni dell'apparato (che comunque dovrebbero essere trascurabili) siano ugualmente riprodotte nei due istogrammi. Si osserva un lieve disallineamento tra gli spettri, corrispondente ad una traslazione dell'asse dei tempi di ~ 100 ps: l'impatto finale di questa sistematica, tuttora sotto studio, sulla misura di α_{kcr}^B si valuta direttamente dalla differenza degli integrali delle due distribuzioni

$$\frac{\delta\alpha_{kcr}^B}{\alpha_{kcr}^B} = \frac{\int_{\beta_{min}}^{\beta_{max}} |N^B(\mathbf{C2}) - N^{00}(\beta)| d\beta}{\int_{\beta_{min}}^{\beta_{max}} N(\beta) d\beta} = (1.2 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \quad (5.3.7)$$

Il valore finale di α_{kcr}^B , ottenuto fissando $\beta_{max} = 0.245$ (valore impiegato nell'algoritmo *KLCRASH*) è quindi pari a:

$$\alpha_{kcr}^B = 0.965 \pm 0.0027(stat.) \pm 0.0012(syst.) \quad (5.3.8)$$

5.3.2 L'efficienza assoluta di tag

La conoscenza delle efficienze di selezione del *KLCRASH tag* consente di misurare oltre al rapporto anche il *BR* assoluto dei due principali canali di decadimento del K_S^0 : in particolare una conoscenza di tali efficienze anche solo al livello del $\sim 1\%$ permetterà di migliorare l'attuale conoscenza di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ e $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ [16].

- L'efficienza di assoluta di tag per $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Il principale ostacolo nella misura di ϵ_{kcr}^{+-} dai dati sorge dalla dipendenza delle efficienze di ricostruzione delle tracce del K_S^0 dal canale di decadimento del K_L^0 e dalla posizione del suo vertice (cfr. par. 5.1.1). In particolare, a causa dell'inefficienza del *track-fit* per eventi con 4 tracce nella camera a deriva, la frazione di eventi con un *KLCRASH* in un campione selezionato dal *KLTAG*

$$\tilde{\epsilon}_{kcr}^{+-} \simeq 30\%$$

è necessariamente una sovrastima di ϵ_{kcr}^{+-} . La valutazione e la piena comprensione di tale sistematica, che come discusso nel paragrafo 5.1.1 potrà essere ridotta attraverso l'ottimizzazione dell'algoritmo di *pattern recognition*, è in corso di studio ed esula dagli scopi di questa tesi.

5.3 : Le efficienze di identificazione dei K_S^0

- L'efficienza di assoluta di tag per $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Come già mostrato nel paragrafo 5.1.2 l'algoritmo *K SNEUT* è meno sensibile al particolare canale di decadimento del K_L^0 , e quindi l'efficienza di tag ϵ_{kcr}^{00} si valuta direttamente dalla frazione di eventi, in un campione di $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, con almeno un *cluster* che soddisfi tagli del *KLCRASH*.

Si ricorderà che un *cluster* è identificato come *KLCRASH* se soddisfa precisi tagli su energia, tempo e posizione (cfr. 5.2.2). Al fine di ottenere un maggiore controllo sulla misura di efficienza si è preferito valutare separatamente l'effetto del taglio in accettazione e dei tagli in β^* ed energia; l'accettazione per il taglio in θ_{cl} è stata ricavata dalla distribuzione angolare aspettata, e risulta pari a:

$$a_{kcr}^{geo} = (88.4 \pm 0.7)\% \quad (5.3.9)$$

Dove l'errore è ricavato assumendo una incertezza di $\delta\theta_{kcr} \sim 0.9^\circ$ nella misura dell'angolo, pari alla σ_θ per un *cluster* di 100 MeV.

La valutazione dell'efficienza di identificazione dei *cluster* da K_L^0 nel calorimetro, indipendentemente dai tagli di accettazione, si ricava poi ricostruendo l'impulso del K_S^0 con i 4 fotoni ed imponendo che

$$\vec{p}_{K_L} = \vec{p}_\phi - \vec{p}_{4\gamma}$$

sia diretto all'interno della regione angolare selezionata. La precisione fornita dal calorimetro sulla direzione di volo del K_S^0 e quindi del K_L^0 , non è elevata ma ci si può assicurare che la particella punti verso il *barrel* imponendo dei tagli molto duri sull'impulso ricostruito p_{K_L} :

$$\theta_{kcr}^{4\gamma} \in [85^\circ, 95^\circ]$$

In figura 5.16 è mostrata la distribuzione angolare dei K_L^0 selezionati con questo taglio, ottenuta dalla simulazione di *Monte Carlo*: la frazione degli eventi che cadono al di fuori della regione di accettazione $45^\circ \leq \theta_{kcr} \leq 135^\circ$ è inferiore a $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ e può quindi essere trascurata.

Se quindi si suppone che la probabilità di produrre un *cluster* di $E_{cl} \geq 100$ MeV nel calorimetro sia costante per i K_L^0 che incidono sul *barrel* (cfr. par. 5.2.1), l'efficienza cercata si ricava dalla frazione di eventi che in questo campione soddisfa la selezione del *KLCRASH*, pari a:

$$P_{kcr} = (34.1 \pm 0.4)\% \quad (5.3.10)$$

dove l'errore è determinato dalla statistica degli eventi.

L'efficienza globale di tag per il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ è quindi:

$$\epsilon_{kcr}^{00} = a_{kcr}^{geo} \cdot P_{kcr} = (30.1 \pm 0.2)\% \quad (5.3.11)$$

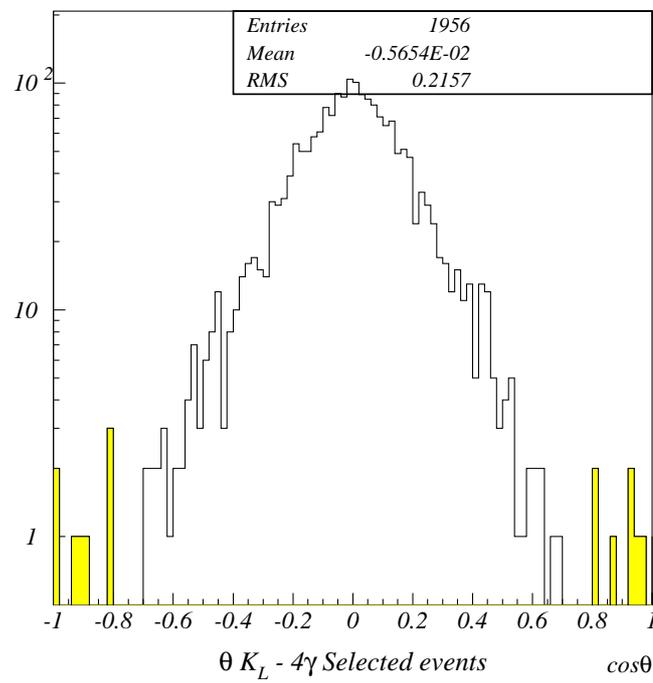


Figura 5.16: Distribuzione angolare ($\cos\theta$) del K_L^0 ottenuta da *Monte Carlo*, per un campione di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ in cui l'impulso del K_L^0 (ricavato dalla misura di energia e posizione dei *cluster* dei 4 fotoni del K_S^0) è compreso nella regione angolare $45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$.

Capitolo 6

La misura dei BR di decadimento del K_S^0

In questo capitolo sono descritti i dettagli dell'analisi dei decadimenti in due pioni del K_S^0 , ed in particolare del rapporto $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) / BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$. La selezione degli eventi si basa sull'identificazione di un K_L^0 che ha interagito nel calorimetro (*KLCRASH*), e su alcune richieste minimali atte a riconoscere il decadimento del K_S^0 .

Tutte le analisi descritte sfruttano la statistica di eventi acquisita durante i *run* del '99, corrispondente a $\int \mathcal{L} dt = 2.4 \pm 0.1 \text{ pb}^{-1}$.

6.1 Il metodo di misura

L'analisi descritta in questo capitolo impiega un campione di 7×10^5 eventi candidati $K_S^0 K_L^0$ identificati per mezzo del *KLCRASH tag*. Tra tutti i possibili criteri di selezione del K_S^0 (cfr. par. 5.2) questo infatti si distingue per:

- l'elevata efficienza di selezione ($\sim 30\%$)
- la semplice topologia degli eventi: il K_L^0 produce nella maggior parte dei casi un solo *cluster* nel calorimetro e disturba marginalmente la ricostruzione dei prodotti di decadimento del K_S^0

Per eliminare la contaminazione residua del campione del $15\% \div 20\%$ (cfr. par. 5.3), e per selezionare i singoli decadimenti del K_S^0 , sono stati applicati alcuni tagli aggiuntivi.

L'impiego dell'algoritmo di *tag* permette di ricavare il rapporto tra i BR di decadimento del K_S^0 senza impiegare la misura di luminosità, in quanto è possibile normalizzarsi direttamente al numero di K_L^0 prodotti. Si ha infatti:

$$\frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \frac{N_{kcr}^{+-}}{N_{kcr}^{00}} \times \frac{1}{\alpha_{kcr}} \times \frac{a_{geo}^{00} \cdot \epsilon_{rec}^{00} \cdot \epsilon_{sel}^{00}}{a_{geo}^{+-} \cdot \epsilon_{rec}^{+-} \cdot \epsilon_{sel}^{+-}} \times \frac{\epsilon_{trig}^{00}}{\epsilon_{trig}^{+-}} \quad (6.1.1)$$

dove:

$$\begin{aligned}
 N_{kcr}^{+-,00} &= \text{Numero di eventi } K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 \text{ nel campione selezionato dal tag;} \\
 \alpha_{kcr} &= \text{rapporto tra le efficienze di tag dei decadimenti } K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \text{ e } K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \text{ con} \\
 &\quad \text{l'algoritmo } KLCRASH \text{ (cfr. par. 5.2.1);} \\
 \epsilon_{sel,rec}^{+-,00} &= \text{efficienze di selezione e ricostruzione per gli eventi } K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0 ; \\
 \alpha_{geo}^{+-,00} &= \text{accettanza geometrica per le due classi di eventi ;} \\
 \epsilon_{trig}^{+-,00} &= \text{efficienze di trigger per gli eventi selezionati.}
 \end{aligned}$$

La strategia adottata per la misura prevede di ricavare le efficienze di selezione, di ricostruzione e le accettanze geometriche per i due processi in esame dalle simulazioni di *Monte Carlo* : l'affidabilità di questa procedura e gli errori sistematici che ne derivano vengono poi valutati confrontando la simulazione con opportuni campioni di dati.

Per determinare le efficienze di *trigger* non è invece possibile affidarsi all'ausilio delle simulazioni, in quanto la descrizione della risposta del calorimetro ai pioni di bassa energia non è abbastanza accurata, e rende difficile la valutazione di ϵ_{trig}^{+-} . Tali efficienze possono però essere ricavate dai dati stessi, come viene mostrato nel seguito. Si tenga inoltre presente che non è necessario, ai fini della misura di 6.1.1, valutare le efficienze di *trigger* per un evento $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ qualsiasi, ma per i soli eventi che soddisfano i tagli di selezione, e che tali tagli sono stati opportunamente calibrati per individuare regioni cinematiche caratterizzate da efficienze di *trigger* elevate.

Il metodo di misura delle efficienze di *tag* ed in particolare del rapporto $\epsilon_{kcr}^{+-}/\epsilon_{kcr}^{00}$ (α_{kcr}), è invece stato già descritto nel capitolo precedente (cfr. par. 5.3).

6.2 La selezione degli eventi

Una selezione altamente efficiente e con bassa contaminazione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, una volta identificato il K_L^0 nel calorimetro, si ottiene aggiungendo delle richieste minimali sul decadimento del K_S^0 : in particolare una selezione basata sulle tracce che provengono dalla regione di interazione, o sul semplice conteggio dei *cluster* neutri (non associati a tracce) presenti nell'evento riduce il problema di valutare le efficienze di selezione alla determinazione delle sole efficienze di ricostruzione di *cluster* e tracce nel rivelatore.

6.2.1 Gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

L'algoritmo di selezione si basa sull'individuazione di una topologia di evento con due particelle cariche provenienti dal punto di interazione (*IP*). Per non complicare la valutazione dell'efficienza non richiediamo 2 tracce connesse ad un vertice (come nel caso del *KLTAG*) ma semplicemente che almeno due tracce soddisfino i seguenti requisiti:

6.2 : La selezione degli eventi

1. una distanza di minimo approccio all'origine nel piano trasverso (ρ, ϕ)

$$d_{\min}^{xy} \leq 10 \text{ cm} \quad (6.2.1)$$

2. la coordinata z e la distanza dall' IP del primo punto (*hit*) della traccia nel piano trasverso ¹

$$\begin{aligned} \rho_{\text{first}} &\leq 35 \text{ cm} \\ z_{\text{first}} &\leq 40 \text{ cm} \end{aligned} \quad (6.2.2)$$

In figura 6.1 sono mostrate le distribuzioni di d_{\min}^{xy} , z_{first} , ρ_{first} e $|\vec{P}|$ per le tracce selezionate, e le medesime distribuzioni ricavate dalle simulazioni di *Monte Carlo*, con le quali sono in buon accordo.

È infine applicato un taglio di accettazione su entrambe le tracce, per evitare la regione angolare coperta dal *QCAL*:

$$\cos \theta \leq 0.9 \quad (6.2.3)$$

La richiesta aggiuntiva di un *KLCRASH* assicura una buona purezza del campione selezionato: non è quindi necessario chiedere la ricostruzione del vertice del K_S^0 , che comporterebbe una riduzione dell'efficienza di selezione senza ulteriori vantaggi per l'analisi.

La contaminazione residua del campione è dovuta a particolari topologie di eventi $\phi \rightarrow K^+ K^-$, nei quali uno dei due K carichi decade appena entrato nella camera a deriva, mentre il secondo decade dopo aver attraversato gran parte del volume di tracciamento.

Una prima variabile utile per eliminare il fondo è il valore massimo tra i due impulsi delle tracce selezionate:

$$p_{max} = \max(|\vec{p}_1|, |\vec{p}_2|)$$

che nel caso dei pioni di decadimento del K_S^0 deve essere compreso nell'intervallo [200, 270] MeV/ c , mentre per i K^\pm è localizzato intorno ai ² 110 MeV/ c .

È inoltre utile considerare l'impulso totale dell'evento, che si ottiene sommando l'impulso delle due tracce estrapolato all' IP e l'impulso del K_L^0 ricavato dalla posizione del suo *cluster* nel calorimetro:

$$p_{tot} = |\vec{P}_{K_L} + \vec{p}_1 + \vec{p}_2| \quad (6.2.4)$$

In figura 6.2 è riportata la distribuzione congiunta di p_{max} e p_{tot} ottenuta dai dati e dalla simulazione di *Monte Carlo* di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e $K^+ K^-$; in figura è anche mostrato il taglio applicato

¹Si tenga presente che il primo *layer* di fili della camera ha $\rho_{\text{stlayer}} \simeq 28 \text{ cm}$.

²L'impulso dei kaoni carichi è in prima approssimazione monocromatico e pari a $\sim 127 \text{ MeV}/c$. Il valore osservato è sistematicamente inferiore a causa della perdita di energia del K nell'attraversare la *beam pipe* e la parete interna della camera a deriva.

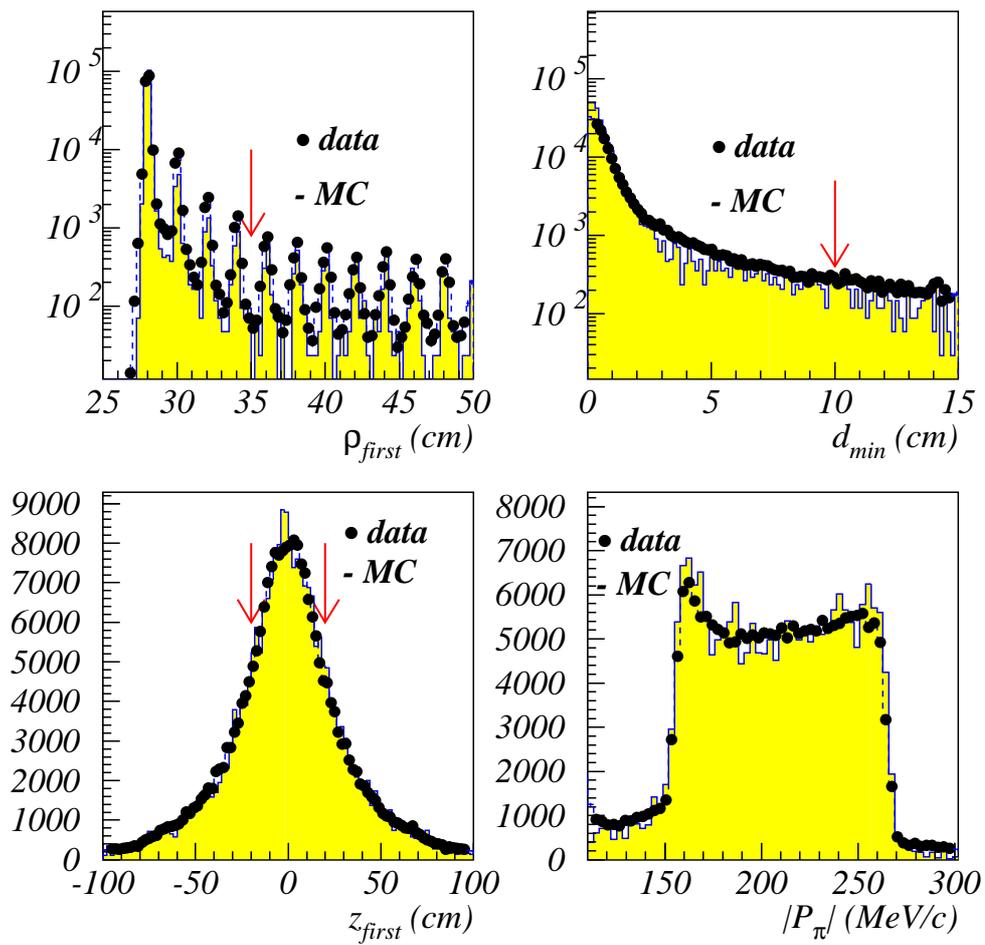


Figura 6.1: Distribuzioni di d_{min}^{xy} , ρ_{first} e $|\vec{P}|$ per tracce da K_S^0 nei dati e nel Monte Carlo.

6.2 : La selezione degli eventi

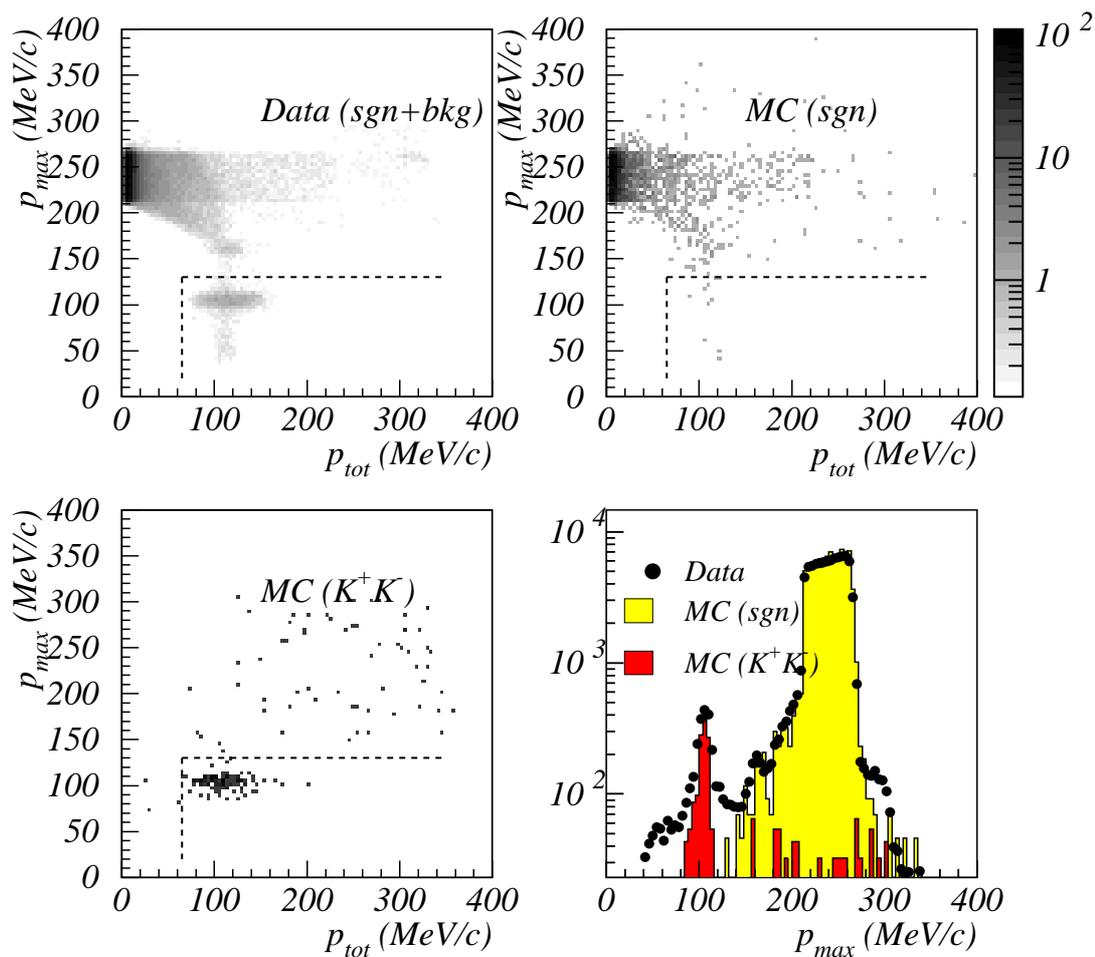


Figura 6.2: In alto è mostrata la distribuzione nel piano (p_{tot}, p_{max}) degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ selezionati sui dati (a sinistra), e su un campione $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ di *Monte Carlo* (destra). In basso: a sinistra è riportata la stessa distribuzione per eventi di fondo (K^+K^-); la figura a destra mostra invece il confronto tra le distribuzioni di p_{max} ricavate sui dati e su eventi di *Monte Carlo* ($K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

per la reiezione del fondo:

$$\begin{aligned} p_{tot} &\leq 65 \text{ MeV}/c \\ &\cup \\ p_{max} &\geq 130 \text{ MeV}/c \end{aligned} \quad (6.2.5)$$

Il numero di eventi del campione di *Monte Carlo* K^+K^- che superano questi tagli (N_{sel}^\pm) fornisce la contaminazione residua :

$$\begin{aligned} C_{bkg}^{+-} &= \frac{N_{sel}^\pm}{N(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \frac{N_{sel}^\pm}{N(K^+K^-)} \times \frac{BR(\phi \rightarrow K^+K^-)}{BR(\phi \rightarrow K_S K_L)} = \\ &= \frac{38}{19892} \times \frac{BR(\phi \rightarrow K^+K^-)}{BR(\phi \rightarrow K_S K_L)} = (0.27 \pm 0.05)\% \end{aligned} \quad (6.2.6)$$

dove l'errore è dominato dalla statistica degli eventi di *Monte Carlo*.

In tabella 6.1 sono riportati il numero di eventi candidati $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ trovati applicando la selezione ai dati del '99 (N_{KCRASH}^{+-}), e la stima del relativo fondo (N_{bkg}).

| | |
|-------------------|---------------|
| N_{KCRASH}^{+-} | N_{bkg} |
| 294157 | 790 ± 150 |

Tabella 6.1: Numero di eventi candidati $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ identificati nel campione di dati acquisito durante il '99 (N_{KCRASH}^{+-}). È anche riportata la stima del fondo degli eventi K^+K^- (N_{bkg}).

6.2.2 Gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

La selezione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ si basa sul conteggio dei *cluster* prodotti dai 4 fotoni; le elevate prestazioni temporali del calorimetro elettromagnetico consentono di identificare i γ dalla misura del loro tempo di volo, richiedendo per ciascun *cluster* neutro (non associato a tracce) nell'evento:

$$\delta t_\gamma \equiv \left| T_{cl} - \frac{R_{cl}}{c} \right| \leq 5 \times \sigma_t(E_{cl}) \quad (6.2.7)$$

dove la risoluzione temporale (σ_t) è valutata in base alla energia del *cluster* secondo la relazione 3.3.2.

Si applica inoltre un taglio di accettazione, per escludere la regione angolare coperta dal *QCAL*, richiedendo che per ogni *cluster* valga :

$$\cos \theta_{cl} \leq 0.9 \quad (6.2.8)$$

L'algoritmo di determinazione del T_0 globale dell'evento (descritto in par. 4.2.2) impone $\beta = 1$ per il primo *cluster* in tempo; di conseguenza è possibile che gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, se l'associazione *traccia-cluster* fallisce per entrambi i pioni, vengano inclusi tra gli eventi a 2 fotoni, come si vince

6.2 : La selezione degli eventi

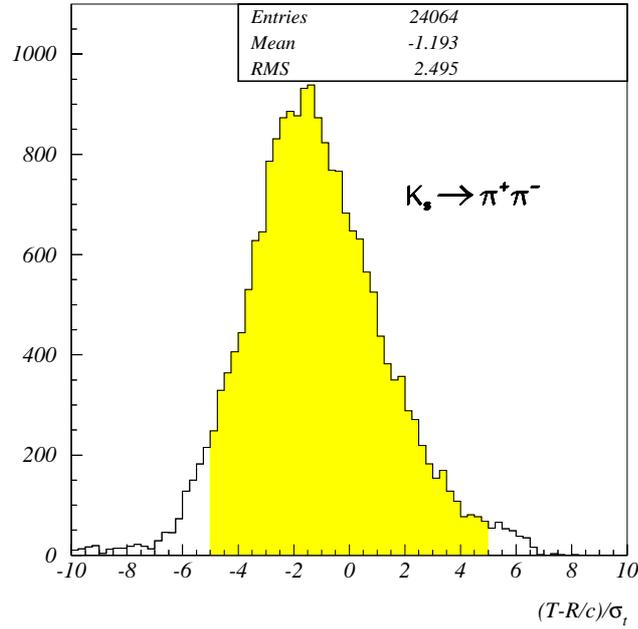


Figura 6.3: Distribuzione di $\frac{T_{cl}-R_{cl}/c}{\sigma_t}$ per i *cluster* prodotti dai pioni di $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$; è evidenziata la finestra di selezione per i γ da $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

dalla figura 6.3, che mostra la distribuzione di $(T_{cl} - R_{cl}/c) / \sigma_t$ per eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La contaminazione di tali eventi nel campione con 3 candidati fotoni (ovvero 3 *cluster* che soddisfano 6.2.7 e 6.2.8) è stata ricavata applicando la selezione su 10^5 eventi selezionati con l’algoritmo *KLTAG*, e risulta di $\sim 3 \times 10^{-4}$; per rendere questo fondo del tutto trascurabile si richiede che le condizioni precedenti siano soddisfatte da 4 o più *cluster*:

$$N_\gamma \geq 4 \quad (6.2.9)$$

La presenza di un campione con 5 candidati fotoni deve essere imputata all’algoritmo che accorpa le celle calorimetriche e definisce i *cluster* in ogni evento (algoritmo di “*clustering*”), che talvolta divide erroneamente in due gruppi le celle prodotte dallo stesso fotone: è importante sottolineare che non vi sono altri processi fisici rilevanti, all’energia della ϕ , in grado di simulare questa classe di eventi.

A titolo di esempio, in figura 6.4 si può osservare la distribuzione dell’energia totale dei *cluster* selezionati nei campioni a 2, 3, 4 e 5 candidati fotoni, confrontata con l’analogha distribuzione ottenuta dalla simulazione *Monte Carlo* di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, in cui è chiaramente visibile il picco del K_S^0 a ~ 510 MeV. L’accordo con il *Monte Carlo* (normalizzato al numero degli eventi osservati) è buono.

In tabella 6.2 è riportato il numero di eventi candidati $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ selezionati sul campione di $\sim 7 \times 10^5$ *KLCRASH* acquisiti durante il ’99.

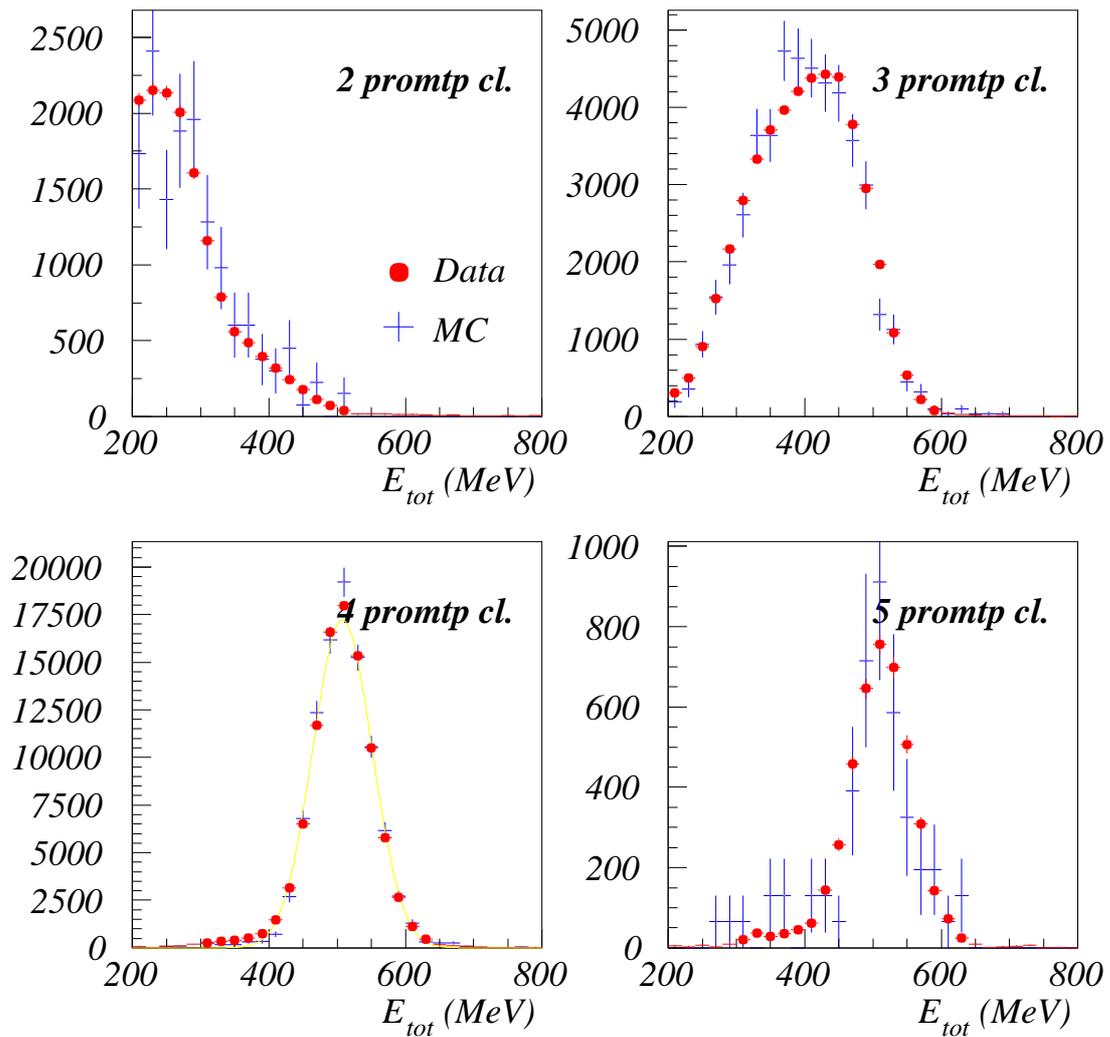


Figura 6.4: Energia totale dei *cluster* nei campioni a 2,3,4 e 5 candidati γ . Sono messe a confronto le distribuzioni ricavate sui dati (cerchi) e dalla simulazione di *Monte Carlo* (croci).

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

| N_γ | N_{KCRASH}^{00} |
|------------|-------------------|
| 2 | 31120 |
| 3 | 49429 |
| 4 | 98033 |
| ≥ 5 | 4728 |

Tabella 6.2: Numero di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ identificati nel campione di dati acquisito durante il '99 con 2,3,4 e 5 *cluster* candidati fotoni.

6.3 Le efficienze di ricostruzione e selezione

È preferibile ricavare le efficienze di selezione e ricostruzione degli eventi direttamente dai dati, ed impiegare la simulazione di *Monte Carlo* per determinare l'efficacia dei metodi adottati e le accettanze geometriche.

Nel caso in questione, poiché gli algoritmi di selezione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ impiegano tagli elementari su *cluster* e tracce, le relative efficienze si ricavano direttamente dalle efficienze di ricostruzione dei π^\pm e dei γ prodotti dal K_S^0 .

6.3.1 Le efficienze di ricostruzione e selezione di $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Le efficienze di *track-fit*

L'efficienza di ricostruzione per le tracce dei π^\pm di decadimento del K_S^0 può essere ricavata direttamente dagli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. La strategia adottata richiede eventi con un *KLCRASH* ed una traccia del K_S^0 ben ricostruita. Si richiede almeno una traccia che soddisfi:

$$\text{SEL1} \left\{ \begin{array}{l} d_{\min}^{xy} \leq 4 \text{ cm} \\ \rho_{\text{first}} \leq 35 \text{ cm} \\ z_{\text{first}} \leq 40 \text{ cm} \\ 150 \text{ MeV} \leq |\vec{P}| \leq 260 \text{ MeV} \end{array} \right. \quad (6.3.1)$$

Come si può osservare in figura 6.5 questi tagli selezionano tracce con $\theta \in [30^\circ, 150^\circ]$, ben al di fuori quindi della regione angolare coperta dai quadrupoli. Poiché la distribuzione dell'angolo $\zeta_{\pi\pi}$ tra gli impulsi dei due pioni nel laboratorio mostra un massimo a $\sim 150^\circ$ (cfr. fig. 6.5) è ragionevole fare l'assunzione che, per motivi di simmetria, se la prima traccia viene ricostruita nella camera a deriva anche la seconda deve essere "ricostruibile"³. È però necessario tenere conto di 2 effetti:

³Una traccia è ricostruibile se produce almeno 4 *hit* nelle 2 viste stereo, in almeno 2 *layer* successivi della camera a deriva.

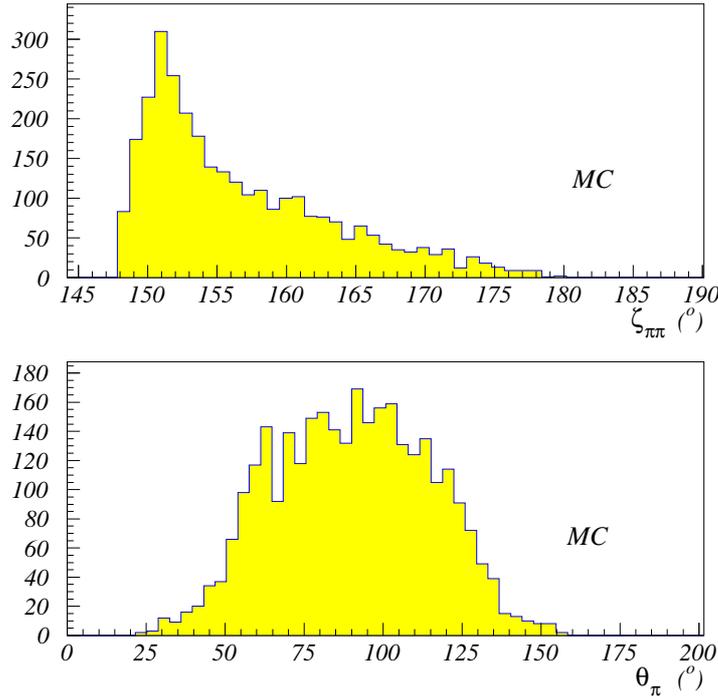


Figura 6.5: In alto: distribuzione dell'angolo $\zeta_{\pi\pi}$ tra i due pioni. In basso: distribuzione in θ delle tracce che soddisfano i tagli **SEL1**.

- le code nella distribuzione di $\zeta_{\pi\pi}$;
- il decadimento in volo $\pi \rightarrow \mu\nu$ prima di raggiungere il volume di tracciamento ($\sim 4\%$): l'emissione del ν modifica infatti l'angolo tra i 2 impulsi delle tracce nella camera.

Per valutare l'entità di questi effetti in figura 6.6 è mostrato il numero di fili accesi (N_{hit}) nella camera dalla 2^a traccia in eventi che soddisfano **SEL1**: se ne ricava che il numero di tracce con $N_{\text{hit}} < 8$ e quindi non ricostruibili dall'algoritmo di *track-fit* nel campione in esame è inferiore allo 0.1%, e perciò trascurabile in questa analisi.

L'efficienza di ricostruzione e selezione per le tracce dei π si ricava quindi dalla frazione di eventi che soddisfano **SEL1** in cui è presente una 2^a traccia con:

$$\mathbf{SEL2} \begin{cases} d_{\min}^{xy} \leq 10 \text{ cm} \\ \rho_{\text{first}} \leq 35 \text{ cm} \end{cases} \quad (6.3.2)$$

che corrispondono ai tagli di selezione dei pioni da K_S^0 in (6.2.1),(6.2.2).

Per valutare la dipendenza di tali efficienze dall'impulso del pione è poi possibile sfruttare l'informazione del *KLCRASH*. La differenza tra l'impulso del K_S^0 (stimato dalla misura del β del K_L^0 e dall'impulso della ϕ nel laboratorio, cfr. par. 5.2.1), e l'impulso totale delle due tracce estrapolato al punto di

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

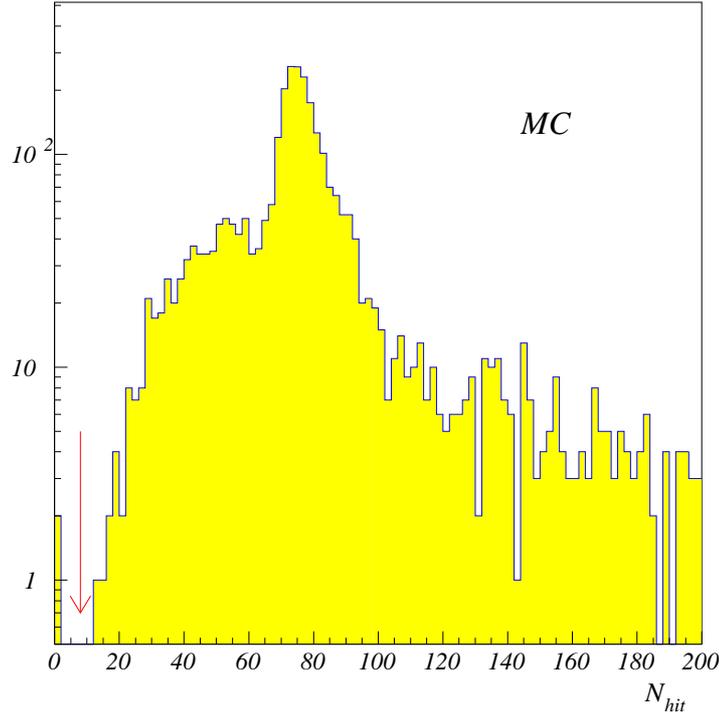


Figura 6.6: Numero di *hit* prodotti dai π^\pm nel volume di tracciamento per eventi che soddisfano i tagli **SEL1** (*Monte Carlo*).

minimo approccio all'*IP* è mostrata in figura 6.7:

$$\vec{P}_{\text{tot}} \equiv \vec{p}_{K_S} - \vec{p}_{1,2} = (\vec{p}_\phi - \vec{p}_{K_L}(\beta_K)) - (\vec{p}_{\pi_1} + \vec{p}_{\pi_2}) \quad (6.3.3)$$

le distribuzioni mostrano che dalla misura di impulso del K_L^0 e di uno dei due pioni del K_S^0 è possibile stimare l'impulso della seconda traccia con una precisione in x, y e z pari a:

$$\begin{aligned} \sigma_{x,y} &\simeq 9 \text{ MeV} \\ \sigma_z &\simeq 6 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (6.3.4)$$

Utilizzando questo approccio si ricava l'efficienza in funzione di impulso trasverso (p_t) e θ della traccia:

$$\epsilon_{\text{REC}}(p_t, \theta) = \frac{N^{\text{SEL1} \cup \text{SEL2}}(p_t, \theta)}{N^{\text{SEL1}}(p_t, \theta)} \quad (6.3.5)$$

In figura 6.8 si può osservare $\epsilon_{\text{REC}}(p_t, \theta)$ ottenuta da un campione di 10^5 eventi, che risulta in ottimo accordo con le efficienze ricavate applicando il medesimo metodo alla simulazione di *Monte Carlo*.

In particolare il rapporto tra l'efficienza ottenuta con i dati e con la simulazione è costante sia in funzione di θ sia di p_t , come è evidente dal *fit* in figura 6.9, e pari a:

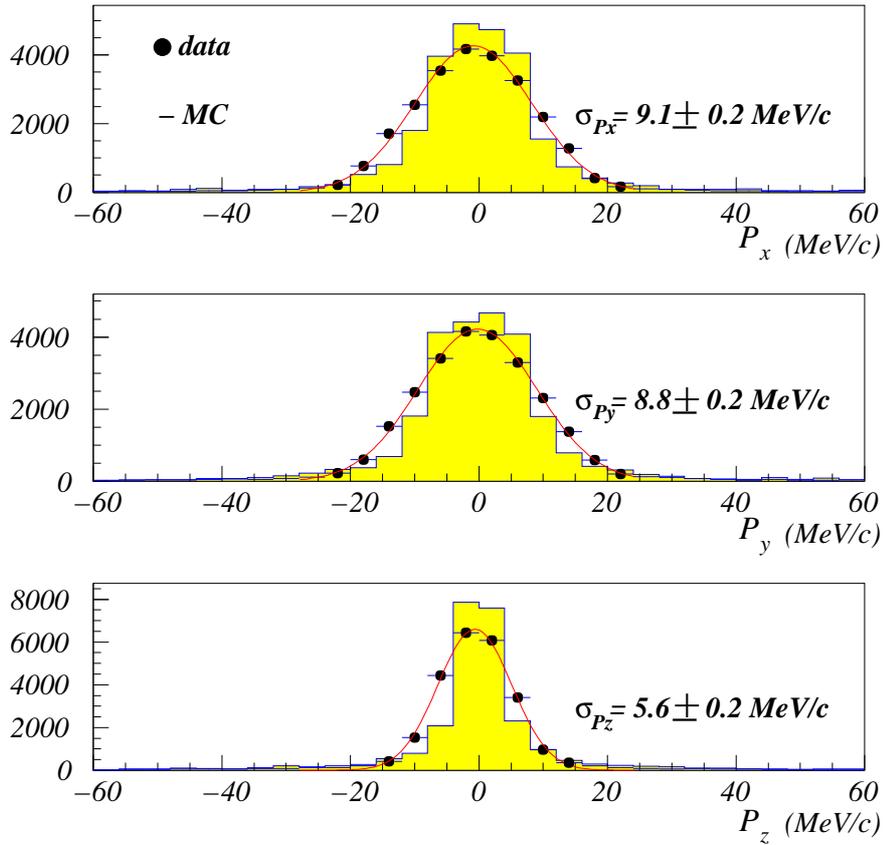


Figura 6.7: In figura è mostrata la distribuzione (nelle componenti lungo x, y e z) della differenza tra l'impulso del K_S^0 (stimato dalla misura di β del K_L^0) e la somma degli impulsi delle due tracce, estrapolati al punto di minimo appiccio.

$$\left\langle \frac{\epsilon_{\text{REC}}(\text{MC})}{\epsilon_{\text{REC}}(\text{Dati})} \right\rangle = (99.4 \pm 0.4)\% \quad (6.3.6)$$

L'efficienza complessiva di ricostruire una delle tracce da K_S^0 , ottenuta mediando $\epsilon_{\text{REC}}^{\text{MC}}(p_t, \theta)$ con lo spettro in impulso dei pioni e correggendo per il fattore in 6.3.6, risulta infine essere:

$$\epsilon_{\text{REC}}^{\text{MC}} = 96.5 \pm 0.4\% \quad (6.3.7)$$

risultato compatibile con quello riportato in [59], frutto di uno studio approfondito su eventi di *Monte Carlo* delle efficienze di *pattern recognition* e *fit* dei pioni da K_S^0 . Il buon accordo tra questi due studi di *Monte Carlo* suggerisce inoltre che ad un livello di accuratezza $\sim 10^{-3}$ sono trascurabili gli effetti di correlazione tra le efficienze di ricostruzione delle 2 tracce.

Un futuro sviluppo dell'analisi prevede di controllare, con un metodo analogo, le efficienze su un campione indipendente di $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, selezionando i π^\pm nello stesso intervallo di impulsi dei pioni da K_S^0 ($p_\pi \in [150, 270]$ MeV/c).

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

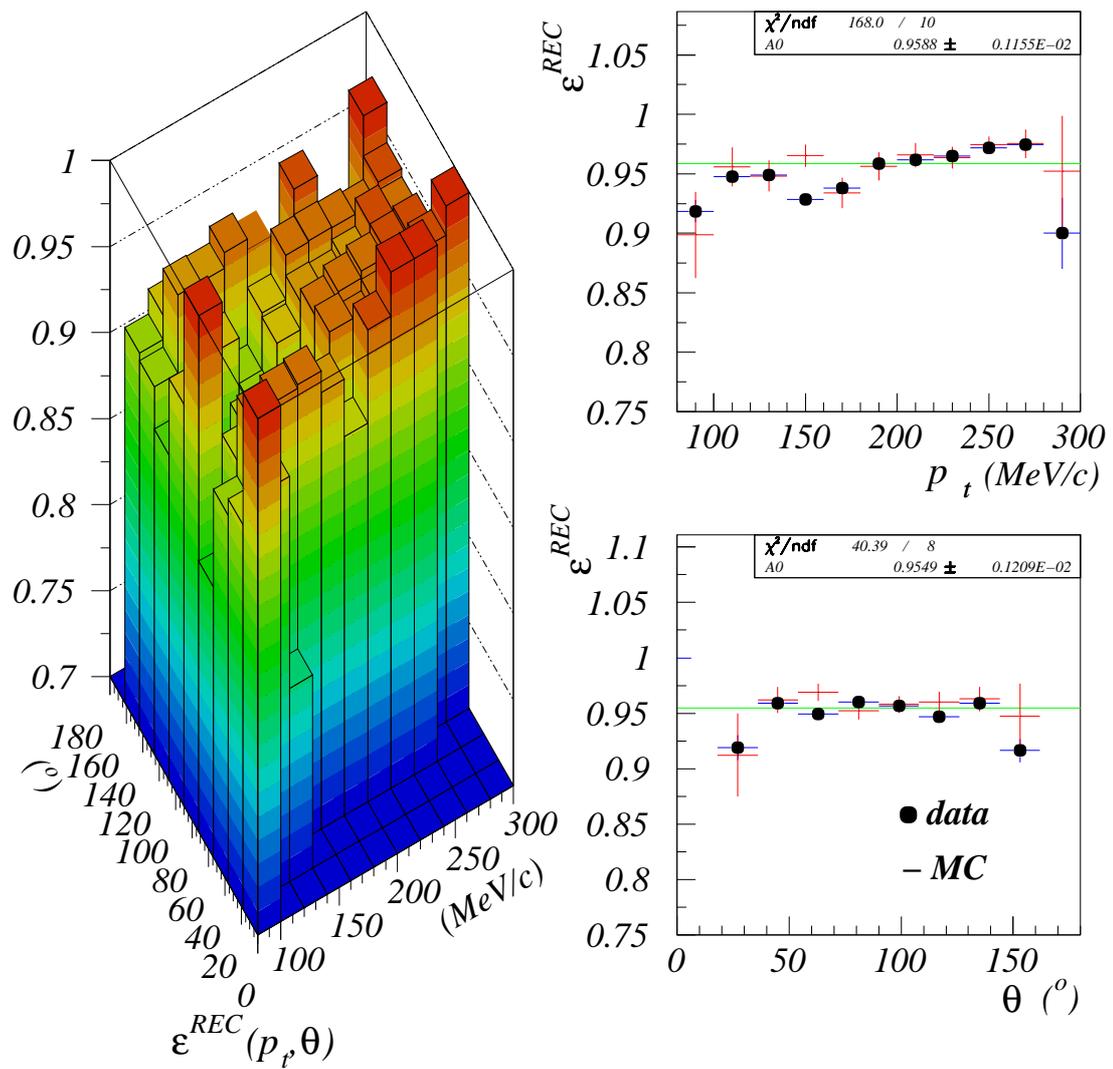


Figura 6.8: Efficienza di ricostruzione per le tracce dei pioni da K_S^0 , in funzione di p_t e θ . A destra sono mostrate le proiezioni di ϵ_{REC} in p_t e θ , con sovrapposte le distribuzioni Monte Carlo.

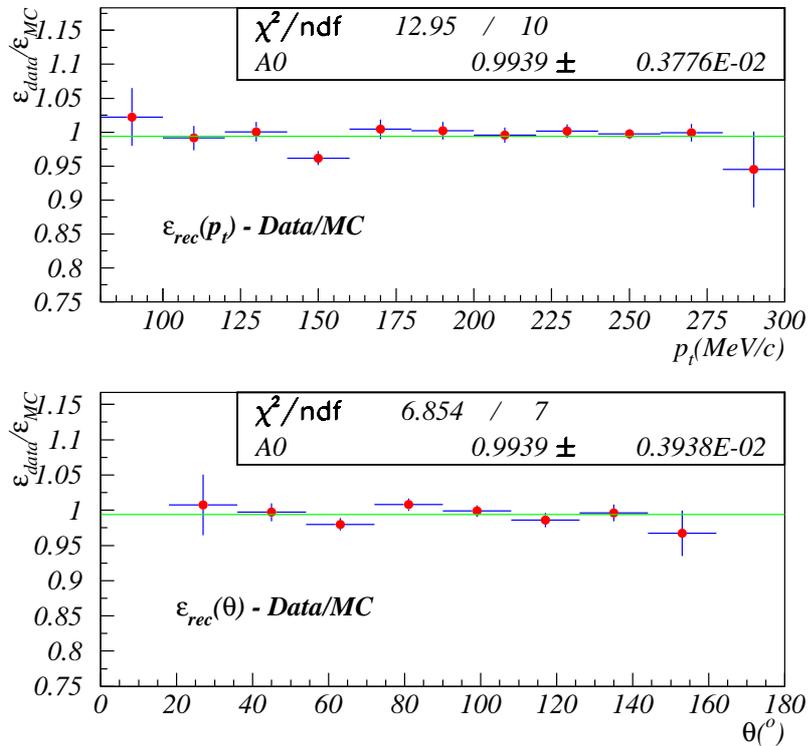


Figura 6.9: Rapporto tra le efficienze di ricostruzione delle tracce ricavate dai dati e dalla simulazione *Monte Carlo* con il metodo descritto nel testo. Il rapporto è mostrato sia in funzione di p_t (in alto) sia di θ (in basso): è sovrapposto il *fit* con una costante.

Le efficienze di *fit* dei vertici

Sebbene l'analisi descritta nei paragrafi precedenti non richieda la ricostruzione del vertice $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, il campione impiegato per lo studio delle efficienze di traccia consente di ricavare anche l'efficienza dell'algoritmo di *fit* del vertice.

A tale scopo sono stati selezionati gli eventi con due tracce provenienti dall'*IP* aventi anche un vertice in prossimità del punto di interazione:

$$\begin{aligned} \sqrt{x_v^2 + y_v^2} &\leq 4 \text{ cm} \\ z_v &\leq 8 \text{ cm} \end{aligned}$$

L'algoritmo di ricostruzione del vertice è particolarmente sensibile, nel caso dei decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, all'angolo formato dalle due tracce, e ci si aspetta che per angoli prossimi a 180° l'efficienza di vertice decresca sensibilmente.

Per valutare questo effetto è stato studiato, in funzione dell'angolo tra i pioni (ζ), il rapporto

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

tra il numero di eventi con un vertice nella regione fiduciale (N^{vert}) e il numero di eventi con due tracce che soddisfano **SEL1** e **SEL2** ($N^{SEL1 \cup SEL2}$), corrispondente alla nostra miglior stima dell'efficienza di ricostruzione del vertice:

$$\epsilon_{vert}(\zeta) = \frac{N^{vert}(\zeta)}{N^{SEL1 \cup SEL2}(\zeta)} \quad (6.3.8)$$

Anche in questo caso l'accordo tra simulazione di *Monte Carlo* e dati è ottimo, come mostrato in figura 6.10, dove sono riportate le distribuzioni di efficienza ottenute sui dati e su di un campione di eventi di *Monte Carlo*.

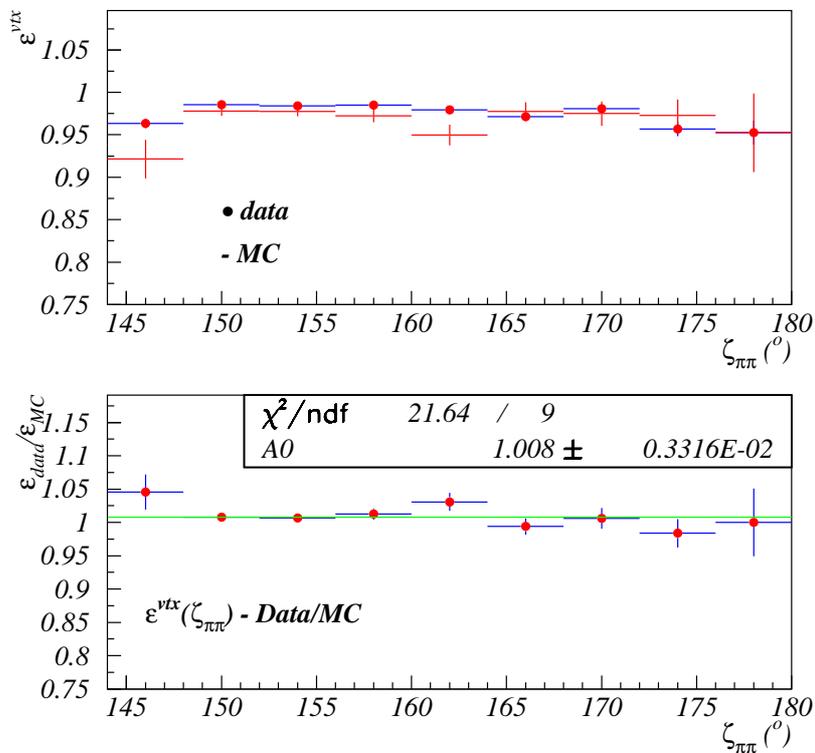


Figura 6.10: Efficienza di ricostruzione per i vertici $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ in funzione dell'angolo tra gli impulsi dei due pioni ($\zeta_{\pi\pi}$), ottenuta sui dati e su eventi di *Monte Carlo*. In basso è mostrato il rapporto tra dati e simulazione, con sovrapposto un *fit* costante.

Lo studio dell'accettanza geometrica

Per poter utilizzare la simulazione di *Monte Carlo* nella valutazione dell'accettanza geometrica è importante controllare:

1. la dipendenza dell'accettazione da eventuali errori sistematici nella determinazione degli angoli, che possono non essere correttamente descritti dalla simulazione;
2. l'effetto della risoluzione angolare sull'accettazione, ed in particolare la differenza della risoluzione angolare tra dati e simulazione.

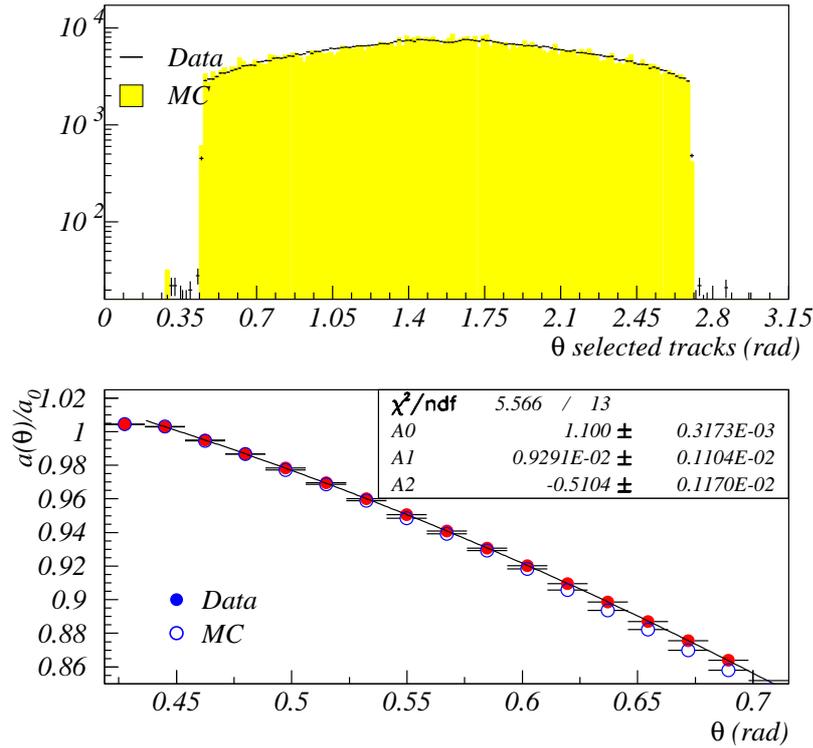


Figura 6.11: In alto: distribuzione angolare delle tracce provenienti dall'IP nei dati ed in un campione di eventi di Monte Carlo; è ben visibile la regione angolare coperta dai quadrupoli. In basso: integrale della distribuzione angolare nell'intervallo $[\tilde{\theta}, \pi - \tilde{\theta}]$ al variare di $\tilde{\theta}$. La distribuzione è normalizzata in modo da valere 1 per $\tilde{\theta}$ corrispondente al valore utilizzato nella selezione 6.2.3.

La sensibilità della selezione al taglio di accettazione descritto in 6.2.3

$$|\cos \theta| \leq \cos \theta_0 = 0.9 \text{ ovvero } \theta \in [0.45, \pi - 0.45]$$

si ottiene direttamente dai dati, variando il taglio sul θ delle tracce in un opportuno intervallo; in figura 6.11 è riportata la distribuzione in θ delle tracce selezionate, e l'integrale di tale distribuzione nell'intervallo $[\tilde{\theta}, \pi - \tilde{\theta}]$ al variare di $\tilde{\theta}$, normalizzato in modo da valere 1 per $\tilde{\theta}$ corrispondente a θ_0 :

$$\frac{a_{geo}(\tilde{\theta})}{a_0} = \frac{\int_{-\cos \tilde{\theta}}^{\cos \tilde{\theta}} P(\theta) d\theta}{\int_{-\cos \theta_0}^{\cos \theta_0} P(\theta) d\theta}$$

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

Dal *fit* con un polinomio di secondo grado (vedi fig. 6.12) di tale funzione integrale si ricava:

$$\frac{\delta a_0}{a_0} = \frac{1}{a_0} \frac{\partial a_{geo}(\theta)}{\partial \theta} \Big|_{\theta_0} \cdot \delta \theta = (-0.451 \pm 0.002) \cdot \delta \theta \quad (6.3.9)$$

corrispondente a $\sim 10^{-3}$ per $\delta \theta \sim 2.2$ mrad. È quindi lecito trascurare questo effetto se si conosce la geometria del rivelatore, ed in particolare l'allineamento tra linea di fascio ed asse della camera a deriva, al livello di 0.5 cm^4 .

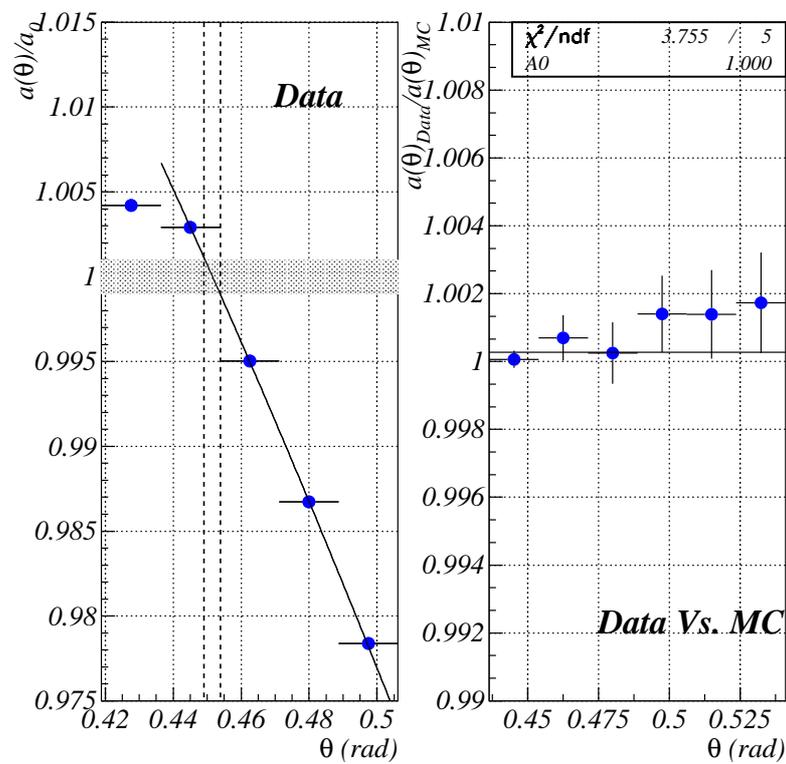


Figura 6.12: A sinistra: in figura è mostrata la variazione relativa dell'accettazione in funzione del taglio angolare applicato: è stato evidenziato l'intervallo angolare cui corrisponde una variazione di $\delta a_0/a_0 \sim 0.1\%$. A destra: rapporto tra il valore di accettazione ricavato dai dati e dalla simulazione di *Monte Carlo* in funzione dell'angolo θ , nell'intorno di $\theta_0 \simeq 450$ mrad.

Per verificare che la simulazione di *Monte Carlo* descriva correttamente la distribuzione angolare dei pioni, e valutare in particolar modo effetti dovuti alla simulazione delle risoluzioni angolari, è possibile studiare il rapporto tra gli integrali delle due distribuzioni, normalizzate stavolta al

⁴La geometria e l'allineamento del rivelatore sono stati controllati in fase di costruzione, con un precisione < 0.5 mm. Per una descrizione dettagliata del metodo cfr. [60].

numero totale di eventi:

$$\frac{a_{Dati}(\tilde{\theta})}{a_{MC}(\tilde{\theta})} = \frac{\int_{-\cos\tilde{\theta}}^{+\cos\tilde{\theta}} P_{Dati}(\theta) d\theta}{\int_{-\cos\theta_0}^{+\cos\theta_0} P_{MC}(\theta) d\theta} \bigg/ \frac{\int_{-1}^{+1} P_{Dati}(\theta) d\theta}{\int_{-1}^{+1} P_{MC}(\theta) d\theta} \quad (6.3.10)$$

Nell'intorno di $\theta \simeq 450$ mrad, valore angolare corrispondente al taglio di accettazione applicato nella selezione dei π da K_S^0 , tale rapporto è pari a 1 e costante entro lo 0.1% (vedi fig. 6.12): ciò dimostra che a questo livello di accuratezza gli effetti dovuti alla descrizione delle risoluzioni nel *Monte Carlo* sono trascurabili.

L'efficienza globale

L'efficienza globale di selezione è stata ottenuta da un campione *Monte Carlo* di 7×10^4 eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, applicando la correzione in 6.3.6 per tenere conto della differenza tra le efficienze di ricostruzione nella simulazione rispetto ai dati. Il risultato è:

$$\epsilon_{tot}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = (81.4 \pm 0.4(syst.) \pm 0.1(stat.)) \% \quad (6.3.11)$$

dove l'errore sistematico è ottenuto propagando l'errore sul fattore correttivo in 6.3.6.

6.3.2 Le efficienze di ricostruzione e selezione di $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

La selezione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ si basa sul conteggio dei *cluster* prodotti dai fotoni nel calorimetro: come nel caso $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ l'efficienza può essere valutata direttamente dal *Monte Carlo*, a patto di aver preventivamente verificato la bontà della simulazione su di un campione di controllo.

I problemi che si presentano nel conteggio dei *cluster* di fotone sono essenzialmente due:

- lo “*splitting*”, che si verifica allorché le celle calorimetriche accese da un singolo γ vengono raggruppate dal *software* di ricostruzione in due (o più) *cluster* distinti, aumentando artificialmente il numero di candidati fotoni dell'evento;
- l'efficienza con la quale un fotone viene rilevato nel calorimetro, ovvero l'efficienza di ricostruzione del relativo *cluster*, che dipenderà dall'energia oltre che dal punto di conversione del γ .

Lo *splitting* negli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Si è già accennato in precedenza (cfr. par. 6.2.2) al fatto che non vi sono processi fisici rilevanti in grado di simulare eventi con un *KLCRASH* e 5 *cluster* candidati fotoni: questa tipologia di evento può essere prodotta esclusivamente dall'aver erroneamente separato in due *cluster* distinti le celle calorimetriche accese da uno dei 4 γ prodotti dal K_S^0 .

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

A conferma di ciò è utile considerare la distanza spaziale tra i *cluster* candidati, e studiare le proprietà della coppia di *cluster* con distanza minima. In presenza di *splitting* i due *cluster* devono essere vicini ed almeno uno dei due deve avere una energia ben al di sotto della media. In figura 6.13 è mostrata la distribuzione dei *cluster* a distanza minima nel piano ($|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|, \min(E_1, E_2)$) per eventi a 2,3,4 e 5 candidati: è evidente che il campione a 5 popola esclusivamente la regione del piano interessata allo *splitting*, mentre nel campione a 4 compare solo un piccolo eccesso in tale zona.

Per calcolare la probabilità P_{split} che uno dei fotoni produca due *cluster* basta considerare che per i campioni a 4 e 5 candidati vale (trascurando i termini $\propto P_{split}^2$):

$$\begin{aligned}\tilde{N}_4 &= N_4 - 3 \cdot P_{split} \cdot N_3 \\ \tilde{N}_5 &= 4 \cdot P_{split} \cdot N_4\end{aligned}\tag{6.3.12}$$

dove N_j indica il numero di eventi con j *cluster* che superano i tagli di selezione in assenza di *splitting* e \tilde{N}_j il numero di eventi che effettivamente compongono i campioni.

Se si fa l'approssimazione: $N_3 \simeq \tilde{N}_3$ si ottiene un sistema di due equazioni in due incognite (N_4, P_{split}) e si può quindi calcolare direttamente P_{split} ; su di un campione di 2×10^5 eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ abbiamo ottenuto:

$$\boxed{P_{split} = (1.21 \pm 0.01)\%}\tag{6.3.13}$$

con un errore dovuto principalmente alla statistica degli eventi a 5 candidati.

Per verificare l'assunzione fatta su N_3 possiamo usare questo valore di P_{split} per ricavare:

$$N_3 = \tilde{N}_3 - 2 \cdot P_{split} \cdot \tilde{N}_2$$

e ripetere il calcolo con questo nuovo valore; l'effetto su P_{split} è $\sim 10^{-6}$ e quindi trascurabile.

Il valore ottenuto verrà impiegato nel seguito per risalire al numero di eventi con 4 candidati in assenza di *splitting*: in questo modo non sarà necessario fare affidamento sulla simulazione di tale effetto nel *Monte Carlo*.

Le efficienze di ricostruzione dei *cluster* di fotone

Le efficienze di ricostruzione dei *cluster* di fotone costituiscono il principale contributo alla efficienza globale di selezione per gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. L'inefficienza nella rivelazione dei γ è imputabile soprattutto alle soglie fissate dall'elettronica di acquisizione (e dal *software* di ricostruzione) per ciascuna cella calorimetrica, soglie che sono descritte solo in prima approssimazione nella simulazione: è quindi di primaria importanza un confronto tra i dati ed il *Monte Carlo*, che consenta eventualmente di correggere la simulazione della risposta del rivelatore.

Tra i vari campioni utili per tale studio gli eventi $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ costituiscono sicuramente il più adatto per i seguenti motivi:

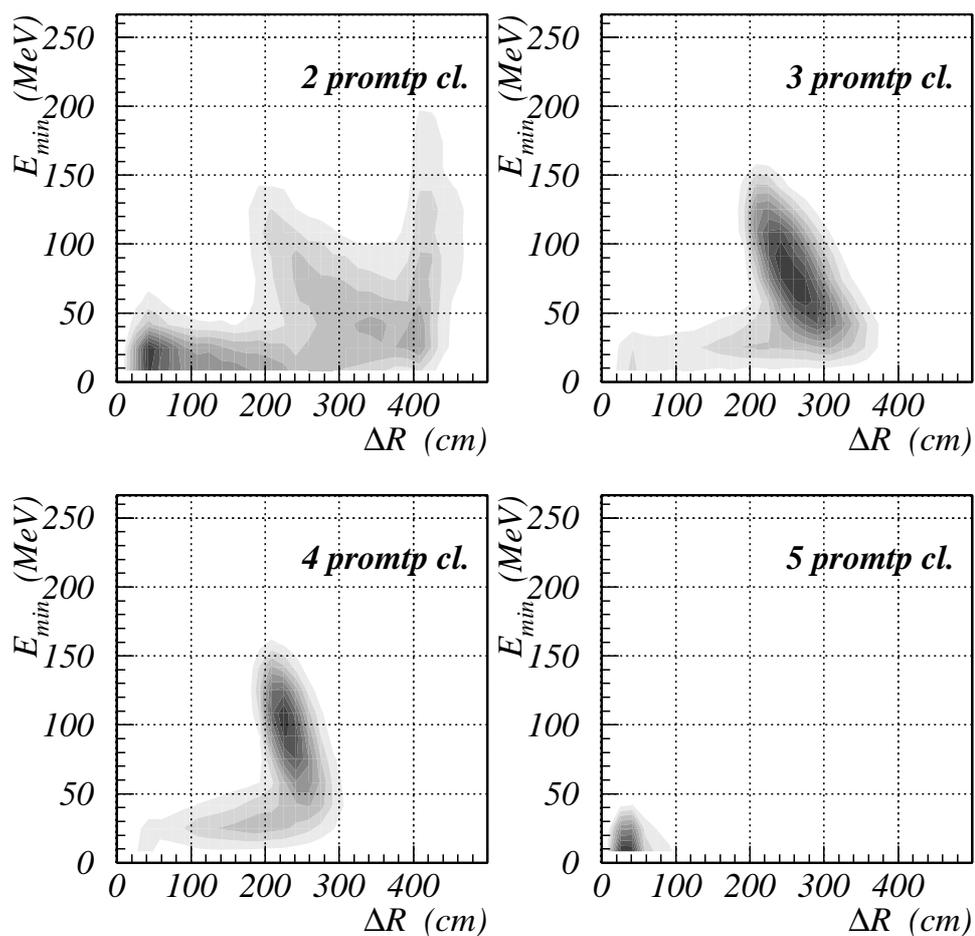


Figura 6.13: Distribuzione nel piano $(|\vec{x}_1 - \vec{x}_2|, \min(E_1, E_2))$ della coppia di *cluster* a minima distanza, per i campioni a 2,3,4 e 5 candidati fotoni.

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

- elevata statistica: durante il *run* di dicembre sono stati acquisiti $\sim 10^7$ eventi Bhabha con $\theta \in [25^\circ, 155^\circ]$
- l'intervallo di energie coperto dal fotone radiato corrisponde in larga misura alle energie dei γ negli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$

Dalla misura di impulso delle due tracce cariche è possibile ricostruire l'energia e la direzione di volo del fotone radiato, e studiare quindi l'efficienza in funzione di queste due variabili.

Il metodo impiegato per la valutazione dell'efficienza di ricostruzione dei *cluster* è descritto nel seguito:

1. sono selezionati eventi Bhabha con due tracce ed un vertice ricostruito all'interno della *beam pipe*;
2. vengono applicati dei tagli sull'impulso delle due tracce:

$$p_t \geq 300 \text{ MeV}/c \quad (6.3.14)$$

$$|\vec{p}_{e^+}| \geq 490 \text{ MeV}/c \quad \text{oppure} \quad |\vec{p}_{e^-}| \geq 490 \text{ MeV}/c \quad (6.3.15)$$

la richiesta sull'impulso trasverso seleziona degli eventi Bhabha a grande angolo ($\theta \in [36^\circ, 144^\circ]$), mentre il secondo taglio serve a rigettare la piccola frazione di eventi in cui entrambe le particelle emettono un fotone nello stato finale;

3. entrambe le tracce devono essere associate ad un solo *cluster* calorimetrico;
4. l'impulso del fotone viene ricavato dall'impulso mancante conoscendo l'impulso della ϕ nel laboratorio (p_ϕ):

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_\phi - \vec{p}_+ - \vec{p}_-$$

l'ulteriore richiesta che l'angolo tra l'impulso mancante \vec{p}_γ e la posizione nel calorimetro di ciascuno dei due *cluster* associati alle tracce sia:

$$\cos(\Delta\theta_{\gamma-1,2}) = \frac{\vec{p}_\gamma \cdot \vec{x}_{cl1,2}}{|\vec{p}_\gamma| |\vec{x}_{cl1,2}|} \leq 0.97 \quad (6.3.16)$$

assicura di non scambiare un *cluster* prodotto da e^+ o e^- con il *cluster* del fotone.

Se l'evento soddisfa questi tagli preliminari viene quindi cercato il *cluster* di fotone tra tutti i *cluster* non associati a tracce, richiedendo:

$$\left| T_{cl} - \frac{|\vec{x}_{cl}|}{c} \right| \leq 5 \cdot \sigma_t(E) \quad (6.3.17)$$

$$\cos(\Delta\theta_{\gamma-cl}) = \frac{\vec{p}_\gamma \cdot \vec{x}_{cl}}{|\vec{p}_\gamma| |\vec{x}_{cl}|} \leq 0.8 \quad (6.3.18)$$

dove $\sigma_t(E)$ è calcolata in base a 3.3.2. La selezione sfrutta le ottime prestazioni temporali del calorimetro, che consentono di applicare un taglio lasco sulla posizione del γ , utile solo per selezionare eventi puliti: è importante sottolineare che la selezione in tempo dei *cluster* è la stessa

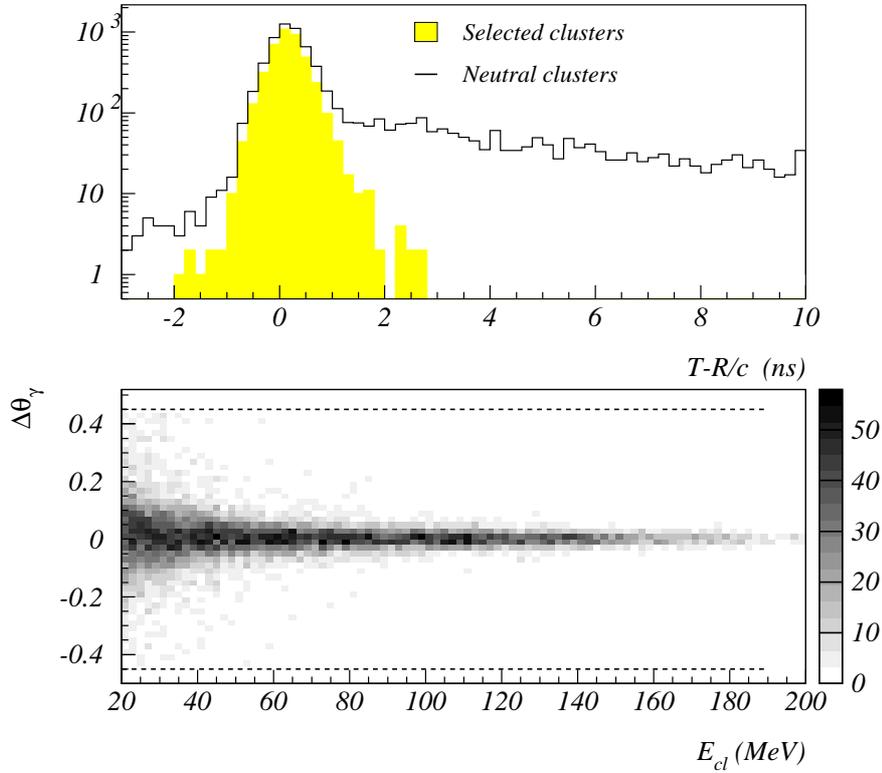


Figura 6.14: In alto: distribuzione di $T - R/c$ per i *cluster* non associati a tracce in eventi Bhabha; è sovrapposta la distribuzione relativa si soli *cluster* che soddisfano la selezione in 6.3.17, 6.3.18. In basso: distribuzione dell'angolo tra il *cluster* candidato fotone e l'impulso mancante in funzione dell'energia mancante.

applicata nell'analisi degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (cfr. eq. 6.2.7). In figura 6.14 è mostrata la distribuzione in tempo dei *cluster* che superano i tagli, e la differenza angolare $\Delta\theta_{\gamma-cl}$ in funzione dell'energia del fotone.

Il risultato di questa analisi è riportato nelle figure 6.15, 6.16 dove per diversi intervalli angolari sono mostrate le curve di efficienza in funzione dell'energia ricavate su di un campione di 2×10^6 eventi Bhabha, parametrizzate con la funzione:

$$\epsilon_{\gamma}(E_{\gamma}) = A \times \left(1 - e^{-E_{\gamma}/B}\right)$$

Nelle medesime figure è poi mostrato il confronto con le efficienze ottenute su di un analogo campione di eventi di *Monte Carlo*, e il rapporto $\epsilon_{\gamma}^{dati} / \epsilon_{\gamma}^{MC}$ parametrizzato con la stessa funzione.

Vi sono alcuni punti che è interessante notare in merito alle efficienze:

- nella regione angolare che interessa il *barrel* ($45^{\circ} \leq \theta_{\gamma} \leq 135^{\circ}$) le efficienze raggiun-

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

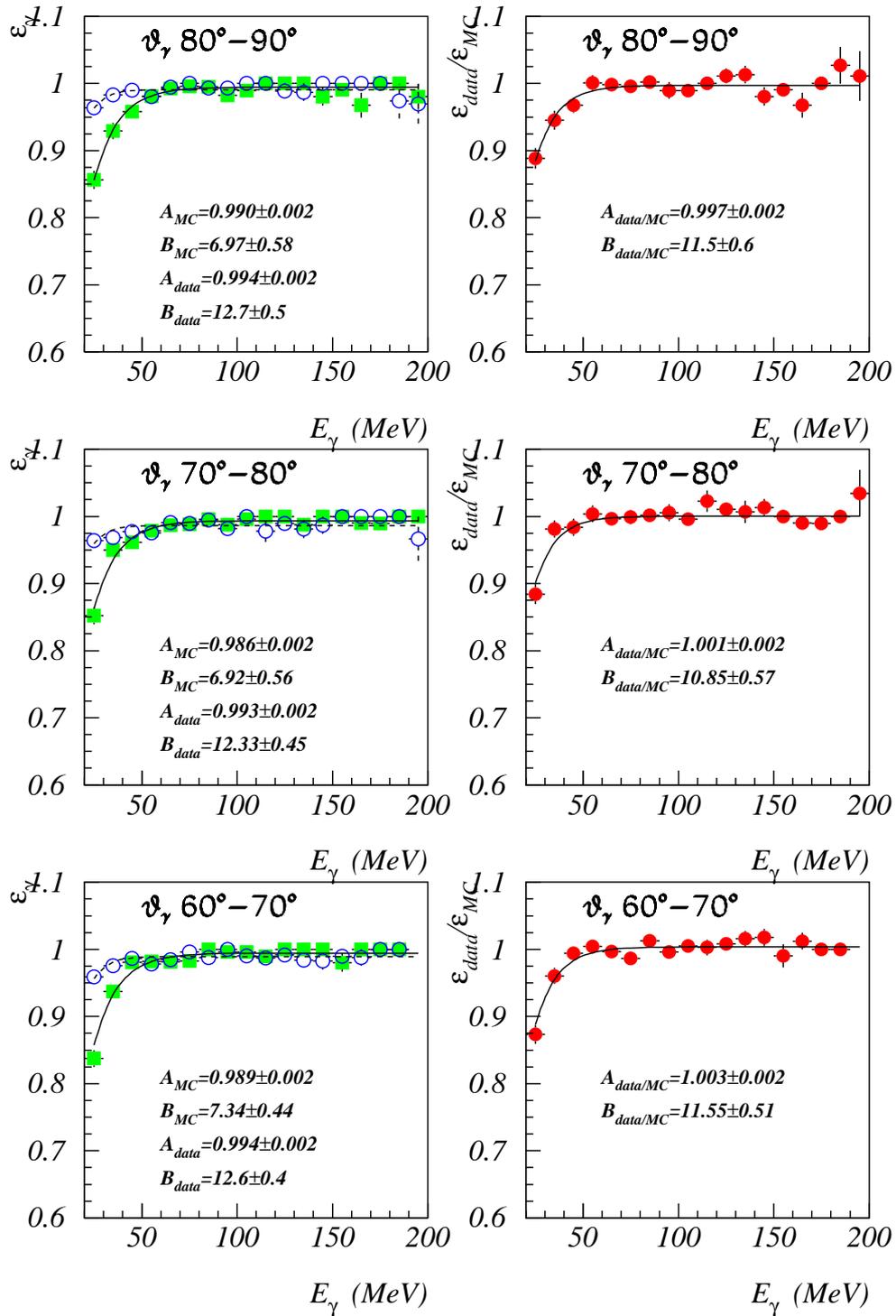


Figura 6.15: Nella colonna di sinistra: distribuzione dell'efficienza di *cluster* in funzione dell'energia ottenuta sui dati (quadrati) e con il *Monte Carlo* (cerchi), per vari intervalli angolari. A destra: distribuzione del rapporto tra efficienze ricavate con i dati e con gli eventi di *Monte Carlo*. Sono sovrapposti dei fit con la funzione $A \times (1 - e^{-E/B})$.

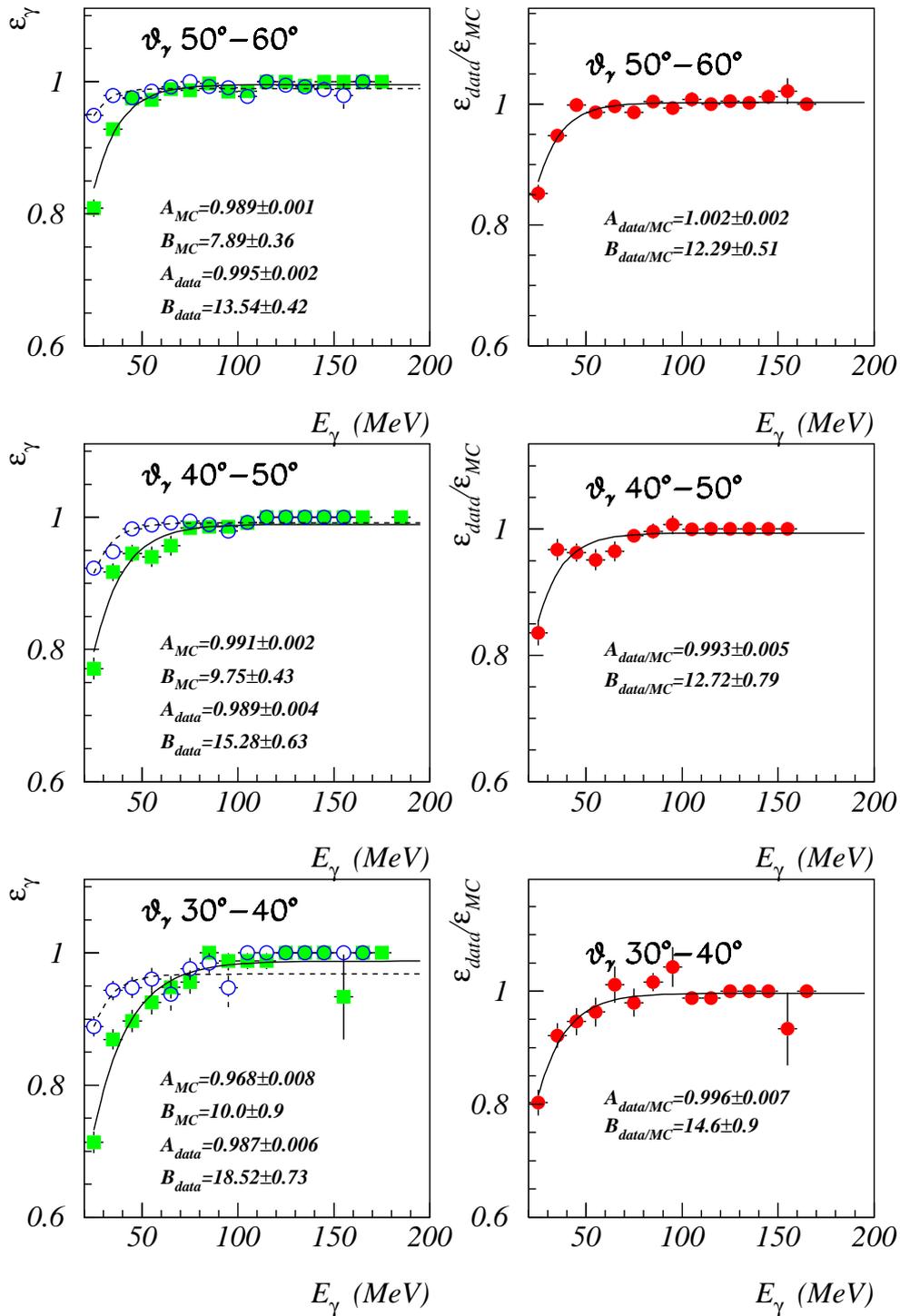


Figura 6.16: Nella colonna di sinistra: distribuzione dell'efficienza di *cluster* in funzione dell'energia ottenuta sui dati (quadrati) e con il *Monte Carlo* (cerchi), per vari intervalli angolari. A destra: distribuzione del rapporto tra efficienze ricavate con i dati e con gli eventi di *Monte Carlo*. Sono sovrapposti dei fit con la funzione $A \times (1 - e^{-E/B})$.

6.3 : Le efficienze di ricostruzione e selezione

gono un valore di *plateau*, corrispondente al parametro A , prossimo a 1, mentre nel caso dell'*endcap* l'efficienza è al massimo ~ 0.96 ;

- al di sotto dei 50 MeV, per qualunque valore di θ_γ le efficienze di *Monte Carlo* differiscono fortemente da quelle ricavate sui dati;

Per valutare gli effetti sistematici dovuti alla selezione dei *cluster*, abbiamo variato i tagli descritti in 6.3.17 e 6.3.18. Muovendo il taglio temporale (eq. 6.3.17) nell'intervallo $[3\sigma_t, 5\sigma_t]$ l'effetto complessivo sulle efficienze è del tutto trascurabile, mentre il taglio angolare applicato in 6.3.18 si è rivelato più critico: infatti per motivi puramente geometrici ⁵ il *fit* del vertice e^+e^- non fornisce una buona stima della direzione del γ , soprattutto per bassi valori dell'impulso mancante.

In figura 6.17 è riportata, per i *cluster* nel *barrel* l'efficienza ottenuta imponendo diversi tagli angolari. In particolare applicando le selezioni:

$$\cos(\Delta\theta_{\gamma-cl}) \leq 0.6, 0.7, 0.8, 0.9 \quad (6.3.19)$$

abbiamo ricavato 4 diversi *set* di efficienze, che differiscono soprattutto nella regione di bassa energia, e permettono di valutare l'incertezza intrinseca dovuta al metodo adottato.

L'efficienza globale di selezione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$

Le efficienze ottenute dal campione di Bhabha possono essere impiegate per ricavare l'efficienza totale di selezione degli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ con il *Monte Carlo*. Il rapporto tra efficienze di *cluster* nei dati e nella simulazione può infatti essere impiegato per correggere il *Monte Carlo* e renderlo più aderente alla realtà.

L'approccio adottato per valutare l'efficienza globale è il seguente:

1. agli eventi viene applicato l'algoritmo di selezione $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, descritto nel paragrafo 6.2.2;
2. per tenere conto della differenza tra dati e *Monte Carlo* nelle efficienze di rivelazione dei fotoni, gli eventi che superano la selezione vengono pesati con la funzione:

$$\omega(p_{\gamma 1}, p_{\gamma 2}, p_{\gamma 3}, p_{\gamma 4}) = \prod_{i=1,4} \varepsilon_\gamma(E_{\gamma i}, \theta_{\gamma i})_{\text{data}} / \varepsilon_\gamma(E_{\gamma i}, \theta_{\gamma i})_{\text{MC}} \quad (6.3.20)$$

dove $p_{\gamma i}$, $E_{\gamma i}$ e $\theta_{\gamma i}$ sono il 4-impulso, l'energia e l'angolo polare del γ nel laboratorio, e $\varepsilon_\gamma(E_\gamma, \theta_\gamma)_{\text{data,MC}}$ sono le efficienze di *cluster* misurate sul campione Bhabha e sul *Monte Carlo*.

Per valutare l'errore sistematico dovuto all'incertezza sulla misura di $\varepsilon_\gamma^{\text{dati}}$, abbiamo ripetuto il calcolo con i tre *set* di efficienze ottenuti variando i criteri di selezione dei *cluster* di fotone (cfr.

⁵Se l'impulso mancante è basso le due tracce formano un cerchio quasi perfetto sul piano trasverso, e ciò impedisce all'algoritmo di *fit* di fissare dei buoni parametri iniziali per la posizione del vertice.

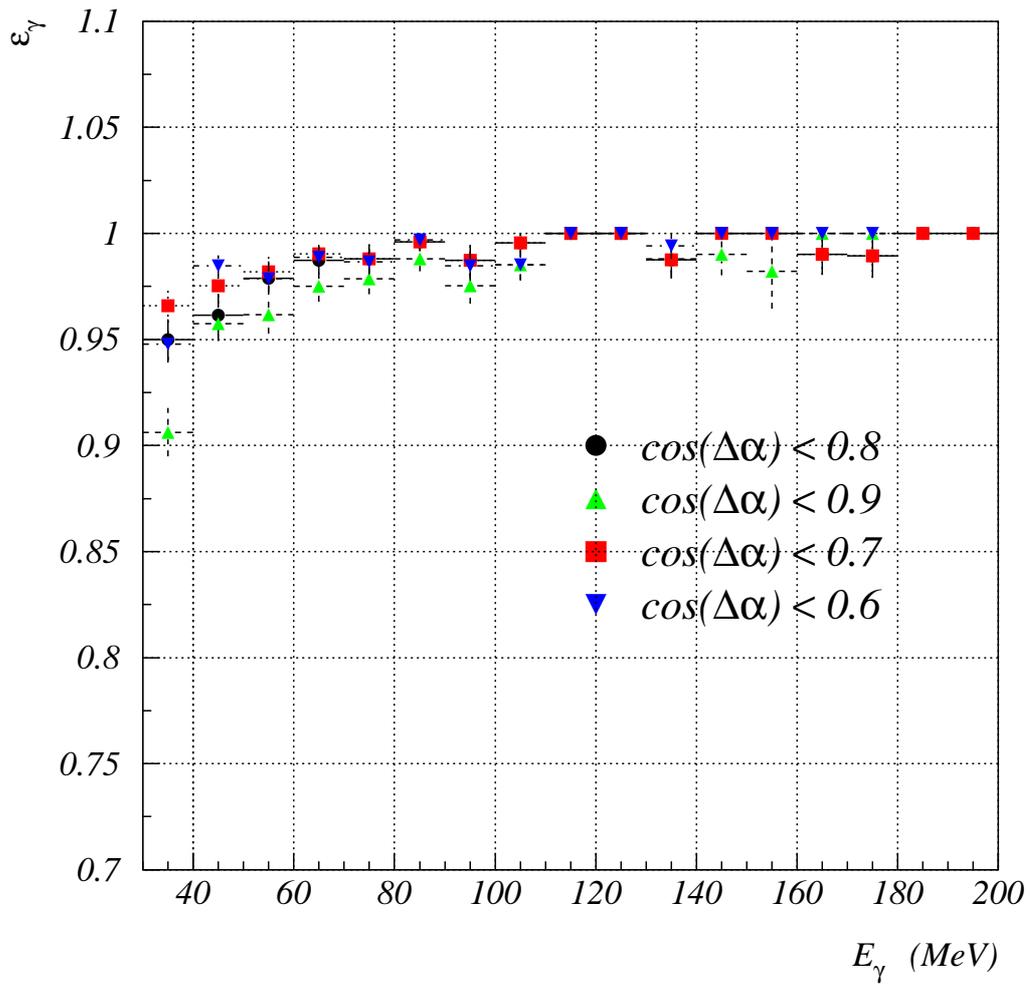


Figura 6.17: Efficienze di rivelazione dei γ in funzione dell'energia (solo *barrel*), ottenuta sul campione $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ variando il taglio di selezione angolare in 6.3.18.

6.4 : Le efficienze di *trigger*

eq. 6.3.19); il risultato finale è:

$$\epsilon_{tot}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) = (59.29 \pm 0.30(sys.) \pm 0.03(stat.))\% \quad (6.3.21)$$

Il valore di $\epsilon_{tot}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ è dovuto principalmente al taglio di accettazione angolare sui 4 fotoni.

6.4 Le efficienze di *trigger*

Nel seguito ci si riferirà esclusivamente ai dati acquisiti sfruttando il *trigger* calorimetrico: i *run* durante i quali è stato abilitato anche il *trigger* di camera (dicembre '99) sono stati infatti acquisiti al solo scopo di testarne il funzionamento, e non sono caratterizzati da un'unica configurazione stabile.

Per poter ricavare le efficienze di *trigger* dalla simulazione è necessario che il *Monte Carlo* descriva sufficientemente bene la risposta del calorimetro ai prodotti di decadimento del K_S^0 : già in precedenza abbiamo sottolineato come la simulazione dell'interazione dei π^\pm di bassa energia nel calorimetro di KLOE non sia del tutto affidabile, e la necessità di estrarre queste informazioni direttamente dai dati.

Ai fini della misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ è sufficiente determinare le efficienze di *trigger* per le sole classi di eventi in grado di soddisfare gli algoritmi di selezione descritti nei paragrafi 6.2.1 e 6.2.2: in entrambi i casi è richiesto un *KLCRASH*, e quindi un *cluster* di energia $E \geq 100$ MeV nel *barrel*, valore ben al di sopra delle soglie di *trigger* fissate in questa regione del calorimetro.

Il K_L^0 in questo tipo di eventi accende sempre almeno un settore di *trigger* nel *barrel*, e l'inefficienza è data quindi dalla frazione di eventi in cui il K_S^0 non è in grado di far scattare nessun settore di *trigger*. Più precisamente potremo scrivere:

$$\epsilon_{trig}(KLCRASH, K_S^0 \rightarrow \pi\pi) = 1 - P_{kcr}(1) \cdot P_{K_s}(0) \quad (6.4.1)$$

avendo definito:

$P_{kcr}(n)$ = Probabilità del *KLCRASH* di accendere n settori calorimetrici di *trigger*;

$P_{K_s}(n)$ = Probabilità del K_S^0 di accendere n settori calorimetrici di *trigger*.

In seguito sono descritte le strategie adottate per la misura di queste probabilità.

6.4.1 Studio del *trigger* calorimetrico

L'algoritmo *KLCRASH* seleziona gli eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ identificando il *cluster* prodotto dal K_L^0 nel calorimetro: nulla assicura però che il K_L^0 non abbia prodotto più di un *cluster*, o a causa dello *splitting*, o perché effettivamente nell'interazione con il calorimetro sono state prodotte delle particelle secondarie (principalmente fotoni).

Per affrontare lo studio del *trigger* è necessario distinguere nell'evento tutto ciò che nel calorimetro è stato prodotto dal K_L^0 , ed isolarlo dal resto: utile in questa direzione è osservare la distribuzione della distanza temporale e spaziale dal *cluster* del K_L^0 di tutti i *cluster* prodotti nell'evento. In figura 6.18 è mostrata la distribuzione dei *cluster* nel piano $(T_{cl} - T_{kcr}, |\vec{x}_{cl} - \vec{x}_{kcr}|)$ in eventi con almeno un *KLCRASH*; è immediato riconoscere tre popolazioni:

- A) i *cluster* dovuti allo *splitting*, collocati in prossimità del *cluster* identificato come *KLCRASH*;
- B) i “frammenti” del *KLCRASH*: si tratta di particelle prodotte dal punto di interazione con $\beta \sim 1$ e che possono attraversare anche tutto il rivelatore prima di colpire il calorimetro;
- C) i *cluster* che precedono in tempo il K_L^0 (di ~ 30 ns), prodotti dal decadimento del K_S^0 .

Il criterio adottato nell'analisi è stato di associare al K_L^0 tutti i *cluster* che giacciono al di sopra della retta tratteggiata in figura:

$$T_{cl} - T_{kcr} \geq \frac{|\vec{x}_{cl} - \vec{x}_{kcr}|}{c} - 10 \text{ ns} \quad (6.4.2)$$

Una volta identificati i *cluster* è possibile risalire alle celle calorimetriche, e quindi al numero di settori di *trigger* accesi dal K_L^0 . In figura 6.19 è mostrato il numero di settori accesi dal K_L^0 nel *barrel* e nei due *endcap*, sia per eventi identificati $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, sia per eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$; a riprova del fatto che il comportamento del K_L^0 è indipendente dal canale di decadimento del K_S^0 le distribuzioni nei due campioni sono perfettamente compatibili.

Dal grafico si ricava quindi:

$$P_{kcr}(1) = (54.7 \pm 0.3)\% \quad (6.4.3)$$

Questa analisi consente di calcolare anche $P_{K_s}(0)$: infatti gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nei quali il K_L^0 ha acceso più di un settore ed è stato in grado da solo di far scattare il *trigger*, costituiscono un campione utile per osservare il numero di settori accesi dal K_S^0 . In particolare la frazione di eventi in cui il K_S^0 non accende alcun settore fornisce una stima diretta di $P_{K_s}(0)$.

Gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Tutti i *cluster* non associati al K_L^0 vengono considerati prodotti dal K_S^0 e da essi si ricava il numero di settori accesi: impiegando tutta la statistica del *run* di dicembre '99, e selezionando gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ in cui il K_L^0 è stato in grado di produrre da solo il segnale di *trigger* si ottiene la distribuzione in figura 6.20.

La frazione di eventi in cui il K_S^0 non accende neanche un settore è:

$$P_{K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0}(0) = (0.21 \pm 0.03)\% \quad (6.4.4)$$

con un errore dovuto alla statistica degli eventi.

6.4 : Le efficienze di *trigger*

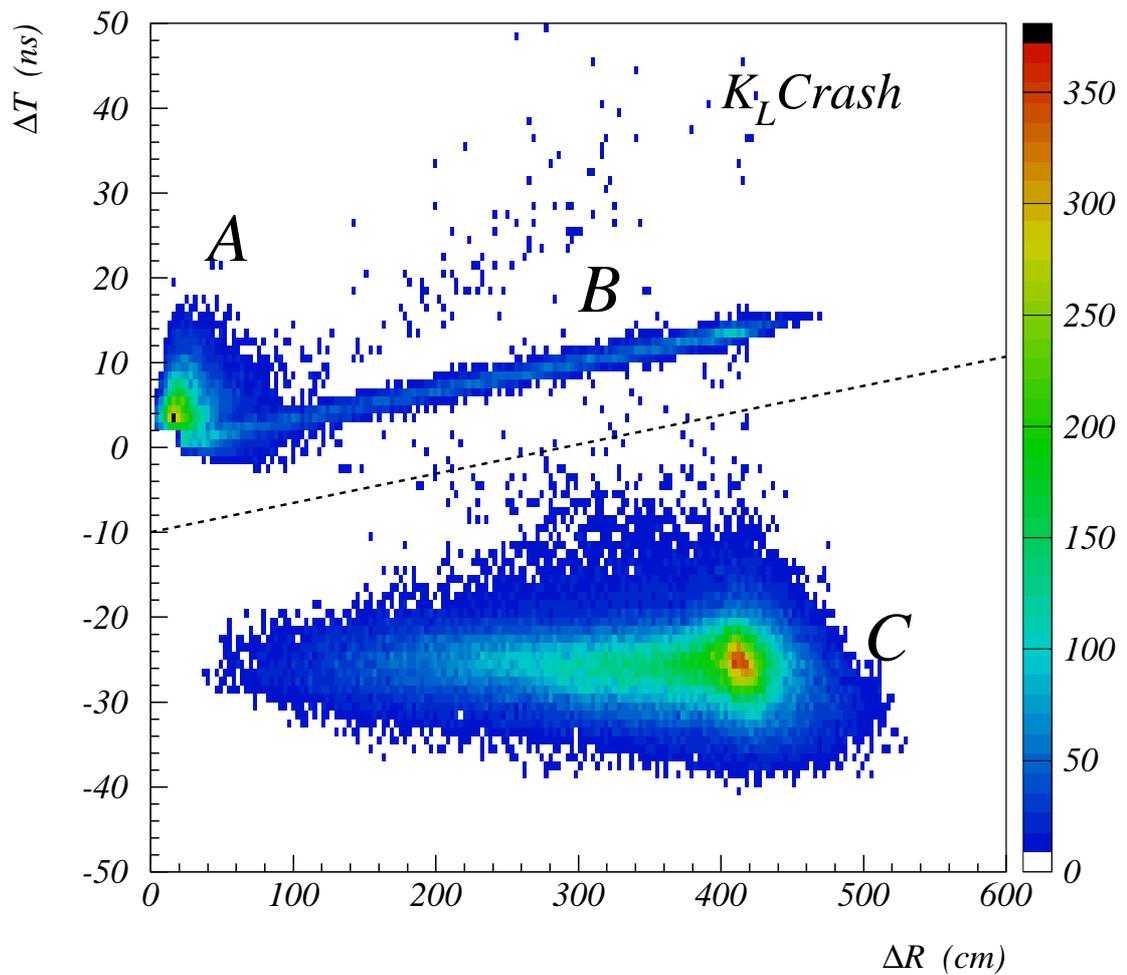


Figura 6.18: Distribuzione della distanza spaziale (ΔR) in funzione della distanza temporale (ΔT) dal *cluster* identificato come *KLCRASH* per tutti i *cluster* dell'evento. La linea tratteggiata corrisponde al taglio applicato nell'analisi (vedi testo).

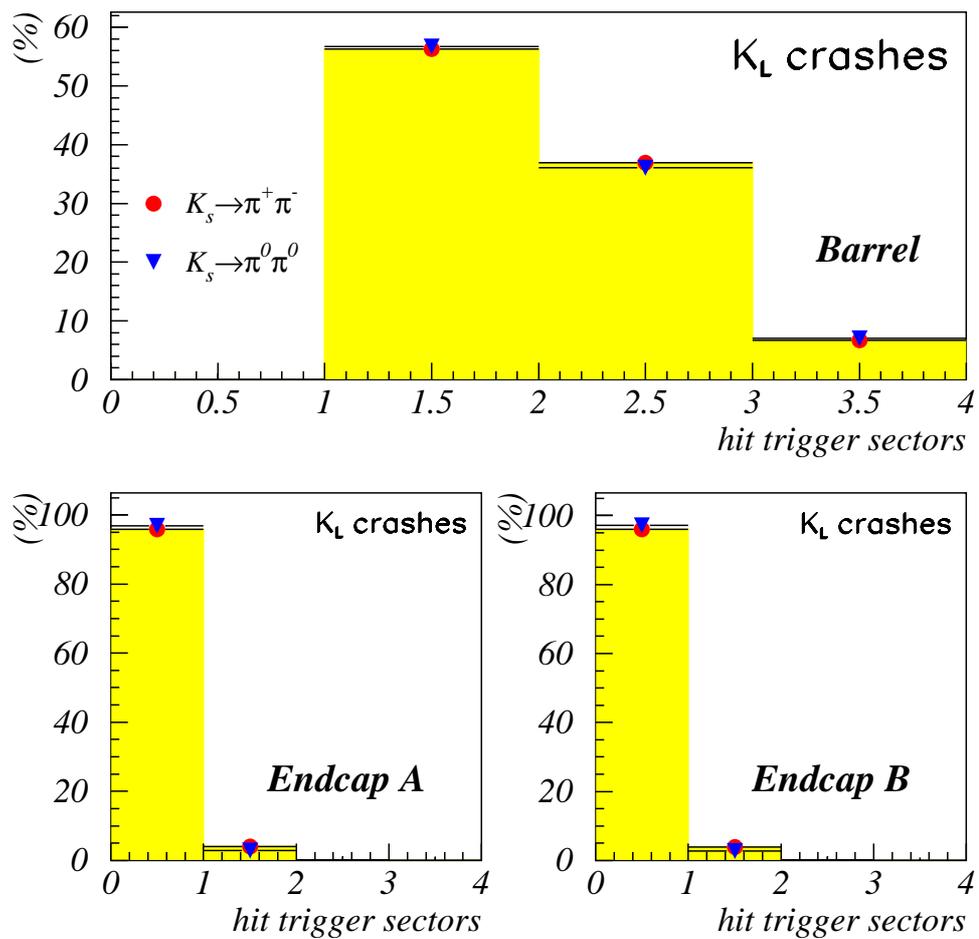


Figura 6.19: Distribuzione del numero di settori di *trigger* accesi dal K_L^0 nel *barrel* e nei due *endcap*. Sono sovrapposte le distribuzioni ricavate su eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

6.5 : I risultati della misura

Gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

L'analogia distribuzione per il campione di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ acquisiti nello stesso periodo è mostrata in figura 6.21.

La probabilità che il K_S^0 non accenda nessun settore di *trigger* risulta pari a:

$$P_{K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-}(0) = (1.44 \pm 0.09)\% \quad (6.4.5)$$

dove l'errore è dato dalla statistica degli eventi.

Le efficienze del *trigger* calorimetrico

Dai risultati esposti precedentemente è semplice ricavare le efficienze del *trigger* calorimetrico per i due canali. Per valutare la stabilità temporale del *trigger* le efficienze sono state valutate per gruppi di *run* consecutivi, tutti acquisiti durante il '99; le efficienze mostrate in figura 6.22 per i due campioni di eventi sono ragionevolmente stabili nel tempo ed il *fit* con una costante dà i seguenti risultati:

$$\epsilon_{trg}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = (99.87 \pm 0.02)\% \quad (6.4.6)$$

$$\epsilon_{trg}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = (99.21 \pm 0.04)\% \quad (6.4.7)$$

6.5 I risultati della misura

Nei capitoli e nei paragrafi precedenti sono stati studiati tutti i termini che compaiono in 6.1.1, necessari alla misura di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$. Applicando gli algoritmi di selezione di $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ su tutti gli eventi che soddisfano le richieste del *KLCRASH tag* acquisiti nel '99 si ottiene il risultato in tabella 6.3. Il numero totale di $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ corretto

| | | |
|--|--|--------|
| N_{KCRASH} | | 697331 |
| $N_{KCRASH}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$ | $N_{KCRASH}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ | |
| 294157 | 102761 | |

Tabella 6.3: Eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ identificati nel campione di dati acquisito durante il '99.

per l'effetto dello *splitting*, secondo le equazioni 6.3.12 è pari a:

$$N'_{KCRASH}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = 100970 \pm 320(stat.) \pm 20(split)$$

dove il primo errore è dovuto alla statistica degli eventi, ed il secondo, sempre di natura statistica, è dato dal contributo dello *splitting*.

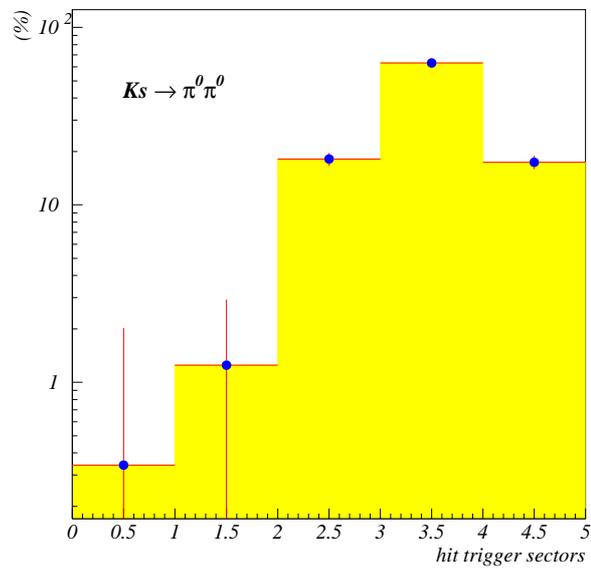


Figura 6.20: Eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$: distribuzione del numero di settori di *trigger* accesi dal K_S^0 nel *barrel* e nei due *endcap*. L'istogramma è ottenuto su di un sottocampione di $\sim 10^5$ eventi.

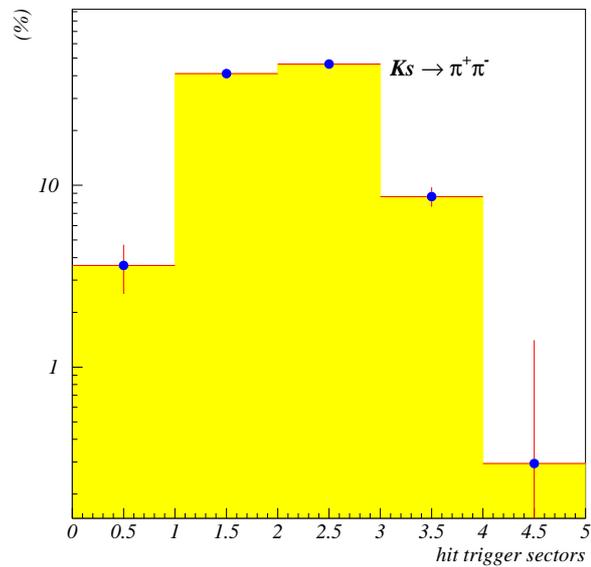


Figura 6.21: Eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$: distribuzione del numero di settori di *trigger* accesi dal K_S^0 nel *barrel* e nei due *endcap*. L'istogramma è ottenuto su di un sottocampione di $\sim 10^5$ eventi.

6.5 : I risultati della misura

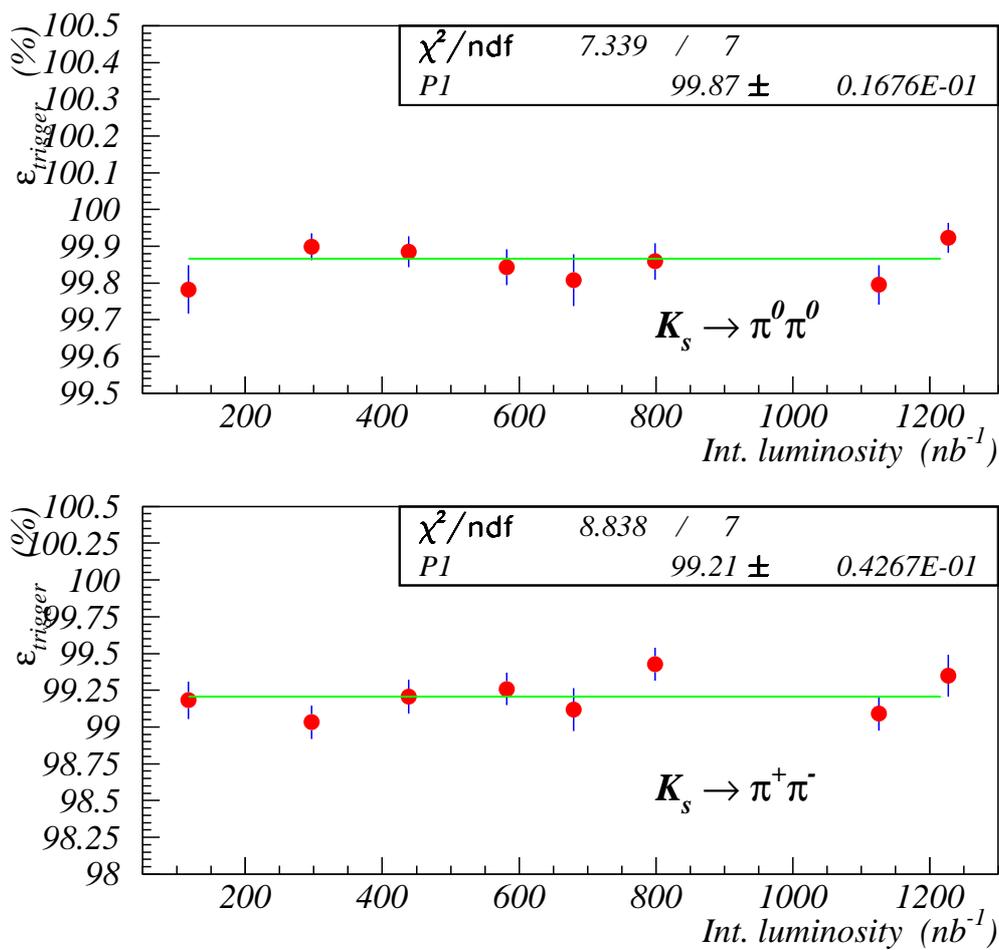


Figura 6.22: Andamento delle efficienze di *trigger* per gli eventi $K_s^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (sopra) e $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (sotto) in funzione della luminosità integrata durante la presa dati di dicembre '99. È sovrapposto ad entrambe un *fit* costante.

Il numero di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ deve invece essere corretto per l'effetto della contaminazione di $K^+ K^-$ (cfr. eq. 6.2.6)

$$N'_{KCRASH}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 293570 \pm 540(stat.) \pm 150(bkg)$$

dove nella valutazione dell'errore abbiamo separato il termine dovuto al conteggio degli eventi da quello, sempre di natura statistica, dovuto alla sottrazione del fondo.

Introducendo questi valori nell'espressione 6.1.1 si ottiene infine:

$$\frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = 2.237 \pm 0.009(stat.) \pm 0.016(syst.) \quad (6.5.1)$$

dove gli errori sono dati dalla somma in quadratura dei diversi contributi mostrati in tabella 6.4: in particolare si noti come l'errore sistematico sia dominato dagli errori sulla determinazione delle efficienze di ricostruzione di $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

| Sorgente di errore | err. statistico | err. sistematico |
|---|-------------------------------|-------------------------------|
| conteggio ev. $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ | 0.007 | — |
| conteggio ev. $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ | 0.004 | — |
| efficienza di tag α_{kcr}^A (cfr. par. 5.3.1) | 0.0013 | 0.0023 |
| efficienza di tag α_{kcr}^B (cfr. par. 5.3.1) | 0.0027 | 0.0012 |
| efficienze di ricostruzione e selezione $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (cfr. par. 6.3.1) | 0.0011 | 0.011 |
| efficienze di ricostruzione e selezione $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (cfr. par. 6.3.1) | 0.0027 | 0.010 |
| efficienze di trigger e selezione $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (cfr. par. 6.4.1) | 0.0004 | — |
| efficienze di trigger e selezione $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (cfr. par. 6.4.1) | 0.0011 | — |
| errore totale | ± 0.009 | ± 0.016 |

Tabella 6.4: I contributi all'errore sul rapporto dei BR .

Il valore ottenuto è, entro gli errori, in accordo con il valore medio fornito dal PDG [16]:

$$\frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = 2.197 \pm 0.026(stat.) \pm 0.013(syst.) \quad (6.5.2)$$

In figura 6.23 il risultato della misura è messo a confronto con i valori ottenuti da esperimenti precedenti.

6.5 : I risultati della misura

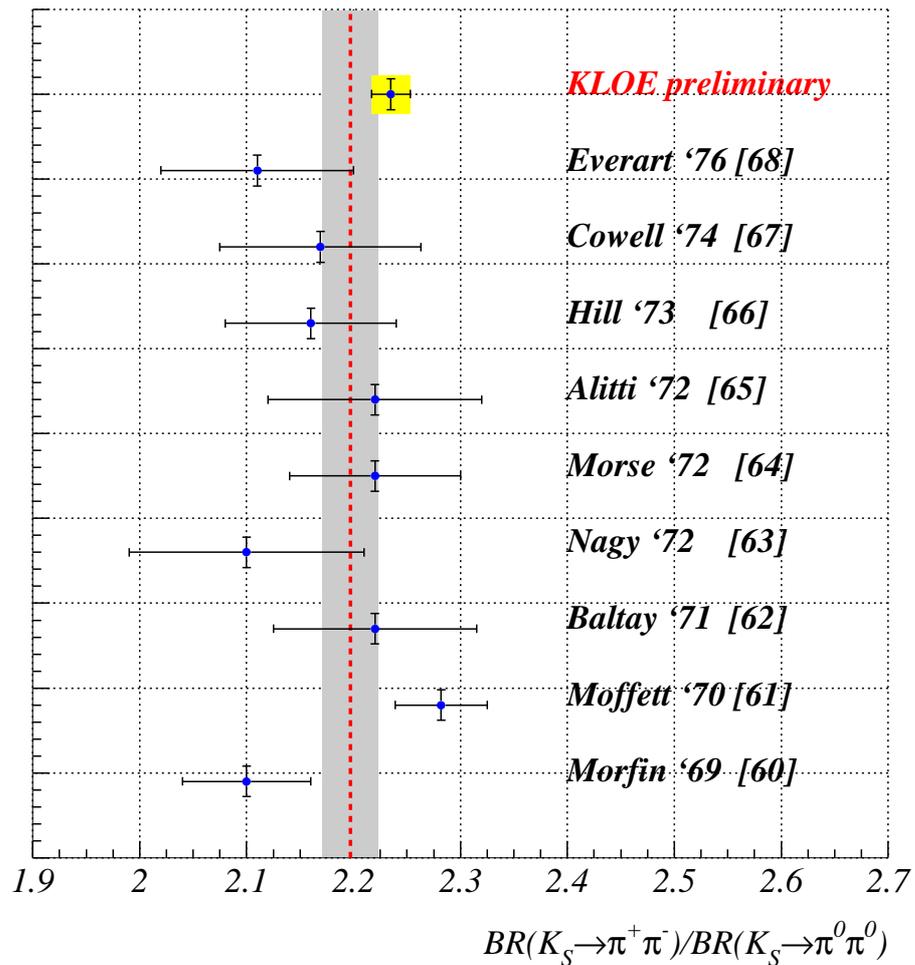


Figura 6.23: In figura sono messi a confronto diversi valori sperimentali di $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ (in parentesi compaiono gli indici bibliografici delle relative pubblicazioni): la banda centrale rappresenta la media del PDG [16].

Capitolo 6 : La misura dei BR di decadimento del K_S^0

Conclusioni

L'esperimento KLOE ha osservato le prime collisioni nell'aprile '99 e raccolto i primi dati nell'agosto dello stesso anno. Ha poi acquisito stabilmente dati tra il 24 novembre ed il 19 dicembre 1999, raggiungendo una luminosità integrata di 2.4 pb^{-1} .

Con la statistica acquisita non è possibile produrre dei risultati interessanti sulla violazione diretta di CP nel sistema dei K neutri, ma il campione di K_S^0 acquisiti ($\sim 10^6$) può essere impiegato per effettuare i primi studi sulle sistematiche coinvolte nella misura del doppio rapporto.

La misura del rapporto $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)$ costituisce un ottimo terreno di prova per affrontare questi studi. L'analisi presentata affronta diversi problemi di carattere generale per lo studio dei decadimenti dei K neutri a KLOE:

1. stabilità delle calibrazioni e loro effetto sulla ricostruzione degli eventi;
2. determinazione delle efficienze di *tag* dei K , e loro dipendenza dai canali di decadimento del kaone identificato;
3. misura delle efficienze di *trigger* per i canali carichi e neutri;
4. valutazione delle efficienze di ricostruzione delle tracce a diversi valori di impulso;
5. valutazione delle efficienze di rivelazione dei fotoni di bassa energia e dei pioni nel calorimetro.

Per tenere sotto controllo le sistematiche connesse a ciascuno di questi aspetti è stato essenziale dipendere il meno possibile dalla simulazione di *Monte Carlo*, che ancora non fornisce l'accuratezza necessaria nel riprodurre i dati, soprattutto per quanto riguarda le interazioni degli adroni nel calorimetro. Sono stati impiegati quindi dei campioni di controllo opportuni per studiare le diverse efficienze, e la simulazione è stata sfruttata solo per lo studio dei tagli di accettazione.

Il risultato preliminare dell'analisi è:

$$\left. \frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \right|_{\text{KLOE}} = 2.237 \pm 0.009(\text{stat.}) \pm 0.016(\text{syst.})$$

da confrontarsi con la media del PDG [16]:

$$\left. \frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \right|_{\text{PDG}} = 2.197 \pm 0.026(\text{stat.}) \pm 0.013(\text{syst.})$$

con il quale, entro gli errori, è in accordo:

$$\left| \Delta \left(\frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \right) \right| = 0.04 \pm 0.027(stat.) \pm 0.021(syst.)$$

A partire dall'estate 2000 KLOE a ripreso ad acquisire dati: DAΦNE in tale periodo ha fornito luminosità istantanee maggiori rispetto al '99, raggiungendo in ottobre $\mathcal{L}_{peak} \sim 1.2 \times 10^{31} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. La presa dati proseguirà durante tutto il 2000, e già alla fine ottobre ha permesso di integrare $\int \mathcal{L} dt \geq 10 \text{ pb}^{-1}$. Purtroppo l'incremento delle prestazioni di DAΦNE ha portato con sé un peggioramento dei fondi macchina ed in generale una maggiore dipendenza delle condizioni di *run* dal tempo.

Il lavoro necessario per poter applicare direttamente l'analisi descritta in questo lavoro di tesi sui nuovi dati non è ancora completato, ma consentirà di ridurre sensibilmente l'errore statistico sia sul segnale che sui campioni di controllo, e di avere quindi una migliore conoscenza delle sistematiche.

Ringraziamenti

I tre anni che mi hanno visto impegnato in questo lavoro di ricerca, sono stati per me occasione di crescita non solo scientifica ma, soprattutto, umana. Molte figure mi hanno accompagnato in questo percorso e sento doveroso, in chiusura del mio lavoro di tesi, ringraziare quanti mi hanno seguito, aiutato e sostenuto, anche nei momenti di maggiore difficoltà.

Tutta la mia gratitudine va al Prof. Paolo Franzini, non solo per aver supervisionato il mio lavoro all'interno della collaborazione KLOE, ma in generale per i suoi insegnamenti e per essere stato durante questi anni di attività di ricerca un riferimento sicuro in molte occasioni.

Ringrazio con tutto il cuore Stefano Miscetti, che sin da quando ero laureando non mi ha mai fatto mancare il suo appoggio, e Patrizia de Simone, che ho avuto il piacere di conoscere meglio in questi anni e che oltre ad offrirmi suo aiuto prezioso mi ha dimostrato in molte occasioni una sincera amicizia. Grazie inoltre a Cesare Bini, per i suoi consigli e per la sua disponibilità in tutti questi anni, e ad Antonio di Domenico, per le utili discussioni e soprattutto per la sua vera generosità.

Un tributo sincero di stima ed amicizia va poi a Tommaso Spadaro, senza la cui collaborazione non avrei potuto portare a termine il mio lavoro, a Matt Moulson per i suoi preziosi insegnamenti e per le sue parole di conforto in molte situazioni difficili, e a Fabio Bossi e Matteo Palutan, per avermi iniziato ai misteri delle efficienze *trigger*.

Ringrazio e saluto con affetto poi tutti coloro che, chi prima chi dopo, hanno condiviso con me l'esperienza del dottorato. *In primis* Erika de Lucia, Dante Picca, Barbara Sciascia, Massimo Casarsa, Stefano di Falco (con i quali ho anche trascorso una delle più divertenti estati della mia vita), e Anna Ferrari. Un grazie anche a Simona Giovannella, per l'amicizia e la pazienza che ha mostrato sopportandomi quale compagno di stanza per quasi tre anni, e a Fabio Happacher per la sua simpatia e il suo incoraggiamento durante il difficile periodo della consegna. Infine un saluto speciale a Simone Conticelli, amico da tanti anni, che ha iniziato con me questo difficile percorso e che, pur avendo scelto di allontanarsi dal mondo delle scienze esatte, mi ha spesso spronato a continuare il mio lavoro nella ricerca.

Ringraziamenti

Bibliografia

- [1] L. LePrince-Ringuet and M. Lheritier, *Compt. Rend.* **219** (1944) 618.
- [2] G.D. Rochester and C.C. Butler, *Nature* **106** (1947) 885.
- [3] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **92** (1953) 833.
- [4] A. Pais, *Phys. Rev.* **86** (1952) 663.
- [5] R. Dalitz, *Phys. Rev.* **94** (1954) 1046.
- [6] T.D. Lee and C.N. Yang, *Phys. Rev.* **104** (1956) 254.
- [7] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8** (1964) 214;
G. Zweig, *CERN Report* 8182/th (1964) 401.
- [8] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10** (1963) 531.
- [9] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Phys. Rev.* **D2** (1970) 1285.
- [10] L. Maiani, *The Second DAΦNE Physics Handbook*, Eds. L. Maiani, G. Pancheri and N. Paver, INFN LNF (1995).
- [11] G. D'Ambrosio and G. Isidori, *Jour. of Mod. Phys. A*, (1996).
- [12] J. Lee-Franzini, P. Franzini, *Invited Lectures at the XXVth ITEP Winter School, February 18-27th, 1997*.
- [13] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch and R. Turlay, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 138.
- [14] J.M. Gaillard et al., *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 20;
J.W. Cronin et al., *Phys. Rev. Lett.* **18** (1967) 25.
- [15] T.T. Wu, C.N. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 380.
- [16] C. Caso et al., Particle Data Group, *Eur. Phys. Soc. J.* **C3** (1998).

- [17] W. Ochs, $\pi - N$ *Newslett.* **3** (1991) 25.
- [18] G. Barr et al. (NA31), *Phys. Lett.* **B317** (1993) 233.
- [19] L.K. Gibbons et al. (E731), *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1203.
- [20] The KTeV collaboration, hep-ex/9905060 (Giugno 1999).
- [21] The NA48 collaboration, CERN-EP/99-114 (Agosto 1999).
- [22] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961);
S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264 (1967);
A. Salam, *Proc. 8th Nobel Symp.*, Ed. N.Svartholm (1968).
- [23] L. Wolfenstein, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **36** (1986) 137.
- [24] F. Abe et al. (CDF), *Phys. Rev. Lett.* **73** (1994) 225; *Phys. Rev. D* **50** (1994) 2966.
- [25] S. Bosch et al., TUM-HEP-347-99; LMU-06-99.
- [26] M. Ciuchini et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **59** (1997) 149.
- [27] S. Bertolini et al., *Nucl. Phys.* **B514** (1998) 93.
- [28] V. Cirigliano, J.F. Donoghue e E. Golowich, hep-ph/0008290 (Agosto 2000).
- [29] B. Ananthanarayan et al., hep-ph/0005297.
- [30] J. Gasser et al., *Phys. Lett.* **B258** (1991) 219.
- [31] G. Ecker, G. Isidori, H. Neufeld, G. Muller, A. Pich, hep-ph/0006172.
- [32] J.F. Donoghue et al., *Phys. Lett.* **B192** (1987) 156.
- [33] S. Gardner et al., *Phys. Lett.* **B466** (1999) 355.
- [34] S. Gardner et al., hep-ph/0006240.
- [35] V. Cirigliano et al., *Phys. Rev.* **D61**: 093002, 2000.
- [36] *The DAΦNE Physics handbook*, Ed. L. Maiani, G. Pancheri e N. Paver, I.N.F.N. L.N.F. (1992);
The Second DAΦNE Physics handbook, Ed. L. Maiani, G. Pancheri e N. Paver, I.N.F.N. L.N.F. (1995).

Bibliografia

- [37] R.R. Akhmetshin et al. (CMD-2) *Phys. Lett.* **B466** (1999) 385;
G. Colangelo, S. Dubnicka, M. Greco *The DAΦNE Physics Handbook*, Eds. L. Maiani, G. Pancheri and N. Paver, INFN LNF (1992).
- [38] A. Antonelli *et al.* - The KLOE Collaboration, LNF-93/002(IR) (1993).
- [39] DAΦNE Team, vari contributi in *Proc. European Particle Accelerator Conference*, Stoccolma, 1998.
- [40] A. Aloisio *et al.* - The KLOE Collaboration, LNF-94/028(IR) (1994).
- [41] A. Aloisio *et al.* - The KLOE Collaboration, LNF-96/043 (IR) (1996).
- [42] A. Aloisio *et al.* - The KLOE Collaboration, LNF-95/014 (IR) (1995).
- [43] G. Barbiellini, A. Martinis e F. Scuri, *KLOE memo* 178/99, (1999).
- [44] C. Bini et al., *KLOE memo* 207/00, (2000).
- [45] C. Bini et al., *The KLOE Electromagnetic Calorimeter, KLOE note in preparazione.*
- [46] F. Lacava et al., *Nucl. Phys.* **B54**, 327 (1997).
- [47] C. Avanzini et al., *KLOE note*, 172 (1999), in pubblicazione su *Nucl. Instr. and Meth.*
- [48] GARFIELD, *CERN program library*, W5050
- [49] A. Sharma e F. Sauli, *Nucl. Instr. and Meth.* **A350**, 470 (1994).
- [50] G. Cataldi et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A386**, 469 (1997).
- [51] P. De Simone, *KLOE note* 98, (1994).
- [52] M. Antonelli et al., *KLOE memo* 129/98, (1998).
- [53] CDF collaboration, *CDF note* 384.
- [54] G. Cabibbo e G. Venanzoni, *KLOE memo* 168/98, (1998).
- [55] S. Di Falco, *KLOE memo* 173/98, (1998).
- [56] F. Ambrosino et al., *KLOE memo* 184/98, (1998).
- [57] S. Sinibaldi, T. Spadaro, *KLOE memo* 146/98, (1998).
- [58] G. Cabibbo, T. Spadaro, *KLOE memo* 210/00, (2000).

- [59] A. Antonelli et al., *KLOE note 177* , (1998).
- [60] A. Ceccarelli et al., *KLOE note 119* , (1997).
- [61] G. Everhart, *Phys. Rev.* **D14**, 661 (1976).
- [62] P. Cowell et al., *Phys. Rev.* **D10**, 2083 (1974).
- [63] D. G. Hill et al., *Phys. Rev.* **D8**, 1290 (1973).
- [64] Alitti et al., *Phys. Lett.* **39B**, 568 (1972).
- [65] Morse et al., *Phys. Rev. Lett.* **28**, 388 (1972).
- [66] Nagy et al., *Nucl. Phys.* **B47**, 94 (1972).
- [67] Baltay et al., *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1678 (1971).
- [68] Moffett et al., *Bullettin of the American Phys. Soc.* **15**, 512 (1970).
- [69] Morfin et al., *Phys. Rev. Lett.* **23**, 660 (1969).