

Indice

Introduzione	1
I Il contesto teorico nel quale si pone l' esperimento NA48	2
I.1 Gli operatori $\hat{C}$, $\hat{P}$, $\hat{T}$ e lo stato attuale delle verifiche d' invarianza	3
I.2 Il sistema dei mesoni neutri K^0	4
I.3 La non-invarianza rispetto all' operatore $\widehat{CP}$ nel decadimento dei K^0 in due pioni	5
I.4 Non-invarianza rispetto all' operatore $\widehat{CP}$ nel decadimento dei K^0 in due fotoni	7
II L'esperimento NA48	10
II.1 Scopo dell' esperimento	10
II.2 La tecnica sperimentale di NA48	11
II.3 Fasci K_S e K_L	12
II.4 Il tagger	16
II.5 AKS	19
II.6 Spettrometro magnetico	20
II.7 Odoscopio carico	22
II.8 Calorimetro elettromagnetico	24
II.9 Odoscopio neutro	28

II.10	Calorimetro adronico	31
II.11	AKL	32
II.12	Contatore di muoni	33
II.13	Metodo di acquisizione dei dati	34
III	Misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$	39
III.1	Definizione della misura	40
III.1.1	Scelta dell' intervallo I_E	41
III.1.2	Scelta dell' intervallo I_Z	43
III.2	I principali processi di fondo	45
III.2.1	Il fondo $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	46
III.2.2	Il fondo irriducibile $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KS	48
III.2.3	Il fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KL	52
III.3	La selezione degli eventi	53
III.3.1	Prestazioni del calorimetro elettromagnetico	53
III.3.2	Gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	58
III.3.3	Gli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$	60
III.4	Ricostruzione degli eventi	63
III.4.1	Gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	63
III.4.2	Gli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$	64
IV	Misura di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$	71
IV.1	Definizione operativa della misura	72
IV.2	Processi di fondo	73
IV.2.1	Processi di fondo al decadimento $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	73
IV.2.2	Processi di fondo al decadimento $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	75
IV.3	La selezione degli eventi	76
IV.3.1	Gli eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	76

IV.3.2	Gli eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	79
IV.3.3	Scelta dell' intervallo I_Z	80
IV.4	Ricostruzione degli eventi	83
IV.4.1	Gli eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	83
IV.4.2	I decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	86
IV.5	Le accettanze	90
IV.6	Il risultato della misura	93
V	Conclusioni	95
VI	Un modulo d' elettronica per l' esperimento	97
VI.1	Le funzioni richieste	97
VI.2	Logica del circuito e tecnologia utilizzata per lo sviluppo	99
VI.2.1	La logica circuitale	100
VI.2.2	La tecnologia utilizzata	104
VI.3	I risultati delle verifiche	105

Introduzione

Lo scopo di questo lavoro è stato lo studio della fattibilità della misura delle frazioni di decadimento $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ e $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ utilizzando i dati accumulati durante il primo periodo di presa dati (1997) dell' esperimento NA48 attualmente in corso al CERN.

Nel primo capitolo viene brevemente riassunta la rilevanza di tali misure nel contesto teorico del Modello Standard, mentre il secondo capitolo è dedicato alla descrizione dell' apparato sperimentale utilizzato. I capitoli III e IV trattano le problematiche della misura di $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)$, mentre nel V capitolo viene valutata la frazione di decadimento $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)$. Nell'ultimo capitolo sono riportate le conclusioni di questo lavoro di tesi e le prospettive per nuove misure di precisione utilizzando i dati raccolti da NA48 nei successivi anni di presa dati. Infine, viene accluso un capitolo relativo ad un lavoro d' elettronica svolto in collaborazione con il tecnico INFN Sig. Andrea Papi, richiesto dalla collaborazione di NA48 per migliorare le prestazioni dell' apparato sperimentale.

L' interesse teorico delle misure di $\text{BR}(K_L^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ e $\text{BR}(K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ risiede nel fatto che dal valore di tali quantità, si possono estrarre informazioni utili ai fini della comprensione della violazione diretta della simmetria CP nel decadimento del mesone neutro K^0 . L' apparato sperimentale di NA48 è stato disegnato ed ottimizzato per lo studio della violazione diretta della simmetria CP nel canale di decadimento $K^0 \rightarrow 2\pi$ del mesone neutro K^0 . Ciononostante le ottime prestazioni dell'apparato sperimentale consentono, oltre alla misura principale per cui l'esperimento era stato concepito, di accumulare dati in quantità tali da permettere studi sistematici di alcuni decadimenti rari del K^0 sino ad un livello di sensibilità in frazione di decadimento di $\sim 10^{-11}$.

Capitolo I

Il contesto teorico nel quale si pone l' esperimento NA48

Nell' ambito della fisica delle alte energie, molte risorse vengono investite nello studio dell' invarianza o non-invarianza delle interazioni fondamentali rispetto agli operatori $\hat{C}$, $\hat{P}$ e $\hat{T}$, seguendo due diversi criteri a seconda che si intenda applicare il punto di vista teorico o sperimentale. A questo proposito, una volta fissato il sistema interagente, compito della teoria consiste nel ricavare l' hamiltoniana $\hat{H}$ del sistema, di modo che sia possibile calcolare il valore del commutatore $[\hat{H}, \hat{O}]$, dove $\hat{O}$ indica $\hat{C}$, $\hat{P}$, $\hat{T}$ oppure una loro combinazione. D' altra parte, il ruolo sperimentale consiste nel misurare la probabilità di transizione del sistema da un certo autovalore iniziale di $\hat{O}$ ad un altro per effetto dell' interazione. Nel caso in cui si verifichi una probabilità non nulla che ciò avvenga, prova della non-invarianza dell' interazione rispetto ad $\hat{O}$ ($[\hat{H}, \hat{O}] \neq 0$), allora si prosegue con la misura di quantità legate a tale non-invarianza.

I.1 Gli operatori $\hat{C}$, $\hat{P}$, $\hat{T}$ e lo stato attuale delle verifiche d' invarianza

A partire dalla funzione d' onda $\Psi(\vec{r}, \xi)$, che descrive un generico sistema avente coordinate spazio-tempo $x \equiv (\vec{r}, t)$ e caratterizzato dall' insieme ξ di numeri quantici, si definiscono gli operatori

- $\hat{P}$, operatore di inversione della parità tale che

$$\hat{P}\Psi((\vec{r}, t), \xi) \equiv \Psi((- \vec{r}, t), \xi)$$

- $\hat{C}$, operatore di coniugazione di carica tale che

$$\hat{C}\Psi(x, (\xi_{int}, \xi_{cin})) \equiv \Psi(x, (-\xi_{int}, \xi_{cin})),$$

dove ξ_{int} indica l' insieme dei numeri quantici corrispondenti ai gradi di libertà interni del sistema (isospin, numero leptonico, stranezza, ...), mentre ξ_{cin} l' insieme dei numeri quantici corrispondenti ai gradi di libertà cinematici (energia, momento angolare, momento di spin, ...)

- $\hat{T}$, operatore di inversione temporale tale che

$$\hat{T}\Psi((\vec{r}, t), \xi) \equiv \Psi((\vec{r}, -t), \xi)$$

Una serie di esperimenti [1] dediti ad investigare l' invarianza o non-invarianza delle interazioni forte ed elettromagnetica rispetto alle tre operazioni precedenti non ha evidenziato non-invarianza. Ben diverso è il caso dell' interazione debole, per la quale dal 1957 si ha prova [2] della non-invarianza rispetto sia all' applicazione di $\hat{C}$ che $\hat{P}$. Da quel momento sono in corso esperimenti sempre più sofisticati allo scopo d' indagare il comportamento dell' interazione debole rispetto all' operazione composta $\widehat{CP}$. A

questo proposito, una (e la sola) evidenza sperimentale di non-invarianza è stata trovata nel decadimento del mesone neutro K^0 , per la prima volta da Cronin e Fitch nel 1964 [3].

I.2 Il sistema dei mesoni neutri K^0

Per mesone K^0 s' intende lo stato fondamentale, d' ora in poi indicato $|K^0 >$, del legame fra i quarks s e $\bar{d}$. Poichè il K^0 è la particella più leggera contenente un quark s , ne segue che può decadere solo per interazione debole¹ e similmente la sua antiparticella $\bar{K}^0$. Questa proprietà, congiuntamente con la possibilità sperimentale di generare intensi fasci di kaoni neutri, rende i K^0 ($\bar{K}^0$) un ottimo laboratorio per lo studio del comportamento dell' interazione debole rispetto all' operazione $\widehat{CP}$:

Se un K^0 ($\bar{K}^0$) si trova inizialmente in un autostato di $\widehat{CP}$ corrispondente all' autovalore CP allora i suoi prodotti di decadimento devono trovarsi in un autostato di $\widehat{CP}$ corrispondente all' autovalore CP . In caso contrario l' interazione debole è non-invariante rispetto all' operazione $\widehat{CP}$.

In pratica, il lavoro è semplificato dal fatto che $\widehat{CP}$ ammette i soli autovalori ± 1 e che il K^0 decade principalmente in due o tre pioni (per uno stato a due pioni vale $CP=1$). Dalla prima circostanza segue che qualunque base di autofunzioni di $\widehat{CP}$ è costituita da due elementi, per esempio

$$|K_1 > = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0 > - |\bar{K}^0 >), CP = +1$$

$$|K_2 > = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0 > + |\bar{K}^0 >), CP = -1$$

¹I 'sapori' dei quarks interagenti rimangono inalterati sia nel caso d' interazione elettromagnetica che forte.

Dalla seconda circostanza segue la possibilità di poter definire due sottospecie K_S^0 e K_L^0 di mesoni con vite medie²

$$\tau_{K_S^0} \ll \tau_{K_L^0}.$$

A questo punto una prova dell' invarianza o non-invarianza dell' interazione debole rispetto all' operazione $\widehat{CP}$ può essere svolta nel modo seguente: disponendo di un fascio di K^0 , contare i decadimenti in due pioni della componente K_L^0 in una zona sufficientemente distante dall' origine del fascio, in modo tale da poter considerare estinta la componente K_S^0 .

I.3 La non-invarianza rispetto all' operatore $\widehat{CP}$ nel decadimento dei K^0 in due pioni

Proseguendo il discorso precedente, le osservazioni sperimentali sin' ora condotte mostrano un' inequivocabile ampiezza di probabilità ϵ [4], con

$$|\epsilon| = (2.28 \pm 0.02) \cdot 10^{-3},$$

che avvenga il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$.

Si può formalizzare lo stato attuale delle indagini scrivendo

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle),$$

dove ϵ rappresenta una misura quantitativa dell' ammontare di non-invarianza dell' interazione debole rispetto all' operazione $\widehat{CP}$. Nel Modello standard, tale non-invarianza è imputata al comportamento del quark s tramite i diagrammi di Feynman in Fig. I.1.

²Il decadimento $K^0 \rightarrow \pi\pi\pi$ avviene in uno spazio delle fasi considerevolmente minore del corrispettivo per il decadimento $K^0 \rightarrow \pi\pi$. Sperimentalmente si misurano $\tau_{K_S^0}$ e $\tau_{K_L^0}$ dalle due distribuzioni dei vertici di decadimento $K^0 \rightarrow \pi\pi$ e $K^0 \rightarrow \pi\pi\pi$ rispettivamente, ottenendo il risultato $\tau_{K_S^0} \simeq \frac{1}{507}\tau_{K_L^0}$.

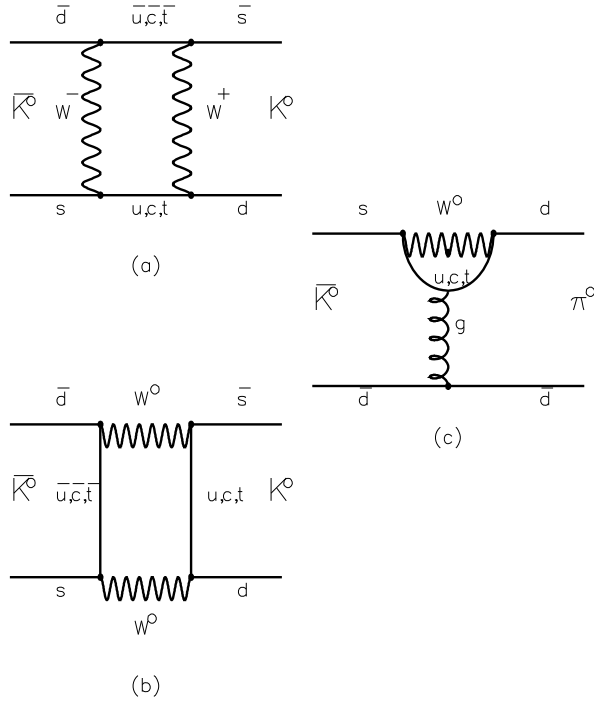


Figura 1.1: I diagrammi di Feynman responsabili della non-invarianza rispetto a $\widehat{CP}$.

In particolare, i diagrammi (a) e (b) influirebbero attraverso un termine ϵ , che tiene conto del fatto che a partire da un fascio di soli K^0 , allo scorrere del tempo insorge una componente di $\bar{K}^0$. Conseguentemente, le particelle di cui si osservano i decadimenti non sono esattamente dei K^0 , ma piuttosto una qualche combinazione di K^0 e $\bar{K}^0$. Il diagramma (c) sarebbe responsabile di un termine ϵ' , che contribuisce ad un risultato non nullo dell' ampiezza di transizione dallo stato K^0 con $CP=-1$ ad uno stato a due pioni. In questi

termini si può esprimere la quantità misurabile

$$R \equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)},$$

dove $\Gamma()$ indica la probabilità che il decadimento proceda lungo quel dato canale, in funzione di ϵ e ϵ' secondo la relazione

$$R \approx 1 - 6Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}).$$

Qui di seguito sono riportati i valori di $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$, dedotti dai più recenti calcoli:

- $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (3.6 \pm 3.4) \cdot 10^{-4}$ Bosch et al. 1996
- $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (4.6 \pm 3.0 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$ Ciuchini et al. 1997
- $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (17_{-10}^{+14}) \cdot 10^{-4}$ Bertolini et al. 1998
- $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon}) = (5.2_{-2.7}^{+4.6} \pm 3.4) \cdot 10^{-4}$ Bosch et al. 1999

I.4 Non-invarianza rispetto all' operatore $\widehat{CP}$ nel decadimento dei K^0 in due fotoni

La ricerca di non-conservazione dell' autovalore CP nel decadimento dei K^0 ($\overline{K}^0$) può essere estesa a modi di decadimento diversi dal caso $K^0 \rightarrow \pi\pi$, fra cui $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$.

Quest' ultimo, sebbene ancora non del tutto compreso teoricamente, offre il vantaggio d' evidenziare l' analoga componente ϵ' di non invarianza rispetto ad ϵ . Quantitativamente alcune previsioni teoriche [6] hanno stimato che l' analogo rapporto $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ potrebbe risultare 20-30 volte maggiore di quello precedente. Il problema fondamentale che si deve risolvere nel caso corrente consiste nella definizione di una prova di non-invarianza. Infatti, il metodo

diretto di misura di CP nello stato finale del decadimento coinvolgerebbe la misura di polarizzazione dei due fotoni che, viste le difficoltà sperimentali coinvolte, non è una strada percorribile. Cionostante, a livello di comprensione del problema, vale la pena vedere come una misura di polarizzazione potrebbe evidenziare non-conservazione dell' autovalore CP.

Indicando con (+) e (-) fotoni di polarizzazione positiva e negativa rispettivamente, lo stato finale a due fotoni può presentarsi nelle quattro configurazioni $|++\rangle, |--\rangle, |+-\rangle, |-+\rangle$. Ora, poichè le ultime due sono escluse dalla conservazione del momento angolare (gli corrisponderebbe un momento angolare J=2, ma i K^0 hanno J=0), segue che una base di $\widehat{CP}$ può essere

$$|+\rangle = \frac{|++\rangle + |--\rangle}{\sqrt{2}}$$

$$|-\rangle = \frac{|++\rangle - |--\rangle}{\sqrt{2}}$$

tale che

$$\widehat{CP}|+\rangle = +|+\rangle$$

$$\widehat{CP}|-\rangle = -|-\rangle$$

In caso di conservazione dell' autovalore CP, dovrebbero risultare $|+\rangle$ e $|-\rangle$ i naturali stati di decadimento del K_S^0 K_L^0 rispettivamente.

Un' alternativa a misure di polarizzazione è proposta dalla legge fisica seguente, espressa da Sehgal e Wolfenstein [5] :

“L' osservazione d' un effetto d' interferenza tra i decadimenti di K_S^0 e K_L^0 nelle ampiezze parziali di decadimento è una chiara evidenza di non conservazione dell' autovalore CP”.

In formule (dopo molti passaggi) la precedente può essere espressa come

$$\Delta(\tau) = \frac{\Gamma(K^0 \rightarrow 2\gamma)(\tau) - \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow 2\gamma)(\tau)}{\Gamma(K^0 \rightarrow 2\gamma)(\tau) + \Gamma(\overline{K}^0 \rightarrow 2\gamma)(\tau)},$$

in cui $\Gamma(\tau)$ rappresenta la probabilità di transizione lungo il canale considerato, integrata nell' intervallo $(0, \tau)$. A questo punto, disponendo di un fascio di K^0 ed uno di $\overline{K}^0$ la quantità precedente può essere sperimentalmente misurata.

È importante osservare che nel calcolo degli argomenti di $\Delta(\tau)$ la teoria mette in evidenza [6] un termine

$$R \equiv \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)} = \frac{BR(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)}{BR(K_L^0 \rightarrow 2\gamma)} \frac{\tau_{K_L^0}}{\tau_{K_S^0}}.$$

Di qui l' interesse della presente tesi nel voler misurare $BR(K_S^0 \rightarrow 2\gamma)$, che è fra i quattro che definiscono R quello noto con minor precisione.

Capitolo II

L'esperimento NA48

II.1 Scopo dell' esperimento

Lo scopo dell' esperimento NA48 è misurare il valore del rapporto $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ con una precisione migliore di $2 \cdot 10^{-4}$, sfruttando il parametro $\mathbf{R}$, comunemente detto **doppio rapporto**

$$\mathbf{R} \equiv \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} / \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 1 - 6\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}), \quad (\text{II.1})$$

Dalla misura sperimentale di $\mathbf{R}$ si risale poi al valore di $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ tramite la relazione

$$\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}) = \frac{1}{6}(1 - R) \quad (\text{II.2})$$

con errore di misura

$$\sigma_{\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})} = \frac{\sigma_R}{6} \quad (\text{II.3})$$

Il parametro $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ è già stato misurato in passato. Qui di seguito ne sono riportati, i valori ottenuti dai più recenti esperimenti:

- $\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}) = (7.4 \pm 5.2 \pm 2.9) \cdot 10^{-4}$ E731 (FERMILAB) [9]
- $\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}) = (23 \pm 3.5 \pm 6.0) \cdot 10^{-4}$ NA31 (CERN) [10]
- $\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}) = (28.0 \pm 3.0 \pm 2.8) \cdot 10^{-4}$ E832 (FERMILAB) [11]
- $\Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}) = (18.5 \pm 4.5 \pm 5.8) \cdot 10^{-4}$ NA48 (CERN) [12]

L' ultima misura si riferisce ad un' analisi svolta sui dati raccolti da NA48 durante la sola estate del 1997. Tale campione di dati costituisce circa il 10% della statistica totale attesa.

II.2 La tecnica sperimentale di NA48

La misura di R viene eseguita contando il numero di eventi osservati in ciascuno dei quattro canali di decadimento che definiscono il doppio rapporto R . Per ottenere un errore sistematico minore di $2 \cdot 10^{-4}$, NA48 raccoglie decadimenti sia del K_S che del K_L in maniera tale che le efficienze di raccolta dei rivelatori per eventi $K_S \rightarrow 2\pi$ ed eventi $K_L \rightarrow 2\pi$ si cancellino nel doppio rapporto [7].

Per fare questo, vengono utilizzati fasci di K_S e K_L *contemporanei* e *quasi collineari* (v. sez. seguente) con spettri energetici simili, mentre un algoritmo di pesatura degli eventi consente di rendere simili le diverse accettanze geometriche che si hanno come conseguenza delle differenti distribuzioni di decadimento [7]. L' identificazione dei decadimenti dei K_S e K_L avviene attraverso la rivelazione dei prodotti di decadimento nel rivelatore e del protone incidente che genera la componente K_S del fascio. Nei paragrafi seguenti verranno illustrate a grandi linee le caratteristiche essenziali del rivelatore e dei fasci di mesoni K_0 . Per ottenere un errore statistico minore di $2 \cdot 10^{-4}$, NA48 deve collezionare un gran numero di decadimenti su ciascuno

dei quattro canali utilizzati nel calcolo di R . In particolare occorre rivelare almeno $4 \cdot 10^6$ eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, che è un decadimento raro con frazione di decadimento $\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0) = (9.36 \pm 0.20) \cdot 10^{-4}$ [4]. Per fare questo in un tempo ragionevole (tre anni di presa dati) NA48 impiega fasci di K_L e K_S ad alta intensità, rivelatori in grado di registrare dati ad alte frequenze di lavoro, un sistema di trigger efficiente e privo di tempi morti.

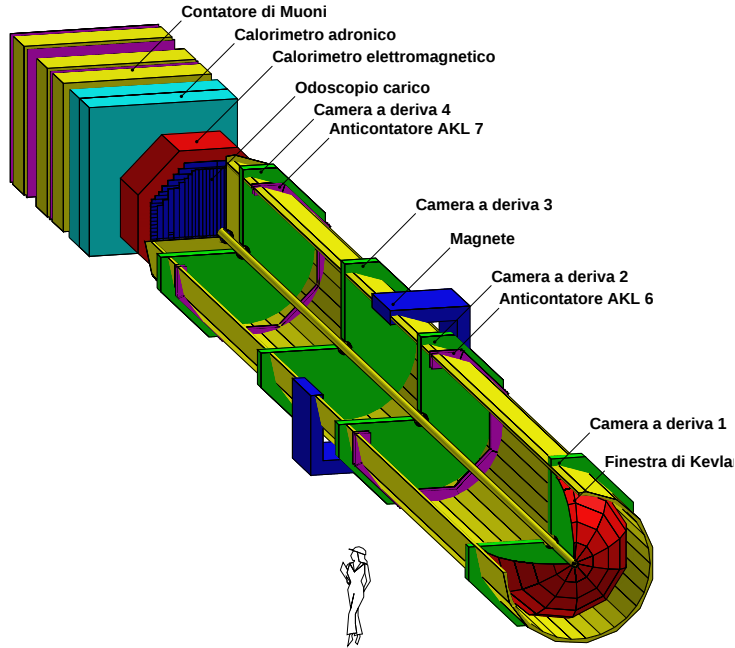


Figura II.1: Schema dell'apparato sperimentale di NA48.

II.3 Fasci K_S e K_L

L' esperimento NA48 fa uso di due fasci *contemporanei* e *quasi collineari* di mesoni K^0 [13], prodotti a partire da un fascio di protoni proveniente dall'

acceleratore SPS¹ del CERN. Tale fascio consiste in un pacchetto di $1.5 \cdot 10^{12}$ ($1.1 \cdot 10^{12}$ per i dati raccolti nel 1997 ed utilizzati in questa tesi) protoni a 450 *Gev* uniformemente² distribuiti su un tempo di 2.4 sec. Nei successivi 12 sec, mentre altri protoni vengono immagazzinati nell' SPS ed accelerati, l' informazione raccolta dai vari rivelatori, viene trasferita dall' area sperimentale sino al centro di calcolo dell' esperimento, dove viene registrata su disco. In questa maniera l' estrazione del fascio primario di protoni nelle aree sperimentali viene ad avere un periodo di 14.4 sec. Un primo fascio di K^0 viene ottenuto mediante la collisione dei protoni provenienti dall' SPS con una targhetta di Berillio, chiamata in Fig. II.2 'targhetta KL', ad un angolo di 2.4 *mrاد*.

I mesoni K^0 prodotti a questo punto passano per tre diversi stadi di collimazione, che ne definiscono la direzione di moto (vedi Fig. II.2) con un' apertura angolare di ± 0.15 *mrاد*, mentre un magnete deflettore posto subito dopo il primo collimatore consente di eliminare dal fascio le particelle cariche. Poichè l' inizio della regione di spazio entro la quale si intendono rivelare i decadimenti dei K^0 , cioè quella indicata in Fig. II.2 come 'regione fiduciale di decadimento' , dista 12531 *cm* dalla targhetta KL, allora il fascio così ottenuto trasporta in tale regione solo mesoni K_L^0 e per questa ragione viene chiamato fascio dei K_L ³. Dopo aver attraversato la 'regione fiduciale

¹Si tratta di un acceleratore circolare, ultimo stadio di una catena di preacceleratori, nel quale vengono iniettati protoni con energia cinetica di pochi Gev e quindi accelerati da un sistema di radiofrequenze sino all' energia di 450 Gev. A questo punto un sistema di magneti deflettori provvede all' estrazione del fascio nelle zone sperimentali.

²Vedi nota numero 8

³Il valore medio dello spettro di energie dei Kaoni prodotti vale 110 *Gev*. D'altra parte $\tau_{K_S} = (0.8934 \pm 0.0008) \cdot 10^{-10}$ s e $\tau_{K_L} = (5.17 \pm 0.004) \cdot 10^{-8}$ s per cui prima di disintegrarsi un K_L percorre una lunghezza pari a $\lambda_L = c \frac{110}{M_K} \tau_{K_L} = 3.4$ Km, mentre un K_S percorre solo $\lambda_S = c \frac{110}{M_K} \tau_{K_S} = 5.9$ m. L' inizio della regione fiduciale di decadimento si trova

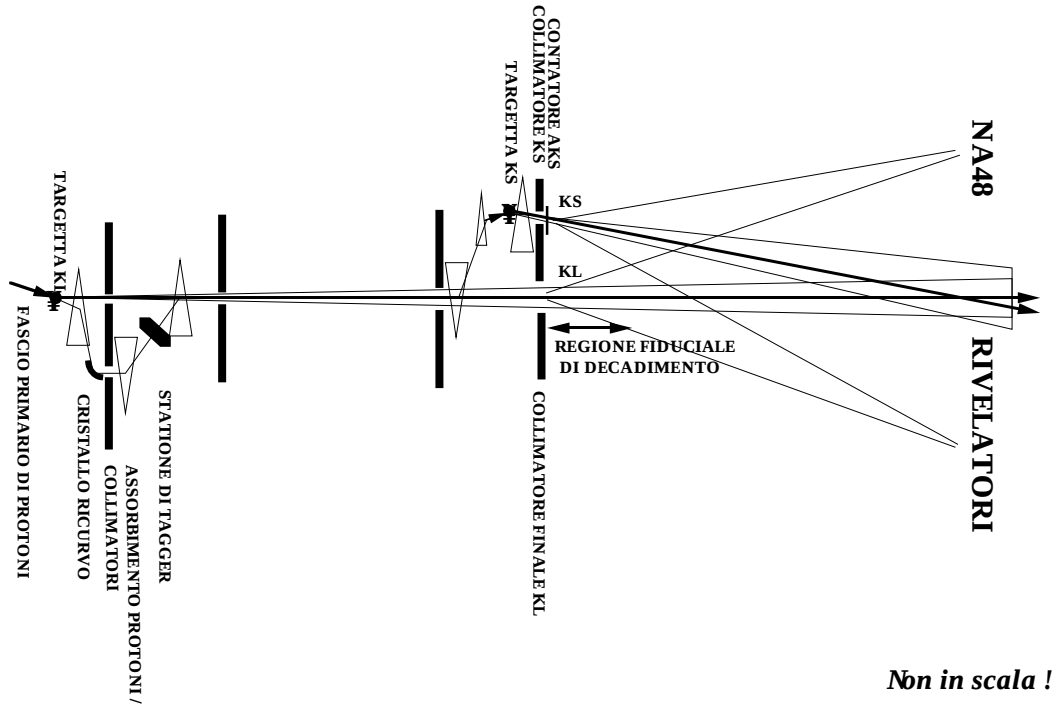


Figura II.2: I fasci K_S e K_L .

di decadimento', il fascio dei K_L prosegue entro un tubo a vuoto sino al termine dell'area sperimentale, dove ne vengono controllati il profilo e l'intensità, quindi assorbito da blocchi di cemento.

Il secondo fascio di mesoni K_0 di cui l'esperimento fa uso, viene generato a partire dai protoni che non hanno interagito con la targhetta dei K_L , ed è perciò *contemporaneo* al precedente. Tali protoni vengono focalizzati su uno speciale cristallo di forma ricurva (Fig. II.2), dove una frazione dei protoni incidenti fa scattering coerente sui nuclei del reticolo con conseguente deviazione della direzione iniziale di moto a seguire il profilo del cristallo.

I rimanenti protoni attraversano il cristallo conservando l'iniziale direzione ad una distanza di 19.5 vite medie del K_S !

di moto e vengono assorbiti dal collimatore posto subito dopo il cristallo ricurvo (Fig. II.2). Regolando opportunamente l'angolo di incidenza fra la direzione di moto ed il cristallo si può selezionare la desiderata intensità del fascio di protoni uscente mantenendone fra l'altro una precisa focalizzazione. Nell'attuale configurazione, l'iniziale ammontare di $1.1 \cdot 10^{12}$ protoni per pacchetto viene diminuito a $3.0 \cdot 10^7$ protoni per pacchetto. Tale valore è stato scelto al fine di avere nella regione fiduciale di decadimento un numero di eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ circa uguale a quello che si misura per il fascio dei K_L .

A questo punto il fascio di protoni viene trasportato verso il Tagger, che digitalizza il tempo di ciascun protone relativamente all'orologio dell'esperimento (v. sez. Tagger), e quindi ancora deflesso lungo una direzione parallela a quella del fascio K_L , per poi essere curvato un'ultima volta e mandato ad incidere contro la 'targhetta KS' (Fig. II.2) con un angolo di 4.2 mrad , appositamente scelto in modo da avere nella regione fiduciale dei decadimenti uno spettro energetico di K_S^0 prodotti, più simile che possibile a quello dei K_L che formano l'altro fascio.⁴

Questo secondo fascio così ottenuto è chiamato fascio dei K_S , dal momento che è quello dei due che trasporta nella regione fiduciale i K_S di cui si osservano i decadimenti⁵. È opportuno osservare che siccome la targhetta dei K_S si trova ad una distanza di soli 6.8 cm dalla direzione di moto del fascio dei K_L , mentre la regione fiduciale di decadimento si estende per qualche decina di metri allora i due fasci risultano *quasi collineari*.

Dopo la targhetta il fascio viene collimato dal 'collimatore KS' (Fig. II.2),

⁴In questo modo si intende minimizzare le differenze nelle diverse accettanze per decadimenti provenienti dall'uno o dall'altro fascio.

⁵Proviene da questo fascio anche un certo numero di decadimenti del K_L , che ai fini della misura di $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ risulta del tutto irrilevante, ma che costituisce un imprescindibile problema ai fini della misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ (v. cap3).

con divergenza angolare di $\pm 375 \text{ mrad}$, lungo una direzione che converge a quella del fascio dei K_L all' altezza del calorimetro elettromagnetico, mentre un magnete deflettore posto fra la targhetta ed il collimatore K_S provvede all' eliminazione dal fascio di tutte le particelle cariche.

Infine, dopo aver attraversato la regione fiduciale di decadimento, il fascio dei K_S entra nello stesso tubo a vuoto dove corre il fascio dei K_L e portato ad estinguersi sui blocchi di cemento.

II.4 Il tagger

Il tagger [14] è il primo rivelatore che si incontra lungo la direzione di moto dei K^0 ed ha il compito di risolvere la struttura temporale del fascio di protoni che lo attraversano. Si tratta di un sofisticato assemblaggio di 24 scintillatori ciascuno dei quali associato ad un tubo fotomoltiplicatore il cui segnale viene digitalizzato tramite un FADC⁶ alla frequenza di 960 Mhz . Due contatori a scintillazione posti agli estremi del tagger lungo l' asse del fascio (Fig. II.3), svolgono il ruolo di anticontatori per le particelle spurie che compongono l' alone del fascio di protoni. I 24 scintillatori sono disposti alternativamente uno in orizzontale ed uno in verticale su un supporto meccanico in grado di garantirne la perpendicolarità rispetto alla linea del fascio a meno di un angolo di 0.5 mrad . Sia i 12 del gruppo orizzontale che i rimanenti del gruppo verticale sono stati sistemati a scalare, cioè a formare una struttura del tipo gradinata e leggermente sovrapposti (di circa $50 \mu\text{m}$) in modo da evitare possibili inefficienze di bordo. Questa tecnica permette di distribuire in modo pressochè uniforme l' alta frequenza di conteggio ($20\text{-}30 \text{ Mhz}$) del rivelatore in modo da garantire un' alta efficienza e l' assenza di

⁶Convertitore analogico digitale veloce

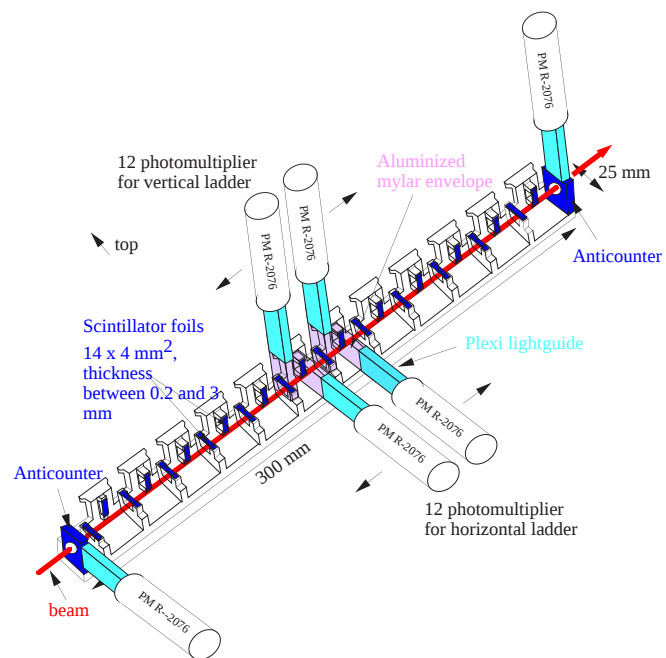


Figura II.3: Il Tagger

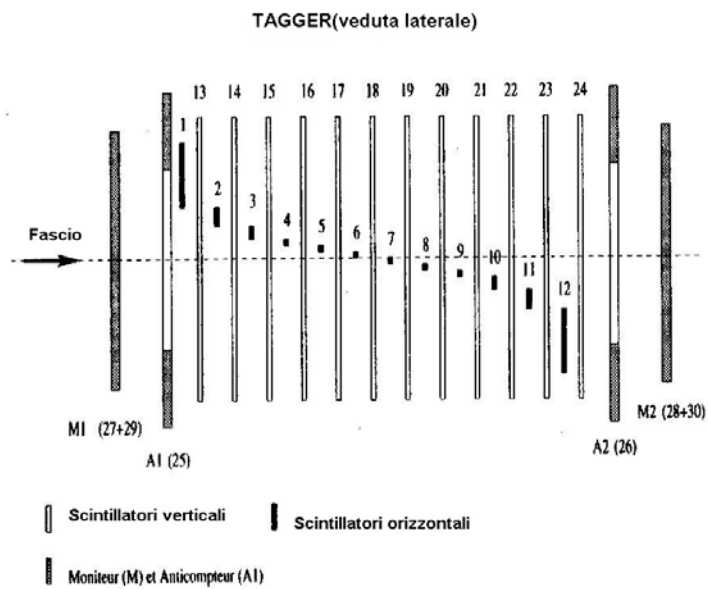


Figura II.4: Posizionamento degli scintillatori.

tempi morti. In totale, lo spessore di materiale scintillante attraversato dal fascio è di circa 0.1 lunghezze di radiazione. In questo modo il Tagger riesce a raggiungere una risoluzione temporale sul tempo d' impatto di un protone pari a 120 ps e a distinguere protoni separati temporalmente sino a 4 ns . Ne segue che valendo 20-30 MHz il flusso di protoni attraverso il Tagger, allora la struttura temporale del fascio risulta del tutto risolta.⁷ L' analisi standard di NA48 utilizza quest' informazione per capire se un dato evento $K^0 \rightarrow \pi\pi$ sia del tipo $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ oppure $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$. A tal proposito si supponga d' aver rivelato all' istante T_{riv} i prodotti di decadimento di un evento $K^0 \rightarrow \pi\pi$. Se il K^0 decaduto è un K_S^0 allora, almeno un protone (che interagendo con la targhetta KS ha generato il K_S^0) deve aver attraversato il Tagger ad un tempo T_{tag} temporalmente correlato con T_{riv} . In presenza di un tale protone l' evento viene etichettato come $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ altrimenti come $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$. In Fig. II.5 sono mostrate le differenze di tempo $T_{riv} - (T_{tag} + T_{volo})$ per una selezione di eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, dove T_{riv} è fornito dal calorimetro elettromagnetico e $T_{volo} = \frac{d}{c}$ con d la distanza fra Tagger e calorimetro elettromagnetico. Si può distinguere una distribuzione piatta dovuta agli eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, con sovrapposta una distribuzione gaussiana dovuta agli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. La deviazione standard della gaussiana vale $\sigma=200$ ps ed ha il significato fisico di risoluzione temporale del sistema Tagger-calorimetro elettromagnetico.⁸

⁷Una frequenza di 25 MHz corrisponde ad una spaziatura media fra due protoni di 40 ns .

⁸In Fig. II.5 oltre all' informazione relativa alla risoluzione del sistema Tagger-Calorimetro elettromagnetico si può vedere come il tagger sia in grado di risolvere la struttura temporale del fascio di protoni che incide sulla targhetta KS (e di riflesso quella del fascio primario). Tale struttura è uniforme nel tempo, a meno di una modulazione del 5% – 10% attorno al valore medio e di periodo 200 Mhz , impressa dalle radiofrequenze impiegate dall' SPS per accelerare i protoni.

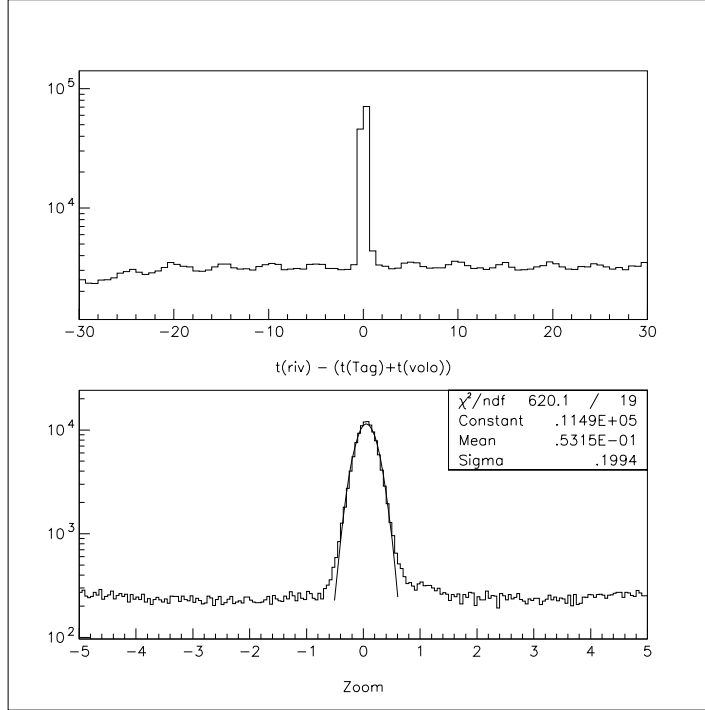


Figura II.5: Il picco dovuto ai decadimenti del K_S e la distribuzione piatta dei decadimenti dei K_L .

II.5 AKS

Posizionato 607 *cm* dopo la targhetta dei KS, cioè esattamente in corrispondenza dell' estremo finale del collimatore KS (Fig. II.2) si trova l' AKS [15], le cui dimensioni sul piano trasverso alla direzione del moto del fascio KL sono tali da coprire tutto il foro del collimatore.

Si tratta di un sistema costituito da un cristallo di Iridio di 3 *mm* di spessore (corrispondenti a 1.8 lunghezze di radiazione) seguito da tre scintillatori plastici, utilizzato per definire con precisione il punto d' inizio della regione fiduciale di decadimento. Infatti, nel caso in cui avvenga un decadimento del K_S , con prodotti di decadimento carichi, questi (se procedono entro l' angolo

solido d' accettazione geometrica dei rivelatori principali di NA48) rilasciano un segnale negli scintillatori. Lo stesso avviene per i decadimenti neutri, dove i fotoni convertono nello spessore di Iridio⁹. In questo modo NA48 rivela, per poi eliminarli durante l'analisi dei dati, la quasi totalità dei decadimenti del K_S che avvengono prima dell' AKS.

Questo rivelatore fornisce, inoltre, una precisa definizione dell'inizio della regione fiduciale per i decadimenti dei mesoni K_0 , che risulta essenziale per la determinazione della scala assoluta di energia del calorimetro elettromagnetico. Nei decadimenti neutri, infatti, il vertice di decadimento viene ricostruito solo in base a misure di energia e posizione effettuate nel calorimetro elettromagnetico. La conoscenza precisa dell'inizio della regione fiduciale di decadimento, consente di fissare la scala di energia assoluta del calorimetro in modo estremamente preciso.

II.6 Spettrometro magnetico

Tracciatura e misura d' impulso dei pioni di decadimento $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ sono effettuate per mezzo di uno spettrometro magnetico [16]. Questo è costituito da due camere a deriva seguite da un dipolo magnetico e ancora altre due camere a deriva.

Ciascuna camera è composta di quattro piani orientati a $0^\circ, 90^\circ, -45^\circ, +45^\circ$ rispetto agli assi ortogonali alla linea di fascio (Fig. II.6). Ciascun piano ha 256 fili distanti 1 cm l'uno dall'altro ed il gas usato all' interno di ciascuna camera è una miscela di Argon-Etano tenuta a pressione atmosferica. Il magnete ha un'apertura larga 2.45 m ed alta 2.20 m e fornisce un campo

⁹La probabilità che almeno uno fra N fotoni che attraversano il cristallo dia luogo a sciame elettromagnetico vale $P_N = 1 - (e^{-\frac{7}{9} \cdot 1.8})^N \sim 1 - (\frac{1}{4})^N$.

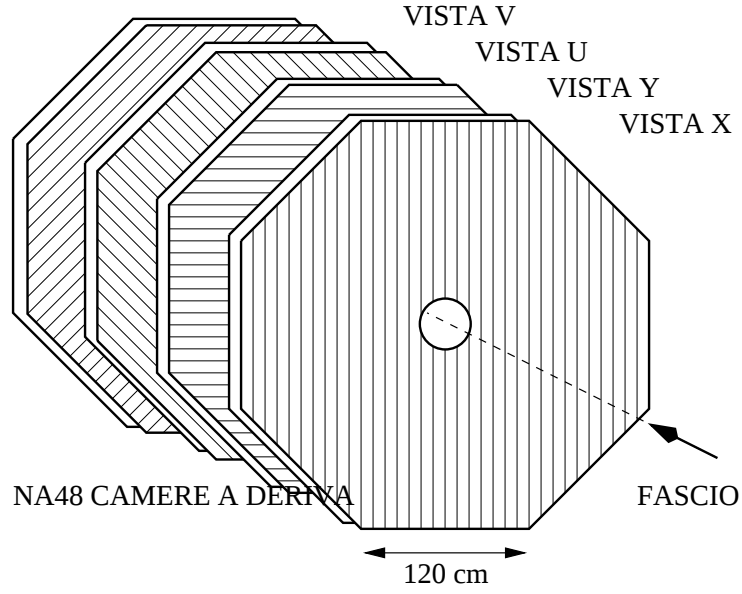


Figura II.6: L' orientazione dei quattro piani componenti di ciascuna camera.

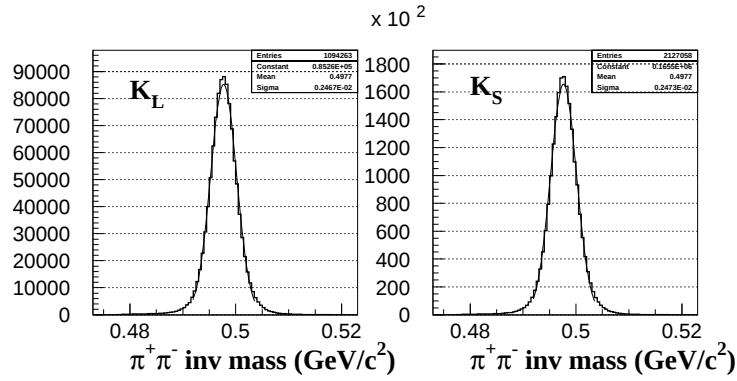


Figura II.7: Risoluzione dello spettrometro magnetico nella ricostruzione della massa dei K_S (a destra) e dei K_L (a sinistra).

integrale pari a circa 1 Tesla·m, equivalente ad un momento trasverso conferito pari a 265 MeV/c. La risoluzione spaziale che risulta dalla misura del tempo di deriva vale 90-100 μ m, mentre la risoluzione in impulso è data da

$$\frac{\sigma(P)}{P}(\%) = 0.42 \oplus 0.010P(GeV/c) \quad (II.4)$$

L'efficienza di rivelazione per singole tracce cariche è migliore del 99.99%. In Fig. II.7 è mostrata la risoluzione che si ottiene nella ricostruzione della massa dei K_S e dei K_L .

II.7 Odoscopio carico

L'odoscopio carico è un sistema composto da due piani di scintillatori distanti 50 cm e ciascuno composto di 64 elementi disposti in maniera tale da definire un ottagono con diametro del cerchio circoscritto pari a 121 cm, nel quale si possono individuare i quattro quadranti (Fig. II.8) chiamati (muovendosi in senso antiorario) Q1, Q2, Q3 e Q4. Ogni quadrante è costituito da 16 contatori. Lo spessore dei contatori è di 2 cm, la larghezza è di 6.5 cm per i contatori più vicini all'asse del fascio e di 9.9 per gli altri, mentre la lunghezza varia da 121 a 60 cm. Il materiale plastico scelto per la costruzione è uno scintillatore Bicron (BC408), che garantisce tempi di salita degli impulsi di luce molto rapidi (1 nsec), indispensabili per ottenere una buona risoluzione temporale.

La luce emessa dagli scintillatori viene raccolta da guide di luce di plexiglass e inviata a dei tubi fotomoltiplicatori Philips XP2263B. Il lato opposto a quello in cui sono incollate le guide è stato ricoperto con della vernice fotoassorbente per evitare che la luce riflessa venga rinviata al tubo fotomoltiplicatore. Il tempo di una traccia carica viene misurato con un complesso

sistema di lettura che consente di ottenere ottima precisione anche a frequenze di conteggio molto elevate. Quest' assemblaggio, permette di definire delle

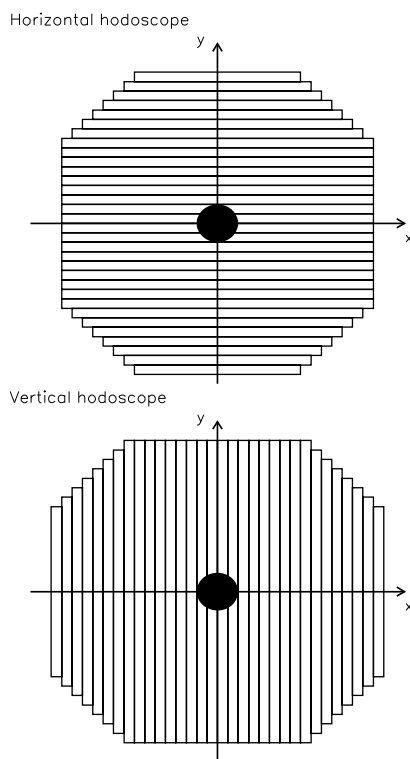


Figura II.8: L' odoscopio carico

condizioni di trigger per eventi $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ e fornisce un' ottima risoluzione temporale sull' istante in cui una coppia di pioni carichi ha attraversato l' odoscopio. Infatti la cinematica di un decadimento $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ è tale che su due quadranti opposti di ciascuno dei piani dell' odoscopio deve presentarsi un segnale dovuto al passaggio del corrispondente pione carico. In termini

simbolici questo si può scrivere, chiamando QX la condizione di trigger, come

$$QX = (V + H)Q1 \cdot (V + H)Q3 + (V + H)Q2 \cdot (V + H)Q4,$$

dove V indica il piano dell' odoscopio in cui i singoli scintillatori sono posti verticalmente ed H l' altro¹⁰. L' efficienza di questa condizione di trigger risulta essere maggiore del 99%.

Infine, l' impiego di materiale scintillante permette di avere una risoluzione temporale sull' istante in cui si verifica una condizione di QX migliore di 300 *ps*, da usare congiuntamente all' informazione del Tagger per stabilire se si tratta del decadimento di un K_S o di un K_L .

II.8 Calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro elettromagnetico è il rivelatore più complesso dell' apparato, utilizzato per un' efficiente identificazione ed una precisa ricostruzione degli eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Per questi scopi, il calorimetro è stato realizzato come camera a ionizzazione quasi omogenea che impiega al suo interno Krypton liquido, per un totale di 27 lunghezze di radiazione lungo la direzione longitudinale, cioè quella di moto dei fasci. In tabella II.1 sono riportate alcune fra le caratteristiche più importanti del Krypton liquido.

Da un punto di vista strutturale, il rivelatore presenta una sezione ottagonale con diametro 125 *cm* ed una profondità di 120 *cm*. Questo volume, riempito con 8-9 *m*³ di Krypton liquido alla temperatura di 121°*K*, è suddiviso da 26632 elettrodi in una griglia di 13248 celle a forma di parallelepipedo con base 2x2 *cm*² ortogonale alla direzione longitudinale ed altezza 120 *cm*. Al fine di

¹⁰In realtà, in questa relazione, ogni quadrante viene ridefinito come il quadrante stesso più due contatori del quadrante adiacente. In questo modo si eliminano le inefficienze dovute a particelle che passano al confine fra due quadranti.

Proprietà del krypton liquido		
Numero atomico	Z	36
Numero di massa	A	84
Densità a $-150^{\circ}C$	$\rho(q/cm^3)$	2.41
Lunghezza di radiazione	$X_0(cm)$	4.7
Raggio di Moliere	$R_M(cm)$	4.7
Energia per creare una coppia e^- ione	$W(eV/coppia)$	20.5
Lunghezza di interazione nucleare	$\lambda_I(cm)$	60
Punto di ebollizione	$T_b(K)$	119.80
Punto di fusione	$T_m(K)$	116.0
Velocità di deriva a 1 KV/cm	$v_d^e(mm/\mu s)$	2.7
Velocità di deriva a 5 KV/cm	$v_d^e(mm/\mu s)$	3.7
Energia critica	$E_c(MeV)$	21.51

Tabella II.1: Proprietà del krypton liquido

garantire l' uniformità della risposta del calorimetro rispetto alla posizione d' impatto dei fotoni sul rivelatore, gli elettrodi vengono supportati da cinque piani distanziatori (Fig. II.9), che svolgono il duplice compito di mantenerne rigorosamente costante la distanza (a meno di $\pm 100\mu m$) e di imporre loro un andamento a *zig - zag* con angolo di $\pm 48\ mrad$ rispetto alla direzione longitudinale. Dotato di tale struttura a griglia, il calorimetro riesce a misurare con ragguardevole precisione, oltre all' energia di ciascun fotone incidente, anche le sue coordinate d' impatto. L' inevitabile prezzo da pagare, consiste in una complessa elettronica di lettura composta di tanti canali quante sono le celle. A questo proposito va detto che durante l' estate del 1997, cioè il periodo di presa dati cui si riferisce questa tesi, circa 330 celle presentavano

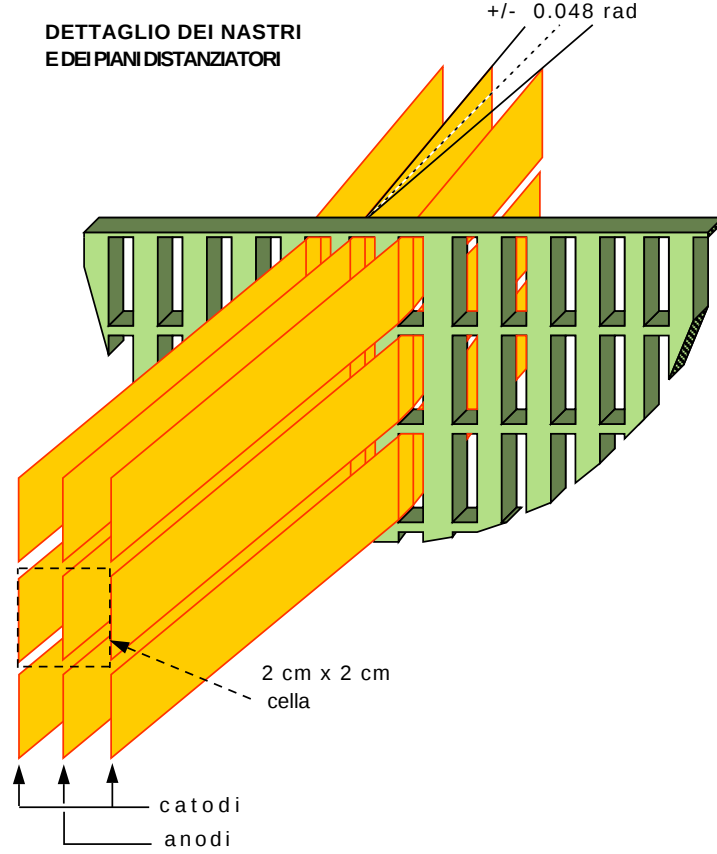


Figura II.9: Struttura degli elettrodi del calorimetro a krypton liquido.

problemi di vario tipo. In particolare 128 di queste, incolonnate in $x \sim 50$ cm, non ricevevano la tensione d'alimentazione a causa di un problema verificatosi durante la fase di raffreddamento del Krypton (Fig. II.10).

Per quanto riguarda le prestazioni del rivelatore durante il primo periodo di presa dati nel 1997, nonostante i problemi menzionati, sono state sufficientemente buone da consentire un intenso programma di analisi.

In Fig. II.11 è mostrata la risoluzione in energia, valutata usando eventi $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$, in cui l'energia dell'elettrone (positrone) viene prima misurata dallo spettrometro magnetico e poi confrontata con quella ricostruita dal calorimetro.

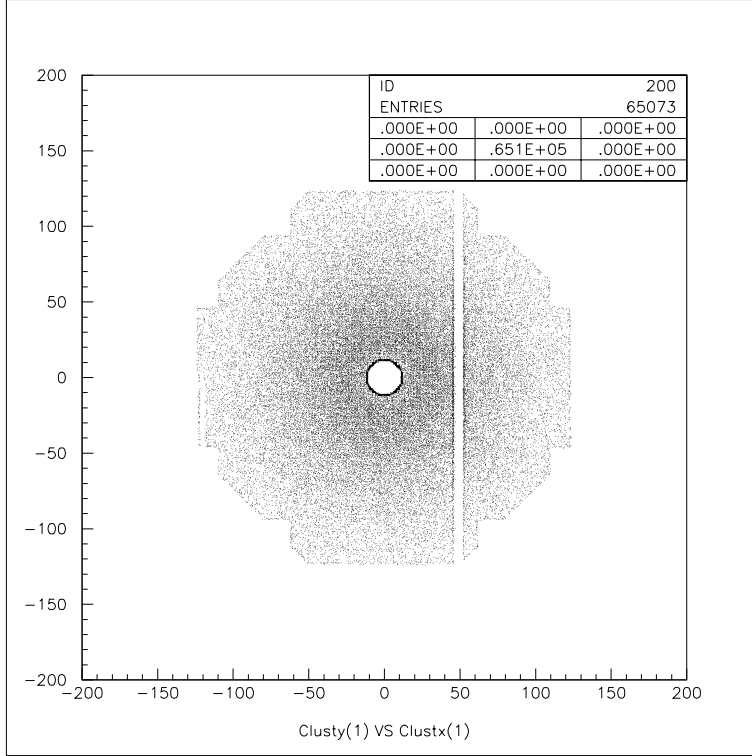


Figura II.10: Distribuzione dei punti di impatto (X,Y) dei fotoni per eventi $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

In Fig. II.12 è mostrata la risoluzione nella misura delle coordinate X ed Y per sciami elettromagnetici. Sono riportati i risultati di un test condotto con fasci monocromatici di elettroni alle energie di 15,25,50,100 *Gev*, dei quali la posizione d' impatto sul calorimetro è nota a meno di 100 μm per estrapolazione della traccia lasciata nello spettrometro magnetico.

Infine, in Fig. II.13 è mostrata la risoluzione temporale sull' istante d' impatto di uno sciame elettromagnetico, valutata usando un fascio di elettroni a 50 *Gev*. A differenza dei casi precedenti, in questa misura non si fa riferimento ad una misura alternativa di tempo, ma si intende una risoluzione temporale intrinseca. Nel senso che viene valutata la differenza fra l' istante in cui viene

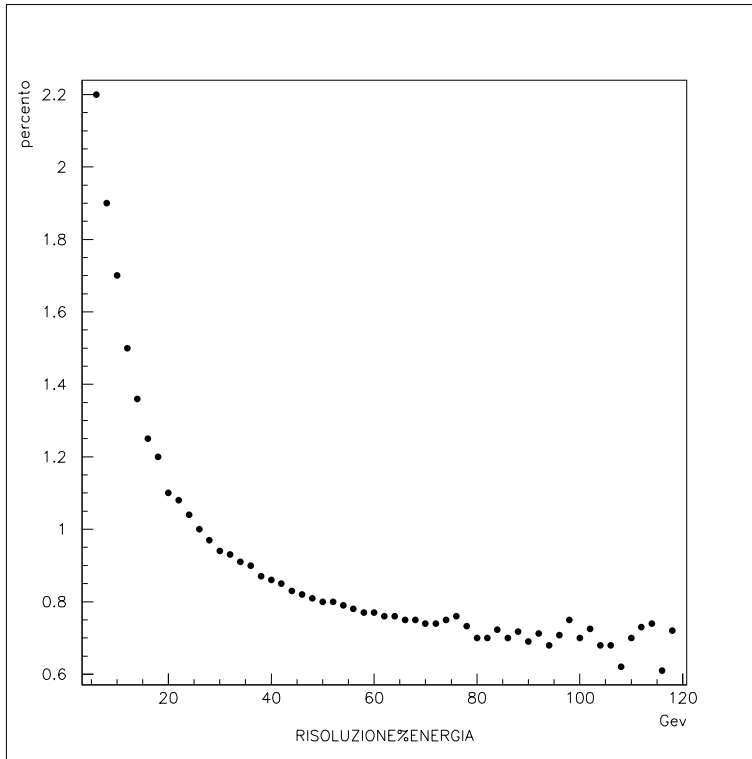


Figura II.11: Risoluzione in energia del calorimetro elettromagnetico. In ordinata ne è riportato il valore percentuale.

coinvolta la cella che raccoglie la maggior frazione di sciame elettromagnetico e quella che ne raccoglie la minor frazione.

II.9 Odoscopio neutro

All' interno del calorimetro, alla profondità di 9.5 lunghezze di radiazione¹¹ si trova l' odoscopio neutro.

Si tratta di un sistema di fibre scintillanti di 1 *mm* di diametro e 2 *m* di

¹¹A questa profondità lo sciame elettromagnetico da un fotone incidente con energia di 25~30 *Gev* raggiunge la sua massima espansione.

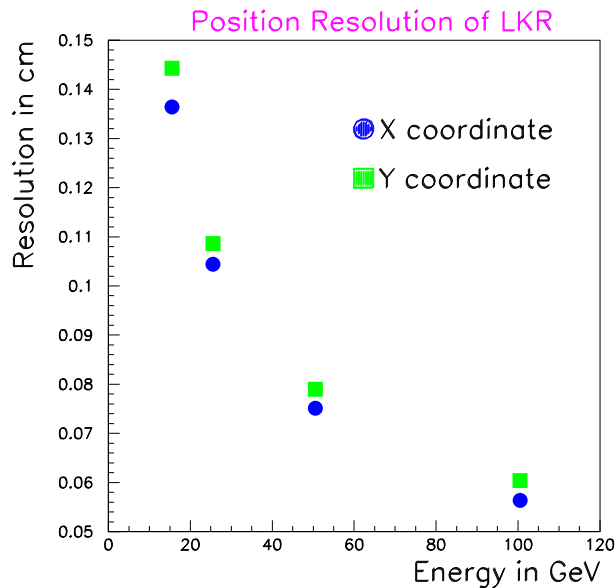


Figura II.12: Risoluzione spaziale

lunghezza sistemate a formare un piano che seziona perpendicolarmente il calorimetro. Al fine di avere un numero il più ridotto possibile di canali di lettura, le fibre sono raggruppate in 256 fasci a loro volta convogliati in 32 gruppi secondo un criterio che permette la definizione di quattro quadranti Q1, Q2, Q3, Q4, o equivalentemente, dei quattro semipiani ALTO, BASSO, DESTRO E SINISTRO indicati in Fig. II.14.

Questo rivelatore viene utilizzato per un duplice ruolo di controllo:

- definire un trigger per eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ alternativo a quello normalmente in uso, al fine di misurare l'efficienza di quest'ultimo. A tal riguardo, in Fig. II.14 è mostrata la condizione, indicata come T0N, cui devono soddisfare almeno due dei quattro fotoni provenienti da un decadimento $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ affinché il trigger sia soddisfatto, mentre in Fig. II.16 è riportato l'andamento dell'efficienza di rivela-

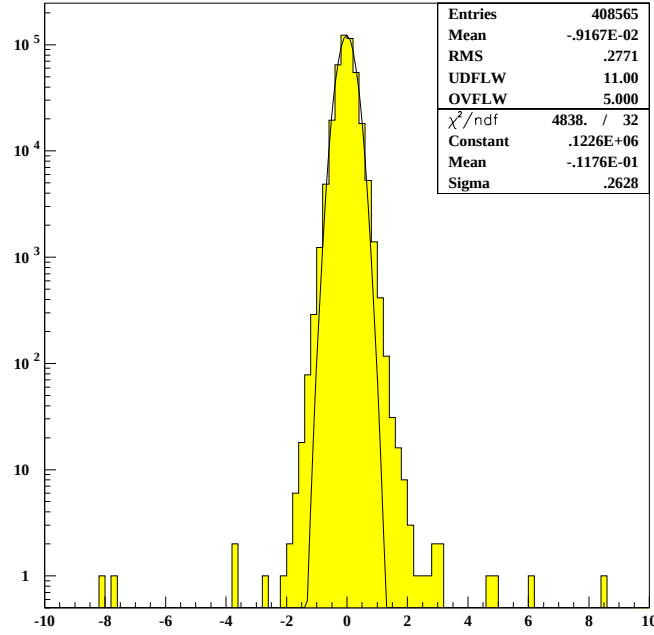
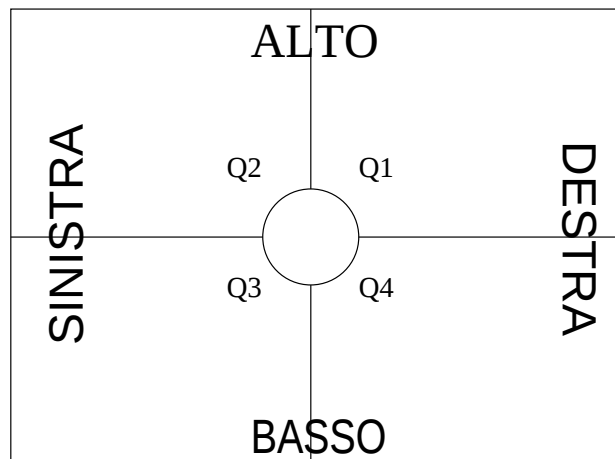


Figura II.13: Risoluzione temporale intrinseca del calorimetro elettromagnetico. È mostrata la differenza temporale tra le due celle con massima e minima deposizione di energia in un tipico sciame elettromagnetico da 50 GeV.

zione del singolo fotone in funzione dell' energia con la quale colpisce il calorimetro.

- fornire una misura di tempo d' impatto dei quattro fotoni provenienti da un decadimento $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ usando un' elettronica di lettura più semplice ed indipendente da quella complessa del calorimetro. La risoluzione temporale di questo rivelatore per tale misura è migliore di 300 ps, come si può evincere dalla Fig. II.15



$$TN0 = (SINISTRA * DESTRA) + (ALTO * BASSO)$$

Figura II.14: Il trigger TN0

II.10 Calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (Fig. II.17), posto subito dopo il calorimetro elettromagnetico, è composto da due moduli (posteriore e anteriore) a loro volta costituiti da lastre di ferro separate da piani di scintillatori plastico, per un totale di 6.7 lunghezze di assorbimento. Le dimensioni complessive sono $270 \times 270 \times 180 \text{ cm}^3$. Il modulo anteriore e quello posteriore hanno rispettivamente 24 e 25 piani di scintillatori, di dimensioni $2.7 \times 2.7 \text{ m}^2$ e spessore 35 mm. Ciascun piano di scintillatore è suddiviso in 44 strisce di dimensioni $1.3 \text{ m} \times 11.9 \text{ cm} \times 4.5 \text{ mm}$, per cui si riesce ad avere una, benchè bassa, risoluzione spaziale su una coordinata d' impatto, mentre la risoluzione in energia vale $\sim 65\%/\sqrt{E}$. Il calorimetro adronico risulta utile nella definizione della condizione di trigger per eventi a due pioni carichi, per la cui precisa ricostruzione è già preposto lo spettrometro magnetico.

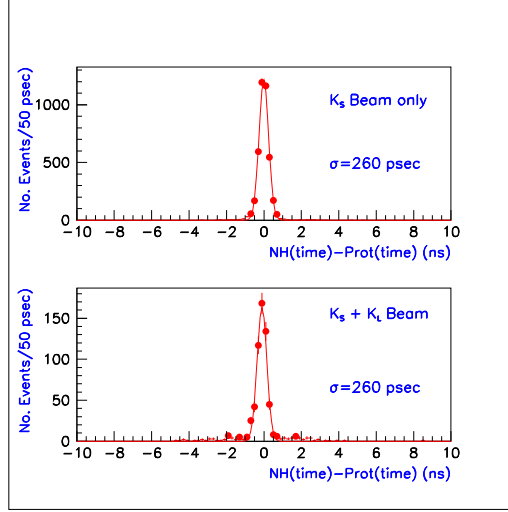


Figura II.15: Risoluzione temporale del sistema Tagger-Odoscopio Neutro per una selezione di eventi $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ in condizioni di presa dati con solo fascio KS (in alto) o solo fascio KL (in basso).

II.11 AKL

Per eliminare il grosso fondo di decadimenti $K_L \rightarrow 3\pi^0$ sono stati inseriti lungo la linea del fascio sette rivelatori a scintillazione a forma di anello, ciascuno costituito da un doppio strato di 35 mm di ferro e 10 mm di scintillatore plastico. Il raggio interno ed esterno e la posizione lungo l'asse del fascio sono state scelte in modo tale che soltanto i prodotti di decadimento al di fuori del volume attivo di accettazione (determinato dal calorimetro elettromagnetico) possono entrare negli anticontatori. Quindi se in un decadimento in $3\pi^0$ due dei sei fotoni cadono fuori dall'accettazione del calorimetro elettromagnetico, la loro presenza verrà segnalata dagli anticontatori e l'evento sarà rigettato. L'AKL fornisce così un veto 'geometrico' di efficienza $\sim 70\%$ per Kaoni con energia di 110 GeV (che rappresenta il valore medio dello spettro di energie di produzione dei K^0).

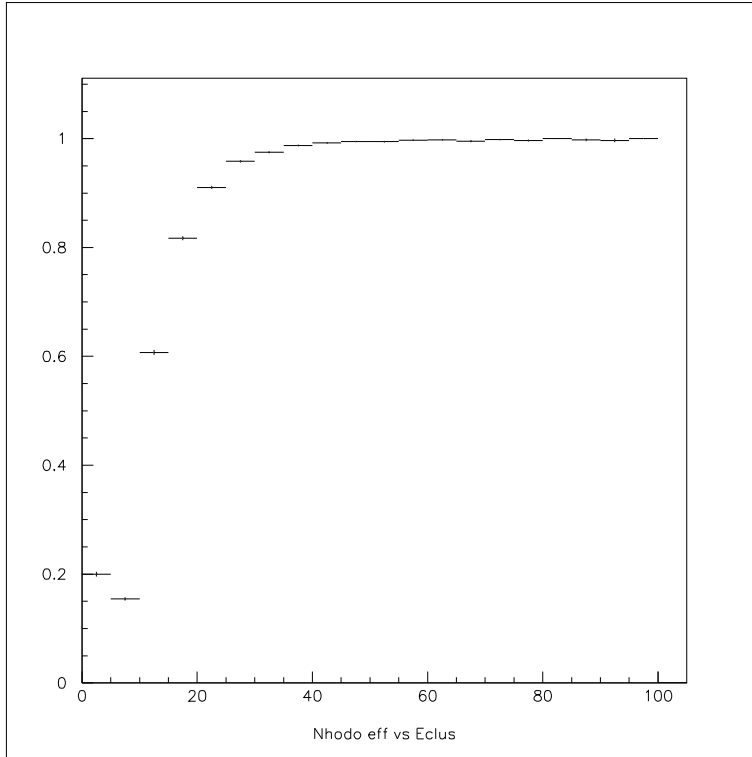


Figura II.16: Efficienza di rivelazione dell’Odoscopio Neutro per singoli elettroni in funzione dell’energia.

II.12 Contatore di muoni

L’ultimo rivelatore lungo la linea del fascio è il contatore di muoni, costituito da tre piani di scintillatori, preceduti da uno strato di ferro spesso 80 cm, che ha il compito di assorbire gli sciami adronici non del tutto assorbiti dal calorimetro adronico. Il primo piano è costituito da due parti, inferiore e superiore, le cui dimensioni sono rispettivamente $184 \times 440 \times 22 \text{ cm}^3$ e $191 \times 440 \times 26 \text{ cm}^3$. La parte superiore è formata da 12 scintillatori, quella inferiore da 10. Il secondo piano è pure diviso in due parti, le cui dimensioni sono $191 \times 422 \times 26 \text{ cm}^3$ per la parte superiore e $184 \times 422 \times 22 \text{ cm}^3$ per la inferiore e

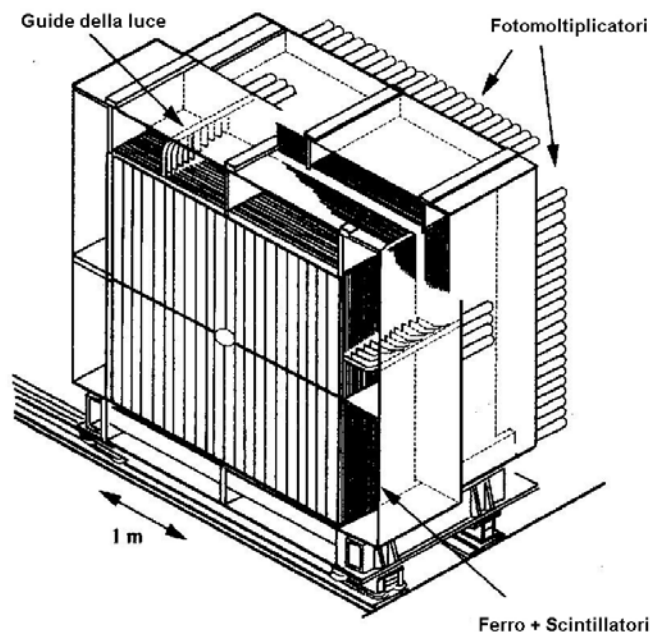


Figura II.17: Calorimetro adronico

ciascuna è provvista di 6 scintillatori. In questi due piani tutti gli scintillatori sono posizionati orizzontalmente, mentre il terzo piano è costituito da 22 scintillatori posti verticalmente. Questo rivelatore viene utilizzato nel trigger per alcuni decadimenti rari e, in anticoincidenza, in quello per $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. L'efficienza di rivelazione dei muoni è stata misurata in $\simeq 99.7\%$.

II.13 Metodo di acquisizione dei dati

La necessità di accumulare grandi quantità di dati, per minimizzare gli errori statistici della misura, comporta l'operazione del rivelatore in regime di alta intensità, con frequenze di conteggio singole molto elevate. Quindi, particolare attenzione è stata posta al sistema di Trigger dell'esperimento e a quello

di acquisizione dei dati, che gestisce il trasferimento dei dati dei singoli rivelatori al centro di calcolo dell'esperimento.

D'altra parte, ai decadimenti del K_S^0 e del K_L^0 in due pioni, al centro degli studi di NA48, si sovrappone un grande abbondare di decadimenti del K_L in $\pi^0\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0$ e $\pi^\pm l^\mp \nu_l$. Il sistema di selezione degli eventi di NA48 deve quindi essere in grado di eseguire una preselezione veloce ed efficace degli eventi interessanti per la misura del doppio rapporto.

A questi scopi, è in primo luogo necessario riuscire ad acquisire tutti gli eventi che si presentano nella zona di rivelazione e ciò risulta possibile solo utilizzando un sistema di lettura delle informazioni provenienti dai vari sottorivelatori virtualmente privo di tempi morti. Per la maggior parte dei rivelatori ciò è reso possibile da sistemi di lettura basati su delle "pipeline": ogni 25 ns i dati di ogni rivelatore vengono memorizzati su una propria memoria circolare da 8 Kbytes, indipendentemente dal fatto che il dato sia o meno di interesse fisico (a questo livello ancora non lo si può sapere). Nella memoria, vengono registrate queste 'fotografie' dell'apparato, cancellando la più vecchia ogni volta che ne viene memorizzata una nuova. In questo modo ogni rivelatore tiene registrati 204.8 μs di 'storia'. Entro questo tempo il trigger decide se c'è stato un evento buono e in tal caso, i 204.8 μs di 'storia' attorno all'evento, vengono registrati su memorie lineari in cui permangono fintanto che vengono inviati al livello superiore dell'elettronica di lettura.

Il trigger dell'esperimento è organizzato in due livelli, entrambi che agiscono a livello hardware, cioè organizzando l'elettronica in circuiti logici. Il trigger di primo livello è diviso in due parti, il trigger veloce basato su segnali prodotti da scintillatori e da segnali veloci provenienti dalle camere a deriva, che è usato prevalentemente per gli eventi carichi, e il trigger neutro basato sui dati digitalizzati dal calorimetro elettromagnetico, usato prevalentemente

per gli eventi neutri.

Il trigger neutro funziona in serie ed essendo organizzato in più passi permette di analizzare più di un evento contemporaneamente. Una volta che un evento è stato processato da uno di questi passi, viene inviato al successivo mentre il primo dei due è pronto per processare un nuovo evento.

Il trigger carico ha come suo nucleo la cosiddetta “*Mass Box*”, che elabora i dati forniti dal sistema di lettura delle camere effettuando una ricostruzione completa degli eventi nello spettrometro fino al calcolo della massa combinata delle particelle cariche. A differenza del trigger neutro, la *Mass Box* è organizzata in parallelo, vi sono cioè 8 processori che analizzano contemporaneamente più eventi nello stesso modo. Ovviamente, questo modo di procedere comporta il fatto che si deve limitare la frequenza di eventi in ingresso per evitare un sovraccarico dei processori. Per tale motivo viene introdotto il Livello 1 che limita il numero di eventi che vengono sottoposti alla analisi della *Mass Box*, in modo che la frequenza di eventi carichi rispetti il limite sopra citato. Qui di seguito sono riportate le richieste del trigger di primo livello per eventi carichi e neutri:

- Il trigger carico veloce richiede innanzitutto due tracce nello spettrometro, più precisamente non essendo disponibili a questo livello informazioni ricostruite richiede che vi siano almeno due punti di impatto rivelati in due dei quattro piani della prima camera. La seconda richiesta, in “and” logico con la prima, è che sia soddisfatta dalle tracce la condizione di coplanarità imposta dal QX dell’odoscopio carico.
- Il trigger neutro richiede le seguenti quattro condizioni in “and” logico fra loro:

1. da 1 a 5 picchi di energia nelle proiezioni X ed Y del calorimetro elettromagnetico.
2. energia totale raccolta dal calorimetro elettromagnetico maggiore di 40 GeV
3. distanza dall'asse del fascio K_L^0 del centro di gravità dell'evento minore di 15 cm .
4. tempo di vita propria del decadimento ricostruito, minore di 5 vite medie del K_S^0 .

I due trigger descritti inviano i loro risultati al trigger di primo livello al quale giungono anche le informazioni da tutti i sottorivelatori. Il trigger di primo livello, oltre che fornire il trigger alla *Mass Box*, ha come compito di azzerare i ritardi nelle risposte fra i vari rivelatori. Questo risulta possibile poichè all'informazione di ciascun contatore è associata anche la fase relativa all'orologio principale dell'esperimento. Per i decadimenti carichi il trigger di primo livello aggiunge alle richieste formulate dal trigger carico veloce quella proveniente dal trigger "neutro" che l'energia totale (somma dell'energia raccolta dal calorimetro elettromagnetico e da quello adronico) dell'evento sia superiore a 30 GeV .

Dal trigger neutro, dal trigger veloce carico, dal trigger di primo livello e dalla *Mass Box* le informazioni vengono inviate al trigger supervisore di Livello 2 che le combina in maniera da formare diversi triggers in parallelo. Alcuni di questi sono destinati alla verifica delle efficienze dei triggers primari e poichè la loro frequenza è piuttosto elevata, per limitare la memorizzazione di dati non interessanti, viene acquisita solo una determinata frazione degli eventi che li soddisfano (per esempio, l'efficienza del trigger neutro, è valutata a partire dal trigger TN0, cui si è accennato). La *Mass Box* elabora i dati

forniti dal sistema di lettura delle camere eseguendo il calcolo della massa invariante e del vertice di decadimento delle particelle cariche.

Per quanto riguarda gli eventi carichi, dal trigger veloce di Livello 1 si ha una frequenza di 70 KHz di eventi in uscita, che si riduce a una frequenza di 2 KHz in uscita dal Livello 2. L'efficienza del trigger carico è di $97.60 \pm 0.05\%$ (limitata dai tempi morti introdotti dalla *Mass Box*). Per gli eventi neutri la frequenza in uscita dal Livello 2 del trigger è anch'essa di 2 KHz , mentre l'efficienza è stata misurata pari ad 1, sino ad un livello di precisione di 10^{-4} .

A questo punto, gli eventi che hanno superato la selezione di Livello 2 devono essere memorizzati in maniera veloce ed efficiente per sostenere il volume di dati da registrare durante il periodo di acquisizione. Per far questo il trigger supervisore, il quale gestisce le informazioni provenienti dai due livelli di selezione già descritti, invia ai vari sottorivelatori l'ordine di acquisizione degli eventi interessanti riconoscendoli in base al loro tempo misurato mediante l'orologio a 40 MHz che regola l'intero esperimento. Ogni sottorivelatore è collegato a un PC che ha il compito di prelevare le informazioni dalle memorie lineari e inviarle a una seconda serie di 8 PC, denominati "costruttori di eventi". Ciascuno di questi raggruppa prima le informazioni provenienti dai vari sottorivelatori per lo stesso evento, e poi provvede ad inviare l'informazione, mediante un sistema di fibre ottiche verso una macchina chiamata CS2 posta a 5 Km dall'esperimento nel centro di calcolo del CERN, dove i dati vengono memorizzati su dischi fissi e quindi archiviati su nastro.

Capitolo III

Misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$

Ai fini della misura del parametro sperimentale R definito all' inizio del capitolo precedente, NA48 usa il fascio KS come sorgente di decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ciononostante, dal fascio KS provengono altri interessanti decadimenti che NA48 acquisisce. Per esempio, nel presente lavoro di tesi è preso in esame il canale di decadimento in due fotoni. In particolare, in questo capitolo si svolgerà uno studio della misura della frazione di decadimento del K_S in due fotoni, d' ora in poi indicata come $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. Il cui valore attualmente noto [4] di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ è

$$BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-6} \quad (\text{III.1})$$

con errore percentuale

$$\frac{\sigma_{BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}}{BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} = 37\%.$$

III.1 Definizione della misura

A partire da un campione di N_{K_S} mesoni K_S decaduti, la frazione di decadimento per uno stato finale a due fotoni è

$$BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) \equiv \frac{N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}{N_{K_S}} \cdot \epsilon, \quad (\text{III.2})$$

dove $N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ è il numero di K_S che decadono in due fotoni, mentre ϵ è una quantità che tiene conto delle inefficienze sperimentali nella rivelazione dei decadimenti dei K_S .

Comunque, poichè sperimentalmente risulta sconveniente misurare direttamente il denominatore della III.2, è preferibile riscriverla mettendone il denominatore in relazione con un solo ed opportuno modo di decadimento del K_S . Per esempio¹, in termini di decadimento del K_S in due pioni neutri, il denominatore della III.2 può essere riscritto come

$$N_{K_S} = \frac{N(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}{BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)}. \quad (\text{III.3})$$

In questo modo, e tenendo conto delle inefficienze nella rivelazione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, si ottiene

$$\begin{aligned} BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) &= \frac{N_{ric}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}{\epsilon_{\gamma\gamma}} BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) \frac{\epsilon_{\pi^0\pi^0}}{N_{ric}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \\ &BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) \frac{N_{ric}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}{N_{ric}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \frac{\epsilon_{\pi^0\pi^0}}{\epsilon_{\gamma\gamma}}, \end{aligned} \quad (\text{III.4})$$

dove

- $N_{ric}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ è il numero di eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ ricostruiti,

¹A tal proposito, altre scelte possono essere effettuate, ma questa è sicuramente da preferirsi. Infatti, gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ sono identificati e ricostruiti facendo uso degli stessi rivelatori.

- $\epsilon_{\gamma\gamma}$ è la probabilità di rivelare un decadimento $K_S \rightarrow \gamma\gamma$,
- $N_{ric}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)$ e $\epsilon_{\pi^0\pi^0}$ sono le quantità corrispondenti alle precedenti due, ma per decadimenti del tipo $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$.

A questo punto, l'analisi deve procedere selezionando e ricostruendo i decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ acquisiti. Poi, valutando le quantità ϵ mediante un programma di simulazione dell'esperimento e noto dalle tabelle [4] il valore di $BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)$, si può svolgere il calcolo della III.4.

A proposito di selezione degli eventi, è necessario puntualizzare che non è corretto valutare la III.4 prendendo in considerazione *tutti* i decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ forniti dal fascio KS. Piuttosto, va ridefinita scegliendo un intervallo in energia I_E ed un intervallo in coordinata Z del vertice di decadimento I_Z entro cui ricostruire gli eventi: l'esigenza di fissare un intervallo I_E deriva dal fatto che l'apparato sperimentale è stato ottimizzato per rivelare i decadimenti dei soli K^0 prodotti con energia entro certi valori estremi. D'altra parte, la scelta di un intervallo I_Z va compiuta innanzitutto, ma non soltanto (si veda il paragrafo dedicato alla discussione dei principali processi di fondo), per non cercare di ricostruire eventi a distanza tale dalla targhetta KS che la probabilità di avere il decadimento di un K_S sia praticamente nulla (con conseguente esposizione ingiustificata a processi di fondo e attività accidentale).

III.1.1 Scelta dell'intervallo I_E

La ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ può essere svolta (e non c'è alternativa) facendo uso del calorimetro elettromagnetico, ma affinché questo sia possibile, sul calorimetro devono incidere tutti i fotoni di decadimento. Il verificarsi di tale circostanza dipende fortemente dall'energia del

K_S decaduto. Infatti, le direzioni di moto dei fotoni prodotti dal decadimento di un K_S poco energetico presentano perlopiù una divergenza angolare grande e di conseguenza non colpiscono il calorimetro elettromagnetico. Per K_S via via più energetici, tale divergenza angolare diminuisce e i fotoni di decadimento possono essere rivelati. Poi, nel caso di K_S troppo energetici la divergenza angolare dei fotoni prodotti diventa minore del raggio interno del calorimetro e di nuovo non vengono rivelati. In Fig. III.1(a) è mostrata la distribuzione in energia (nel solo intervallo interessante per le considerazioni che seguono) con cui viene prodotto un campione di mesoni K^0 all' altezza della targhetta KS. In (b) e in (c) viene riportato, in funzione dell' ener-

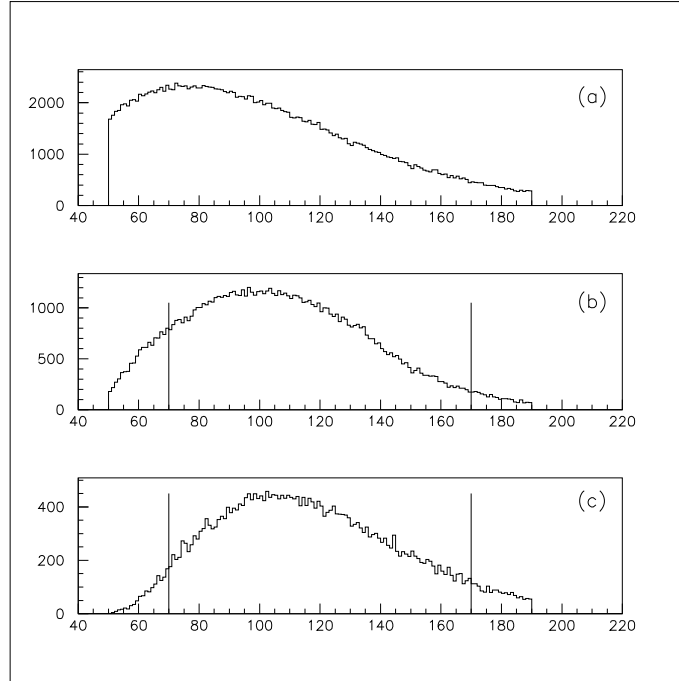


Figura III.1: Distribuzioni in energia dei K_S generati (a) e dei decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ (b) e $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ (c) con prodotti di decadimento che colpiscono il calorimetro.

gia del K_S decaduto, il numero di volte in cui tutti i fotoni di decadimento provenienti da un evento $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ rispettivamente, vengono 'visti' dal calorimetro². In base alle distribuzioni di Fig. III.1, si è deciso di ricostruire i soli decadimenti che avvengono con energia compresa in (70,170) *Gev* : il limite inferiore, forse troppo stringente per eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, risulta giustificato dal fatto che il corrispondente numero di decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ con energia minore di 70 *Gev* è percentualmente piccolo. D' altra parte, il numero di eventi con energia maggiore di 170 *Gev* è pure percentualmente piccolo.

III.1.2 Scelta dell' intervallo I_Z

La scelta del valore inferiore di I_Z è obbligata dalla presenza del collimatore KS, il cui estremo finale si trova alla coordinta $Z=602$ *cm* (rispetto alla targhetta KS, che costituisce l' origine della coordinata Z). Comunque, una miglior scelta è $Z=607$ *cm*, corrispondente all' estremo finale dell' AKS, in quanto permette una definizione estremamente precisa dell' inizio della regione di decadimento per eventi provenienti dal fascio KS (v. capII). L' estremo finale di I_Z può essere posto ad un valore di Z corrispondente a qualche lunghezza di vita media dei K_S prodotti. A questo proposito, in Fig. III.2 è mostrata la distribuzione della coordinata Z di decadimento dei K_S prodotti con energia compresa nell' intervallo $I_E \equiv (70, 170)$ *Gev*.

Si può vedere che il campione considerato si comporta come un fascio monocromatico di K_S aventi lunghezza di vita media $\lambda_{K_S} = 577$ *cm*. Di conseguenza, risulta del tutto giustificata la scelta dell' estremo superiore di I_Z , indicata

²Per generare i grafici di Fig. III.1 è stato usato il programma di simulazione NMC [17] dell' apparato sperimentale. Ogni volta che nel seguito si svolgeranno simulazioni, ci si riferirà a tale programma.

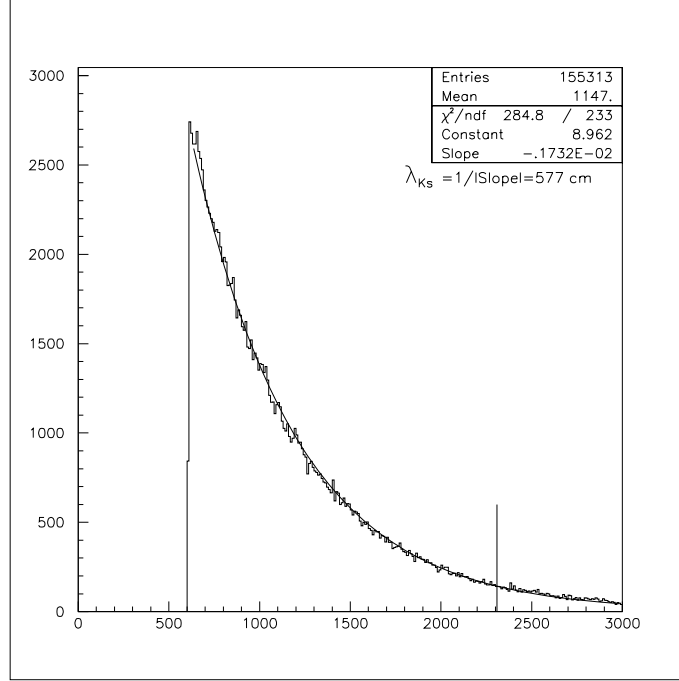


Figura III.2: Distribuzione della coordinata Z di decadimento dei K_S prodotti con energia compresa nell' intervallo $I_E \equiv (70, 170) \text{ GeV}$.

in Fig. III.2 con la barra verticale e corrispondente a $Z=4\lambda_{K_S}$. Quantitativamente, i decadimenti che avvengono a valori maggiori sono il 4.8% del totale. A questo punto è necessario sottolineare che la scelta dell' estremo superiore di I_Z , svolge un ruolo fondamentale e nel seguito verrà ridefinita. Per esempio, nel paragrafo seguente si vedrà che l' errore sistematico nella misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ è fortemente dipendente dalla scelta di I_Z . Anche l' eliminazione del processo di fondo $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, cioè con due fotoni di decadimento non ricostruiti, confida su un' opportuna scelta del valore superiore di I_Z .

III.2 I principali processi di fondo

In questo paragrafo vengono individuati e brevemente discussi i principali processi di fondo ad decadimento $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. A questo proposito, in tabella III.1 sono riportati i modi di decadimento del K_S e del K_L attualmente misurati sino ad un livello di 10^{-7} in frazione di decadimento.

I modi di decadimento del K_S e del K_L			
canale	frazione	canale	frazione
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(68.61 \pm 0.28)\%$	$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	$(38.78 \pm 0.27)\%$
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(31.39 \pm 0.28)\%$	$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(27.17 \pm 0.25)\%$
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$(1.78 \pm 0.05) \cdot 10^{-3}$	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	$(21.12 \pm 0.27)\%$
$K_S \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	$(6.70 \pm 0.07) \cdot 10^{-4}$	$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(12.56 \pm 0.20)\%$
$K_S \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(4.69 \pm 0.06) \cdot 10^{-4}$	$K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu \gamma$	$(3.62^{+0.26}_{-0.21}) \cdot 10^{-3}$
$K_S \rightarrow \gamma\gamma$	$(2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-6}$	$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	$(2.067 \pm 0.035) \cdot 10^{-3}$
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(3.4^{+1.1}_{-0.9}) \cdot 10^{-7}$	$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	$(9.36 \pm 0.20) \cdot 10^{-4}$
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$	$< 3.7 \cdot 10^{-5}$	$K_L \rightarrow \gamma\gamma$	$(5.92 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$
$K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$	$< 1.1 \cdot 10^{-6}$	$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^\pm e^\mp \nu$	$(5.18 \pm 0.29) \cdot 10^{-5}$
$K_S \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$< 3.2 \cdot 10^{-7}$	$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$(4.61 \pm 0.14) \cdot 10^{-5}$
$K_S \rightarrow e^+ e^-$	$< 1.4 \cdot 10^{-7}$	$K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma$	$(9.1 \pm 0.5) \cdot 10^{-6}$
		$K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$	$(1.70 \pm 0.28) \cdot 10^{-6}$
		$K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$	$(6.5 \pm 1.2) \cdot 10^{-7}$
		$K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	$(3.25 \pm 0.28) \cdot 10^{-7}$
		$K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$	$< 5.8 \cdot 10^{-5}$
		$K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$	$< 5.6 \cdot 10^{-6}$

Tabella III.1: I modi di decadimento del K_S e del K_L .

III.2.1 Il fondo $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$

Può capitare che non tutti i prodotti di decadimento di un K_S o di un K_L vengano rivelati. Per esempio, può succedere che due dei quattro fotoni di decadimento $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma \gamma$ non viaggino entro l'angolo d'accettazione del calorimetro elettromagnetico e di conseguenza non vengano ricostruiti. In questo caso si può commettere l'errore di confondere un tale processo con un decadimento $K_S \rightarrow \gamma \gamma$. Scorrendo la tabella III.1, si vede che le maggiori sorgenti di tale fondo sono i decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$, $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Per stimarne quantitativamente l'importanza, sono stati simulati 1000000 di decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (per il momento si ignorino i casi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) con energia e coordinata Z del vertice di decadimento compresi negli intervalli I_E ed I_Z precedentemente definiti. In Fig. III.3 è riportato il corrispondente numero di fotoni che colpiscono il calorimetro elettromagnetico ed è ovvio concludere che si tratta di un

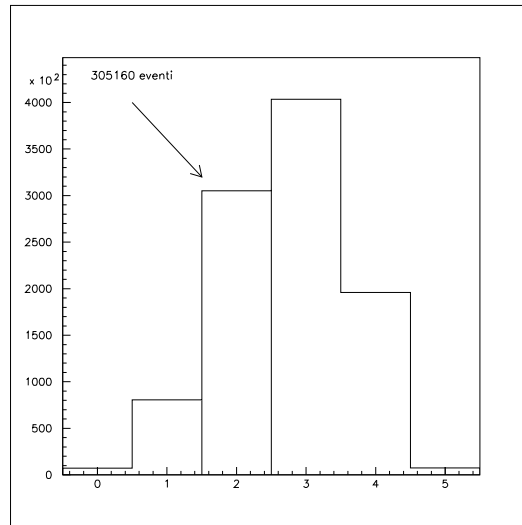


Figura III.3: Numero di fotoni che colpiscono il calorimetro elettromagnetico, corrispondentemente ad 1000000 di $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

fondo quantitativamente molto rilevante. Infatti, la frazione di decadimento del $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ vale $(2.4 \pm 0.9) \cdot 10^{-6}$ e di conseguenza ci si aspetta un solo decadimento ogni (circa) 2400000 decadimenti del K_S , contro i 305160 eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ precedenti. L'eliminazione (sino al livello di precisione desiderato) di tale processo di fondo confida in un'opportuna scelta dell'estremo superiore dell'intervallo I_Z . Per capire esattamente in che modo, si supponga l'occorrere di un decadimento $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Detti P_{γ_1} e P_{γ_2} i quadrimpulsi dei due fotoni e θ l'angolo formato fra i trimpulsi, si scrive

$$M_K^2 = (P_{\gamma_1} + P_{\gamma_2})^2 = 2E_1E_2(1 - \cos\theta) = 4E_1E_2\sin^2\frac{\theta}{2}, \quad (\text{III.5})$$

che per fotoni che viaggiano entro l'angolo d'accettazione dei rivelatori di NA48 è senz'altro approssimabile ponendo $\sin\frac{\theta}{2} \simeq \frac{\theta}{2}$, cioè

$$M_K^2 \simeq 4E_1E_2\left(\frac{\theta}{2}\right)^2 = E_1E_2\theta^2. \quad (\text{III.6})$$

D'altra parte, dalla Fig. III.4 si ricava

$$r^2 = (X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2 \quad (\text{III.7})$$

e

$$Z_{\text{vertex}}^2 \simeq \frac{r}{\theta} = E_1E_2\frac{r^2}{M_K^2}[(X_1 - X_2)^2 + (Y_1 - Y_2)^2] \quad (\text{III.8})$$

Ora, nel caso in cui si calcoli la quantità precedente per un decadimento $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma_1\gamma_2\gamma_3\gamma_4$, cioè ignorando γ_3 e γ_4 allora la massa invariante di γ_1 e γ_2 avrà un valore $M^2 < M_K^2$. Questo significa che il calcolo della III.8 fornirà un valore del vertice di decadimento 'falso' spostato in avanti rispetto a quello vero.

A questo punto, basterà scegliere un appropriato valore massimo di I_Z che escluda gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Nel paragrafo dedicato alla selezione degli

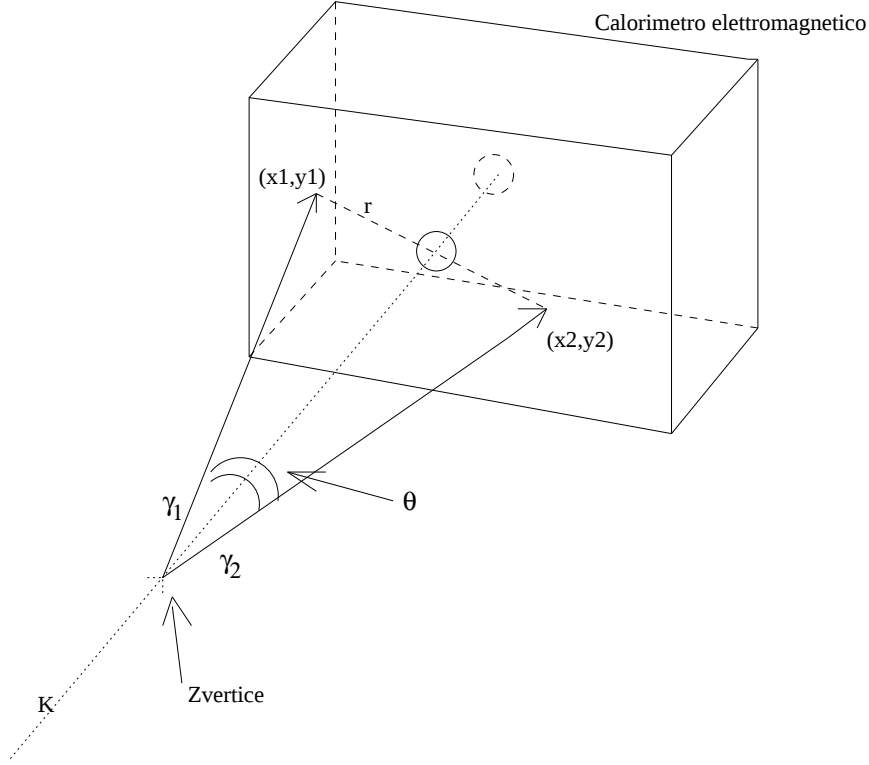


Figura III.4: Geometria del decadimento a due corpi.

eventi, verrà posto $I_Z \equiv (607, 1100) \text{ cm}$. Per finire, si osservi che una tale scelta elimina anche gli eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ e $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, in quanto l'energia non ricostruita è maggiore di quella del caso precedente e quindi il vertice di decadimento risulta ancora più spostato verso il calorimetro.

III.2.2 Il fondo irriducibile $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ proveniente dal fascio KS

Più volte, è stato detto che i decadimenti del K_S sono forniti dal fascio K_S . D'altra parte, il fascio K_S è tutt'altro che una sorgente pura di decadimenti K_S , in quanto a livello della targhetta K_S , ciascun kaone generato ha la

stessa probabilità di essere del tipo K_S o del tipo K_L . Questo determina (a parte processi eliminati dalla scelta di un opportuno limite superiore di I_Z) un irriducibile processo di fondo ai decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ dovuto agli eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ provenienti dal fascio KS e partecipa alla misura come sorgente d' errore sistematico. A questo punto, non potendo in alcun modo distinguere i decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ dai $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, segue che la selezione degli eventi deve procedere ricostruendo i decadimenti $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ per poi sottrarre a posteriori il numero atteso di eventi di fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$. Una valutazione dell' ammontare di tale fondo può essere svolta considerando $N_0(E)$ kaoni K^0 prodotti con energia E all' altezza della targhetta KS ed in moto lungo la direzione dei fasci. Allora, detta Z la coordinata del vertice di decadimento, gli spettri di decadimento degli eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ e $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ sono rispettivamente

$$\frac{dN(K_L \rightarrow \gamma\gamma, E, z)}{dz} = \frac{N_0(E)}{2} \frac{1}{c\gamma\tau_L} e^{-\frac{z}{c\gamma\tau_L}} BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma), \quad (\text{III.9})$$

$$\frac{dN(K_S \rightarrow \gamma\gamma, E, z)}{dz} = \frac{N_0(E)}{2} \frac{1}{c\gamma\tau_S} e^{-\frac{z}{c\gamma\tau_S}} BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma), \quad (\text{III.10})$$

dove la divisione per 2 di $N_0(E)$ descrive l' equa ripartizione dei K^0 prodotti in kaoni di tipo K_L e K_S . Facendo i rapporti membro a membro si ottiene

$$\frac{dN(K_L \rightarrow \gamma\gamma, E, z)}{dz} / \frac{dN(K_S \rightarrow \gamma\gamma, E, z)}{dz} = \frac{\tau_S}{\tau_L} e^{\frac{z}{\gamma}(\frac{1}{c\tau_S} - \frac{1}{c\tau_L})} \frac{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (\text{III.11})$$

$$\simeq \frac{\tau_S}{\tau_L} e^{\frac{z}{\gamma c\tau_S}} \frac{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} = \frac{\tau_S}{\tau_L} e^{\frac{z}{\lambda_{K_S}}} \frac{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (\text{III.12})$$

In Fig. III.5 è riportato, in alto l' andamento della III.12 in cui si è posto $\lambda = 577 \text{ cm}$, secondo quanto visto nel paragrafo precedente, mentre in basso

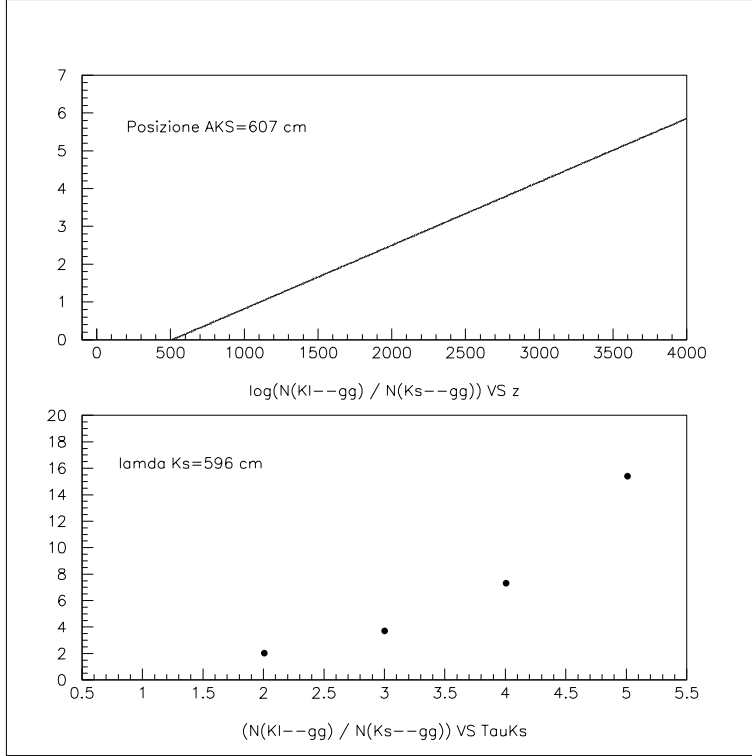


Figura III.5: L'ammontare del fondo $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KS.

è mostrato l' integrale della III.12 eseguito a partire dalla posizione dell' anticontatore AKS sino a 2,3,4,5 lunghezze medie di decadimento del K_S .

Come si vede, il fondo dovuto agli eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ è considerevole e crescendo esponenzialmente all' aumentare di Z determina l' esigenza di porre delle restrizioni alla regione entro la quale ricostruire gli eventi. Quantitativamente, è possibile ricavare l' importanza di tale fondo, fornendone contemporanea- mente un algoritmo di sottrazione, attraverso la ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e considerando che

$$\frac{1}{BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} \frac{dN(K_S \rightarrow \gamma\gamma, E, Z)}{dz} = \frac{1}{BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \frac{dN(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0, E, Z)}{dz} \quad (III.13)$$

In questo modo, la III.12 può essere riscritta come

$$\frac{dN(K_L \rightarrow \gamma\gamma, E, z)}{dz} = \frac{\tau_S}{\tau_L} e^{\frac{z}{\lambda_{K_S}}} \frac{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}{BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \frac{\epsilon_{\gamma\gamma}}{\epsilon_{\pi^0\pi^0}} \frac{dN(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0, E, z)}{dz}, \quad (\text{III.14})$$

dove sono state inserite le quantità $\epsilon_{\pi^0\pi^0}$ ed $\epsilon_{\gamma\gamma}$ per tenere conto delle differenti efficienze di rivelazione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. A questo punto, integrando su E e Z, cioè sommando su tutti gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, si ottiene il numero di eventi di fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$.

Per finire, si osservi che fra le quantità che definiscono la III.14, $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ è da considerarsi la principale causa d'incertezza. Di conseguenza si può stimare l'errore percentuale sul numero di decadimenti $N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ complessivamente attesi (a parte l'errore statistico) pari a quello con cui è attualmente noto $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$, cioè 2.5%. Ora, ricavando il numero di decadimenti $N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ come sottrazione fra il numero di decadimenti $N(K^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ ed $N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ segue che l'errore sulla misura di $N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ si propaga su $N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. A questo proposito è facile verificare³ che con la scelta di I_Z del paragrafo precedente, il fondo irribucibile $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ partecipa alla misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ portando un errore pari al 21%. Questo valore è minore della precisione con cui è attualmente noto $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ quindi non vanifica la misura. Cionostante, nel paragrafo dedicato alla selezione degli eventi, l'estremo superiore di I_Z sarà ridefinito al valore $Z=1100 \text{ cm}$. In questo caso, il 21% di cui sopra scende al 5.5%.

³ $N(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = N(K^0 \rightarrow \gamma\gamma) - N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ quindi $\sigma_{N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} = \sqrt{\sigma_{N(K^0 \rightarrow \gamma\gamma)}^2 + \sigma_{N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}^2} > \sigma_{N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = 0.027 \cdot N(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$. Inoltre dalla Fig. III.5 si ha che $N(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = 7.8 \cdot N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ nell'intervallo I_Z prescelto, da cui $\frac{\sigma_{N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)}}{N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)} > 0.027 \cdot 7.8 = 21\%$

III.2.3 Il fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KL

A differenza del caso di cui al paragrafo precedente, almeno in linea di principio, un decadimento $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KL può essere distinto da un $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ mediante l'usuale tecnica impiegata da NA48 per discernere fra decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$. Tale tecnica, illustrata al paragrafo II.4, costituisce l'unica via per distinguere fra decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, e fornisce ottimi risultati per quanto riguarda i decadimenti in due pioni. La bontà dell'applicazione al caso di decadimenti in due fotoni non può essere altrettanto buona. Infatti, le intensità dei fasci che NA48 impiega sono tali da fornire un numero di decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ dello stesso ordine di grandezza in una prescelta regione spaziale I_Z corrispondente a qualche lunghezza di vita media del K_S . Proprio per questa ragione, il numero di decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ ($BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) \simeq \frac{2}{3}BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)$) è molto maggiore del numero di decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ ($BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) \simeq 8 \cdot 10^{-6}BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)$) e non è detto che il sistema Tagger-Calorimetro riesca a separare i decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ rispetto ai $K_L \rightarrow \gamma\gamma$. Nel seguito di questo capitolo si vedrà proprio che tale sistema risulta inadeguato, per cui il fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ vanifica gli sforzi di una ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e di conseguenza della misura stessa di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$.

III.3 La selezione degli eventi

Nei paragrafi precedenti è stata riposta molta attenzione alla definizione degli intervalli I_E ed I_Z entro i quali ricostruire gli eventi. In questo paragrafo, vengono mostrati altri criteri di selezione.

III.3.1 Prestazioni del calorimetro elettromagnetico

Poichè il calorimetro elettromagnetico gioca un ruolo fondamentale nella ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, allora è innanzitutto necessario individuare e minimizzare le principali sorgenti d' errore nella ricostruzione d' energia e coordinata Z del vertice di decadimento.

Per la ricostruzione d' energia e posizione d' impatto dei fotoni incidenti sul calorimetro viene utilizzato, un algoritmo che valuta i massimi locali d' energia depositata e l' energia del fotone incidente viene definita come l' energia raccolta entro un quadrato di 11x11 celle attorno a quella maggiormente coinvolta, mentre le coordinate d' impatto x ed y vengono definite come medie pesate

$$X \equiv \frac{\sum_i E_i x_i}{\sum_i E_i},$$
$$Y \equiv \frac{\sum_i E_i y_i}{\sum_i E_i},$$

dove E_i è l' energia raccolta dall' i-esima cella di coordinate (x_i, y_i) appartenente ad un quadrato di 3×3^4 celle centrato su quella maggiormente coinvolta.

È chiaro che nel caso in cui un fotone incida al bordo (interno o esterno) del calorimetro, una frazione della sua energia viene persa. D' altra parte, nel caso di due fotoni incidenti a distanza tale che gli sciame prodotti nel calorimetro si compenetrino significativamente allora l' energia di ciascun fotone viene sovrastimata e, al limite, può succedere che i due sciame, troppo sovrapposti, vengano ricostruiti come uno solo.

Un' ulteriore complicazione è costituita dalla colonna di celle non alimentate (v. cap.II) durante la presa dati del 1997. Infatti, in questo caso può

⁴Considerare un quadrato di 11x11 celle sarebbe sbagliato, in quanto la risoluzione nella misura soffrirebbe delle fluttuazioni statistiche in densità di carica dell' alone dello sciame elettromagnetico

succedere che un fotone incidente nelle vicinanze di tale colonna, venga ricostruito con sostanziale frazione d' energia persa e, nel caso più sfortunato in cui proprio una di queste celle coincida con il baricentro dello sciame elettromagnetico, il fotone venga 'sdoppiato' dall' algoritmo di ricostruzione in due falsi fotoni.

Per ovviare a siffatti indesiderati errori nella ricostruzione d' energia viene richiesto che ogni fotone ricostruito soddisfi le seguenti condizioni:

- raggio d' impatto sul calorimetro compreso nell' intervallo (14.5,130) *cm*
- distanza fra punto d' impatto sul calorimetro e ogni cella non funzionante, maggiore di 4 *cm*
- energia ricostruita per ogni singolo sciame compresa nell' intervallo (5,120) *Gev*
- per ogni coppia di fotoni, la distanza minima l' uno dall' altro sia 10 *cm*

L' azione di queste condizioni è riportata nelle figure III.6 e III.7, che si riferiscono ad una simulazione della risposta del calorimetro rispetto a decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S \rightarrow \gamma \gamma$ rispettivamente (200000 per ciascuno dei due tipi), che avvengono con energia $E \in (50, 190)$ *Gev* e coordinata di decadimento $Z \in (607, 1400)$ *cm*.

Si può osservare che il calorimetro di NA48 offre delle ottime prestazioni sia nella misura d' energia che di coordinata Z del vertice di decadimento. L' unico problema è dovuto alle code residue non gaussiane, che è stato mostrato [8], sono causate da perdita d' energia nel materiale posto all' ingresso del rivelatore.

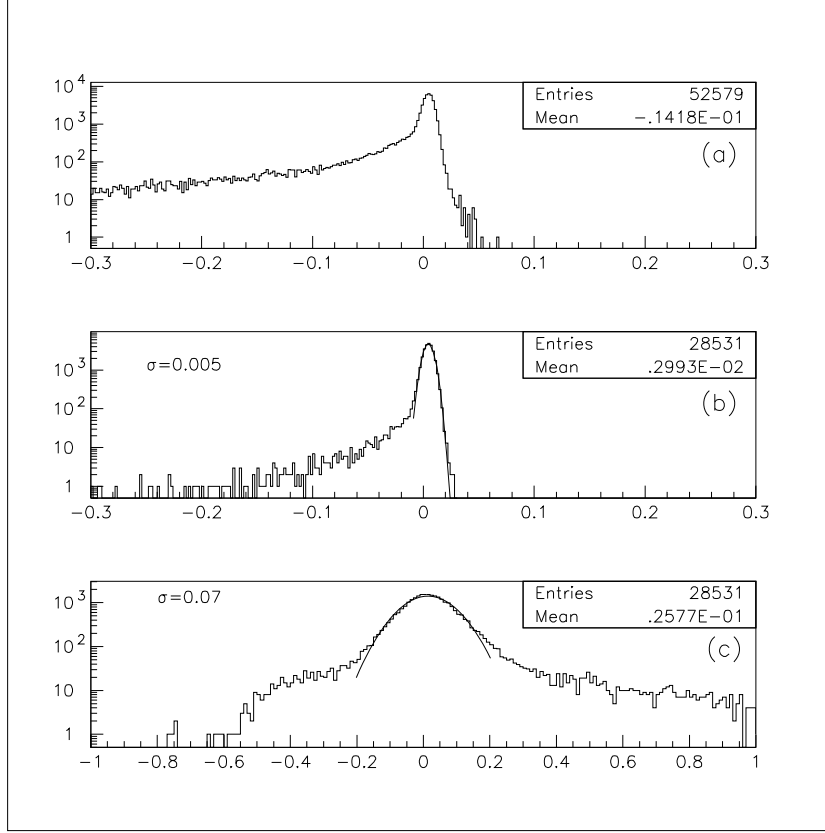


Figura III.6: Ricostruzione d' energia e coordinata Z di decadimento per 200000 eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. In (a) è riportato l' errore relativo nella ricostruzione d' energia del K_S^0 decaduto, richiedendo solo quattro fotoni nel calorimetro. In (b), la stessa misura dopo l' applicazione dei criteri di selezione. In (c) è mostrato l' errore relativo nella ricostruzione della coordinata z di decadimento, dopo l' applicazione dei criteri di selezione.

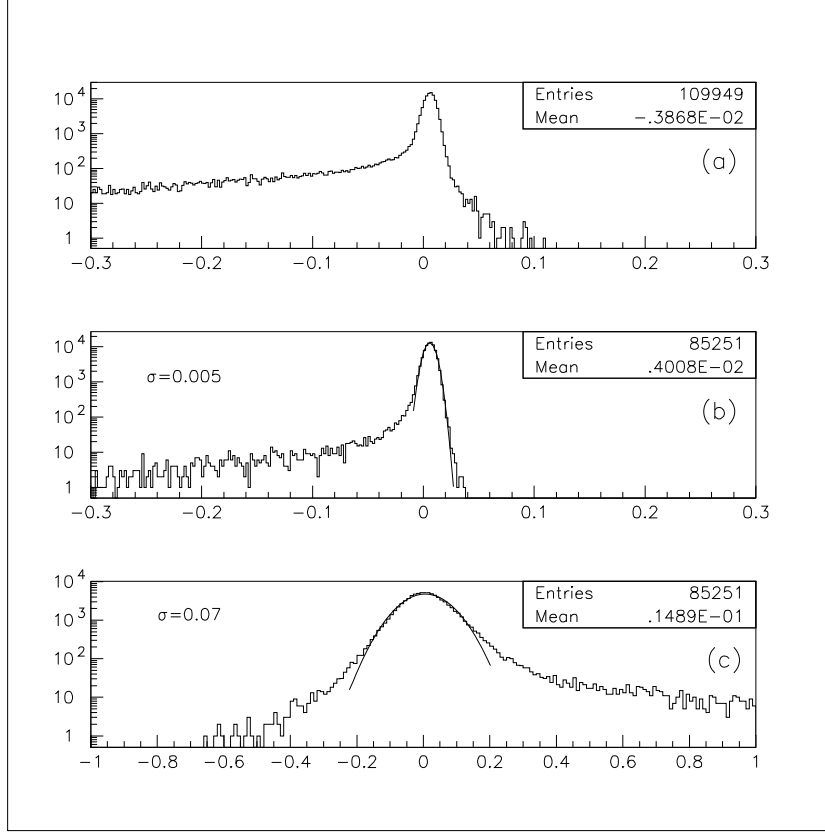


Figura III.7: Ricostruzione d' energia e coordinata z di decadimento per 200000 eventi $K_S^0 \rightarrow \gamma\gamma$. In (a) è riportato l' errore relativo nella ricostruzione d' energia del K_S^0 decaduto, richiedendo solo due fotoni nel calorimetro. In (b), la stessa misura dopo l' applicazione dei criteri di selezione. In (c) è mostrato l' errore relativo nella ricostruzione della coordinata z di decadimento, dopo l' applicazione dei criteri di selezione.

Un' altra osservazione, utile per gli sviluppi ulteriori del lavoro è la seguente: nel caso della simulazione, per come viene condotta⁵, è a priori noto che eventuali quattro fotoni ricostruiti sono *esattamente* i quattro fotoni provenienti dal decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma \gamma$, ma nel caso reale bisognerà definire una finestra di correlazione temporale entro la quale poter dire che i fotoni rivelati provengono dalla stessa sorgente (al fine di minimizzare l' attività accidentale presente nel rivelatore). A questo proposito l' istante d' impatto di un fotone sul calorimetro viene definito come media pesata

$$t \equiv \frac{\sum_i E_i t_i}{\sum_i E_i},$$

dove t_i è il tempo misurato dalla cella i-esima appartenente ad un quadrato di 3x3 celle centrato su quella maggiormente coinvolta. Inoltre, è mostrato in Fig. II.13 che la risoluzione su t , per elettroni incidenti con energia di 50 *Gev* vale circa 260 *ps*, definendo il tempo

$$t_{ev} \equiv \frac{t_{\gamma_1} + t_{\gamma_2} + t_{\gamma_3} + t_{\gamma_4}}{4}$$

segue che la risoluzione sulla differenza $t_{\gamma_i} - t_{ev}$ vale $\sigma(t_i - t_{ev}) \simeq 290$ *ps*.

D' ora in poi quattro fotoni s' intenderanno temporalmente correlati se

$$|t_i - t_{ev}| < 3 \text{ nsec} \quad (\simeq 10\sigma_{(t_i - t_{ev})}),$$

mentre due fotoni s' intenderanno temporalmente correlati se

$$|t_i - t_{ev}| < 3\sqrt{2} \text{ nsec}$$

(in questo caso $\sigma_{(t_i - t_{ev})}$ è $\sqrt{2}$ volte maggiore del caso precedente), dove t_{ev} è ridefinito come

$$t_{ev} \equiv \frac{t_{\gamma_1} + t_{\gamma_2}}{2}.$$

⁵Una volta impostato il numero di decadimenti che s' intende simulare, il programma esegue un ciclo su tale numero valutando la risposta di ciascun rivelatore e solo a valutazione terminata passa al successivo.

III.3.2 Gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$

I principali modi di decadimento del K_S sono $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ con frazioni di decadimento $BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0) = (31.39 \pm 0.28)\%$ e $BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-) = (68.61 \pm 0.28)\%$. Questo determina (con ottima approssimazione) l'assenza di processi di fondo al decadimento $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, provenienti dal fascio KS. D'altra parte, dal fascio KL provengono i decadimenti neutri $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ con frazioni di decadimento $BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) = (9.36 \pm 0.20) \cdot 10^{-4}$ e $BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0) = (21.12 \pm 0.27)\%$. Per quanto riguarda i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ possono essere identificati e rigettati utilizzando l'informazione proveniente dal sistema Tagger-Calorimetro. Poi, il caso del decadimento $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ può costituire un problema se due dei sei fotoni di decadimento vanno persi e di conseguenza viene ricostruito come un decadimento a due pioni neutri. C'è da dire che soltanto un eccessivo verificarsi di tale circostanza potrebbe effettivamente disturbare la ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. Infatti, tale processo costituisce in primo luogo un fondo agli eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ e solo se frequente almeno quanto i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ può disturbare la ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. Vista la ristrettezza della regione spaziale entro la quale si intende ricostruire gli eventi, questo non è certo il caso della presente analisi.

Per finire, in Fig. III.8 sono mostrate alcune caratteristiche cinematiche ottenute simulando un campione di decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e la risposta del calorimetro elettromagnetico. In particolare, in (a) sono riportate le distribuzioni di energia minima e massima dei quattro fotoni di decadimento prodotti. Il taglio a 120 Gev si deve al fatto che il calorimetro non è tarato per energie maggiori. In (b) è riportata la distribuzione in minima distanza fra i fotoni di decadimento ed è illustrato l'effetto del taglio a 10 cm definito nel paragrafo precedente.

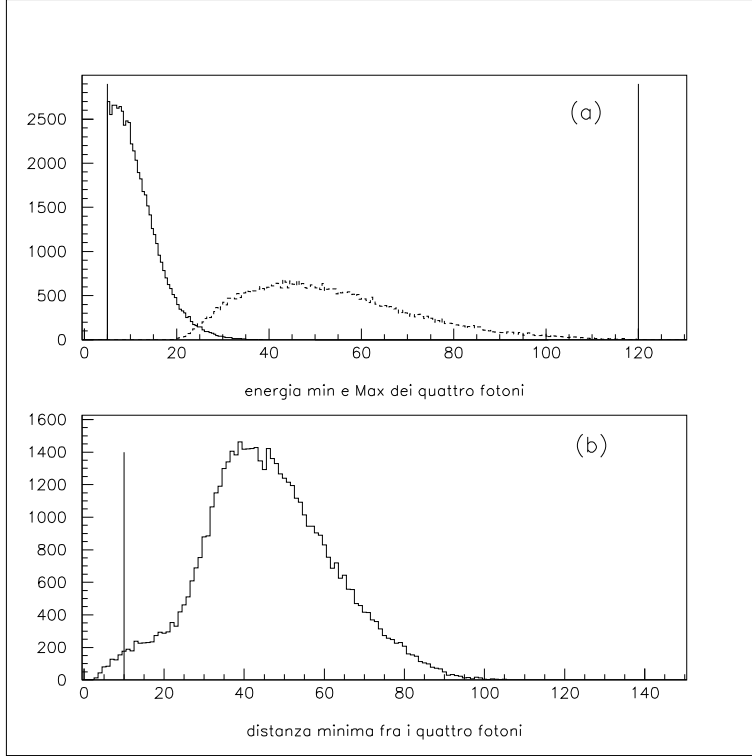


Figura III.8: Configurazione cinematica dei fotoni di decadimento provenienti da eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

III.3.3 Gli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$

Visto il piccolo valore della frazione di decadimento $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$, la selezione degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ risulta un problema piuttosto complesso, di cui nei paragrafi precedenti sono stati presi in considerazione soltanto i principali risvolti. Per esempio è noto [13] che all' altezza della targhetta KS (oltre ai mesoni K^0) viene prodotta una frazione di particelle Λ il cui decadimento secondo il canale $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ ($BR(\Lambda \rightarrow n\pi^0) = (38.8 \pm 0.5)\%$) con un fotone di decadimento perso, potrebbe costituire un fondo ai decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. Inoltre, a parte veri e propri processi fisici, anche le inefficienze dell' apparato sperimentale possono simulare decadimenti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. Ciononostante,

in questo paragrafo non verranno trattati tali problemi in quanto, tra breve, si vedrà che l'ingente ammontare del fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KL, vieta una misura significativa di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$.

Piuttosto è opportuno mostrare alcune caratteristiche cinematiche del decadimento (v. Fig. III.9) e trovare un buon limite superiore all'intervallo I_Z , la cui importanza è stata più volte ribadita. Il primo criterio per l'eliminazione del fondo $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ fa uso della variabile COG, riportata in Fig. III.10 e definita come la distanza del centro di massa dell'evento dall'asse dei fasci.

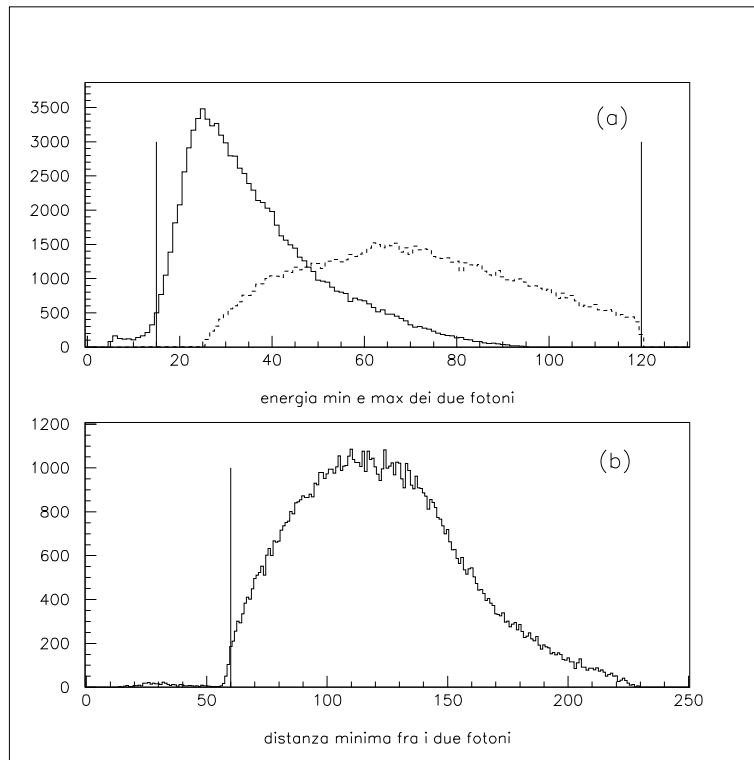


Figura III.9: Configurazione cinematica dei fotoni di decadimento provenienti da eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$.

Analiticamente risulta

$$COG = \frac{1}{E_1 + E_2} \left[\left(\sum_{i=1}^2 E_i x_i \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^2 E_i y_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

dove E_1 ed E_2 sono le energie dei due fotoni ed (x_i, y_i) le rispettive coordinate d' impatto sul calorimetro. La linea tratteggiata si riferisce a eventi di fondo $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$. Come si vede, il taglio definito dalla barra verticale si presenta piuttosto selettivo, eliminando il 71% degli eventi di fondo (e solo il 4.5% di quelli di segnale), però ne rimangono ancora troppi e si rende necessario scegliere un opportuno valore massimo del vertice di decadimento ricostruito. La via più diretta per compiere tale scelta consiste nella simulazione di un numero sufficientemente grande di eventi $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$.

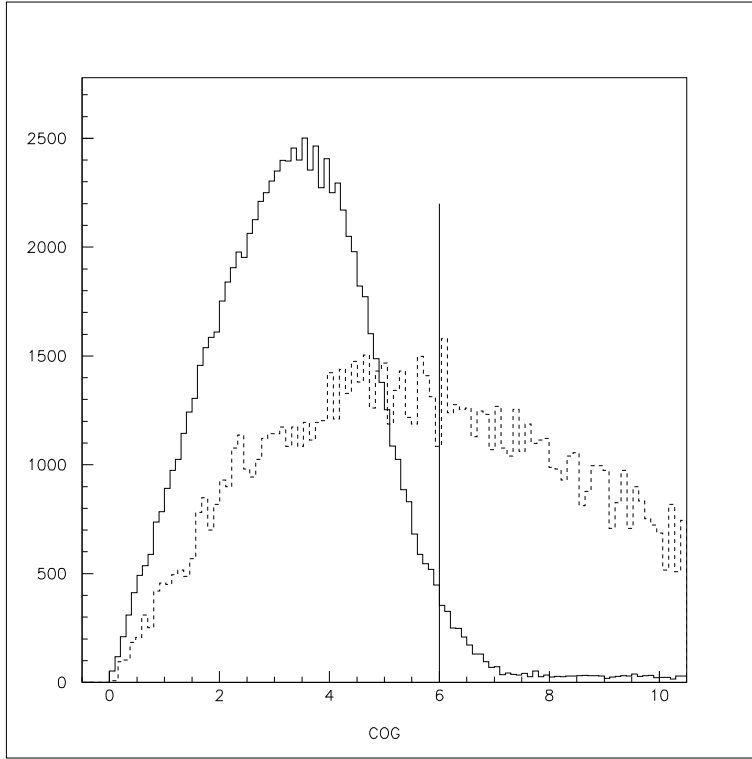


Figura III.10: Taglio sulla variabile COG e sua selettività.

A questo proposito si consideri che ad $N_{K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0}$ decadimenti del K_S in due pioni neutri, corrispondono

$$N_{K_S \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{N_{(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}}{BR(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma) \cdot \epsilon_{\gamma\gamma} \simeq N_{(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \cdot \frac{1}{4.3} 10^{-5}$$

decadimenti del K_S in due fotoni, dove $\epsilon_{\gamma\gamma}$ rappresenta la probabilità di rivelare un evento $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ ed è stata ragionevolmente posta uguale a 0.3, in base a quanto riportato in Fig. III.7.

A questo punto, simulando $4.3 \cdot 10^6$ $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ si può selezionare una regione di decadimento in cui il fondo $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ è tenuto a valori inferiori del 10%. In Fig. III.11 è riportata la distribuzione dei vertici di decadimento

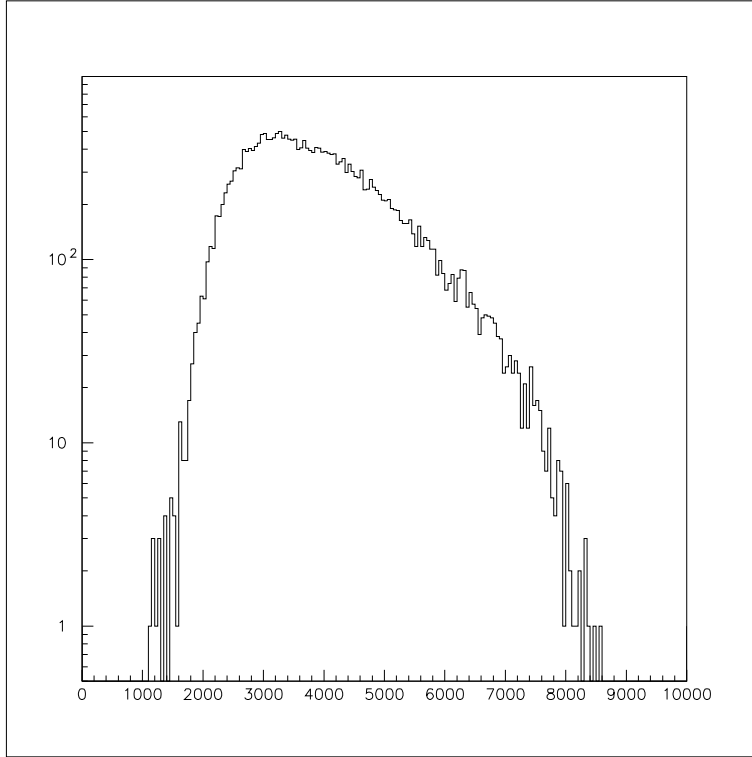


Figura III.11: Distribuzione dei vertici di decadimento $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ricostruiti a per $4.3 \cdot 10^6$ eventi simulati $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ricostriti a partire da $4.3 \cdot 10^6$ eventi simulati $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ e il valore minimo vale 1123 *cm*, approssimabile con $Z=1100$ *cm* per tener conto che sono state fatte delle approssimazioni. Infatti, il calcolo non è stato condotto in maniera rigorosa, ma più che soddisfacente per gli sviluppi successivi.

III.4 Ricostruzione degli eventi

III.4.1 Gli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$

Applicando le condizioni di cui al paragrafo precedente, si può svolgere una ricostruzione degli eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ richiedendo:

- quattro fotoni temporalmente correlati nel calorimetro elettromagnetico
- la somma delle energie dei quattro fotoni sia compresa nell' intervallo $I_E=(70,170)$ *Gev*

In questo modo si ottiene la distribuzione delle coordinate Z di decadimento $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, illustrata in Fig. III.12(a). Poi, per selezionare gli eventi $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ occorre imporre che

- l' evento sia temporalmente correlato con un conteggio nel Tagger,

mentre per essere sicuri⁶ di considerare i soli decadimenti del K_S^0 che avvengono a partire da $z=607$ *cm* si può richiedere che

- nessun evento sia temporalmente correlato con un conteggio dell' AKS

⁶v. paragrafo 4 del capitolo 2

La distribuzione delle coordinate Z di decadimento che si ottiene dalle quattro richieste fatte, è mostrata in Fig. III.12(b) con tratto continuo e confrontata con la distribuzione attesa dalle simulazioni (rombi). Il lieve disaccordo fra le due curve si deve in parte ad un problema del programma di simulazione usato (simula la risposta del calorimetro elettromagnetico con risoluzione in energia leggermente migliore di quella reale), in parte alla selezione piuttosto blanda effettuata, comunque sufficientemente accurata per motivare i risultati finali di questo capitolo.

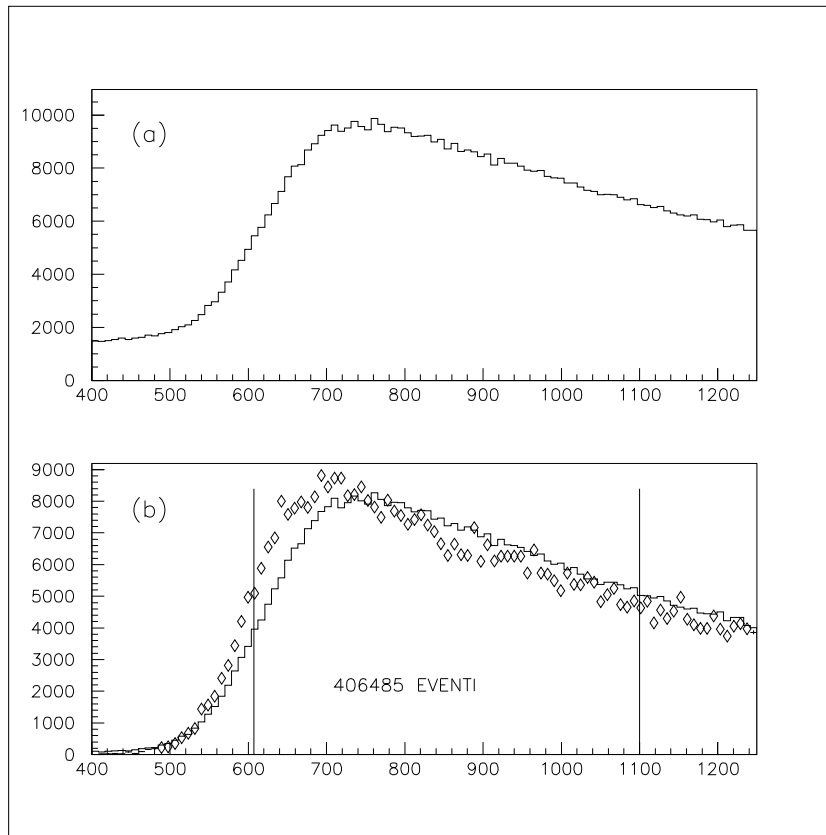


Figura III.12: Distribuzione delle coordinate Z di decadimento per eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (a) e per i soli $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (b). I pallini si riferiscono ad una simulazione di decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Infine, in Fig. III.13 sono riportati i tagli che definiscono la correlazione temporale fra il tempo dell' evento e un conteggio del Tagger (a), un conteggio dell' AKS (b) e l' istante d' impatto di ciascuno dei quattro fotoni rispetto al tempo dell' evento (c).

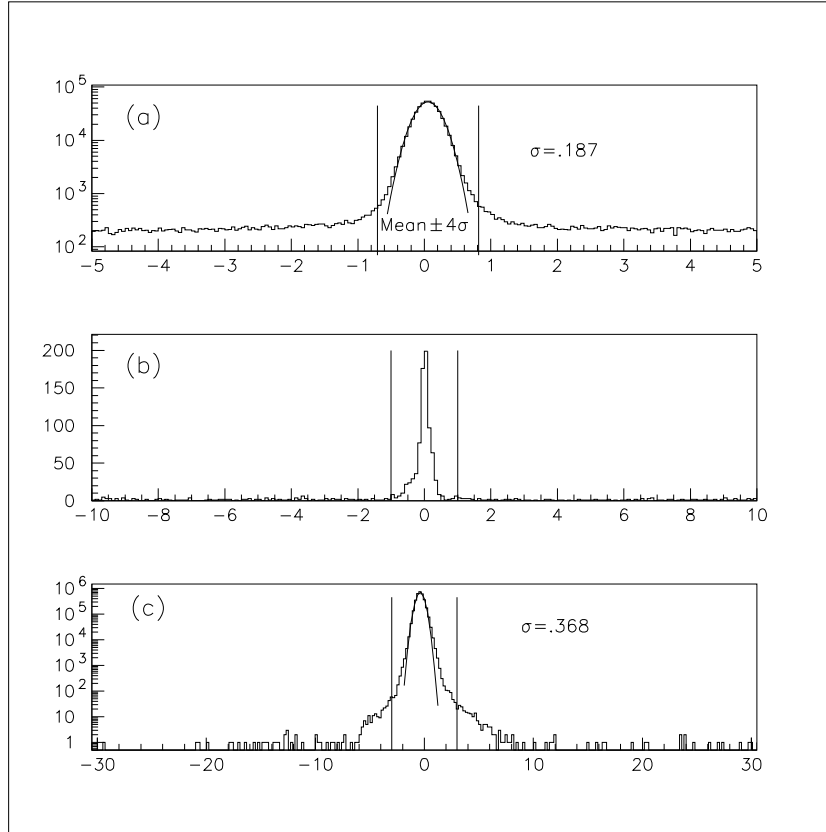


Figura III.13: Gli intervalli che definiscono la correlazione temporale fra tempo dell' evento e un conteggio nel Tagger (a), un conteggio nell' AKS (b) e i fotoni nel calorimetro (c).

III.4.2 Gli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$

Qui di seguito viene proposta una semplice ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$, che mostra la scarsa precisione raggiungibile nella misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. Prima di procedere, al fine di comprendere quantitativamente il problema viene svolta una stima degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ attesi. A questo proposito si consideri la relazione

$$N(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{N(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0, I_E, I_z)}{BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)\epsilon_{\pi^0\pi^0}} BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)\epsilon_{\gamma\gamma}$$

in cui a $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ e $BR(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)$ si possono sostituire i valori attualmente noti [4], mentre $N(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0, I_E, I_z)$ è stato valutato al paragrafo precedente. Per quanto riguarda le quantità $\epsilon_{\gamma\gamma}$ e $\epsilon_{\pi^0\pi^0}$, un calcolo rigoroso richiederebbe la completa simulazione della risposta dell' apparato sperimentale per gli eventi in considerazione e di tener conto delle diverse efficienze di trigger per tali eventi. Cionostante, per la stima del solo ordine di grandezza di $N(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ è sufficiente svolgere il rapporto fra le popolazioni degli istogrammi di Fig. III.7(c) e Fig. III.6(c) (corrispondono allo stesso numero di eventi generati). In questo modo si ottiene

$$\frac{\epsilon_{\gamma\gamma}}{\epsilon_{\pi^0\pi^0}} = \frac{85251}{28531}$$

e quindi

$$N(K_S \rightarrow \gamma\gamma, I_E, I_z) = \frac{406485 \cdot 2.4 \cdot 10^{-6}}{0.31} \frac{85251}{28531} = 9.4$$

con errore statistico associato alla misura pari a

$$\sim \frac{\sqrt{9}}{9} = 33\%,$$

che è confrontabile con la precisione con cui è attualmente noto il valore di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. Questo fatto rende interessante il proseguimento della

misura, tanto più se si considera che il campione di dati finale di NA48 sarà circa 10 volte maggiore di quello a disposizione di quest' analisi. Dunque si considerino le richieste seguenti:

- due fotoni temporalmente correlati nel calorimetro elettromagnetico
- ciascuno con energia compresa nell' intervallo $(15,120) \text{ Gev}$
- somma delle energie dei due γ sia compresa in $I_E=(70,170) \text{ Gev}$
- distanza fra i due punti d' impatto, maggiore di 60 cm

In questo modo si ottiene la distribuzione delle coordinate Z del vertice di decadimento riportata in Fig. III.15(a). Ora, al fine di selezionare nella precedente i decadimenti provenienti dal fascio KS, si può richiedere che

- l' evento sia temporalmente correlato con un conteggio nel Tagger,

L' effetto di tale richiesta è ancora mostrato in Fig. III.15(b). Si può vedere che non è cambiato nulla nel profilo della curva. L' unico effetto ottenuto consiste in una riduzione del numero di eventi, per altro molto più grande di quello atteso. Il (principale) processo di fondo che copre il segnale è facilmente identificabile nei decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ provenienti dal fascio KL. L' argomentazione più stringente a sostegno di quest' ipotesi si ottiene simulando decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ provenienti dal fascio KL e verificando che le due distribuzioni in coordinata Z del vertice di decadimento si sovrappongono (v. Fig. III.14). Dal punto di vista dell' apparato sperimentale, il problema consiste in un numero di eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ ricostruiti molto grande, tanto che il numero di quelli che si trovano accidentalmente correlati con un protone rivelato nel Tagger è tale da coprire il segnale. Per ridurre quest' effetto si potrebbe pensare di ridurre la finestra di correlazione temporale fra un evento ed un protone rivelato nel Tagger. A questo proposito, in Fig. III.15(c) è

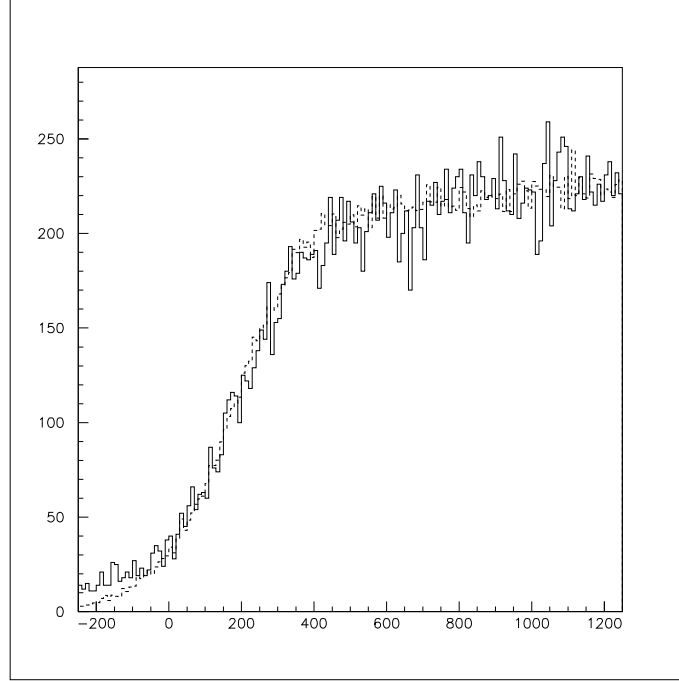


Figura III.14: Confronto fra le due distribuzioni in coordinata Z del vertice di decadimento per dati veri (linea continua) e simulazione dei decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ (linea tratteggiata).

mostrata la differenza di tempo fra ognuno dei protoni rivelati nel Tagger e l'istante dell'evento (le oscillazioni attorno al valore costante corrispondono alle radiofrequenze impiegate dall'SPS).

È ovvio concludere che il segnale è irrimediabilmente coperto dal fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KL. Anche un eventuale algoritmo di sottrazione del fondo non aiuterebbe. Infatti, si tenterebbe di ottenere un numero molto piccolo (circa 9 eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ più circa 18 eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ provenienti dal fascio KS) come sottrazione di due numeri molto grandi (circa 12000 decadimenti di fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ e altrettanti eventi ricostruiti $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ nella giusta regione $I_Z = (607, 1100) \text{ cm}$).

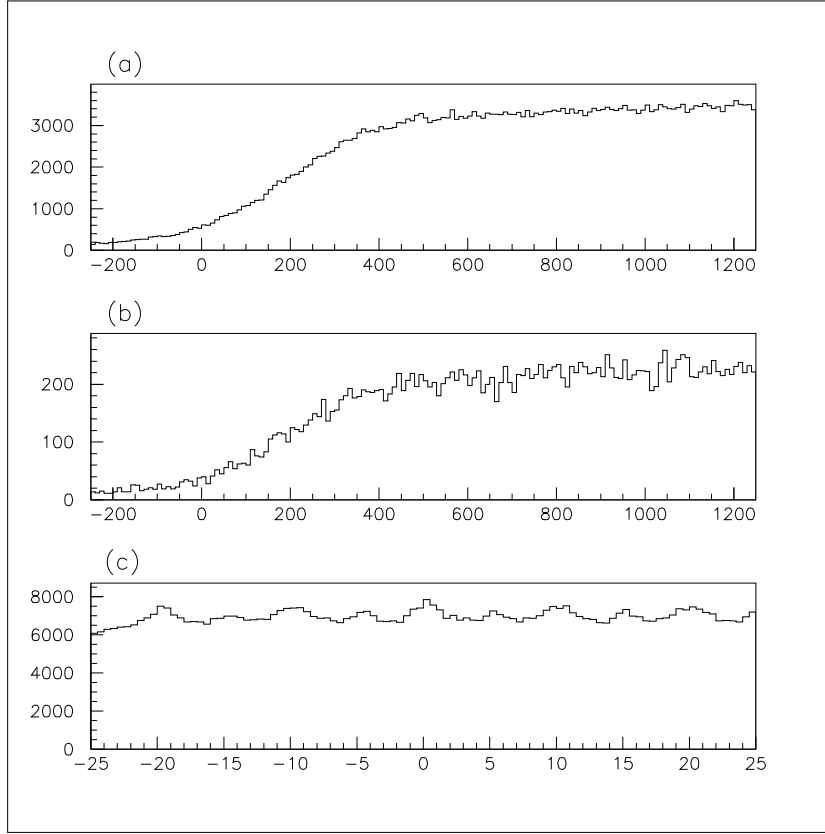


Figura III.15: Distribuzioni della coordinata Z per tutti gli eventi ricostruiti $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (a) e per i soli temporalmente correlati con un conteggio nel Tagger (b). In (c), la differenza di tempo fra ognuno dei protoni rivelati nel Tagger e l'istante dell'evento ricostruito.

Capitolo IV

Misura di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$

Nel capitolo precedente si è visto che l'ingente abbondare del fondo $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ (proveniente dal fascio KL) vieta una ricostruzione significativa degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e di conseguenza la misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. Enfatizzando, si può dire che l'analisi precedente consiste piuttosto in una ricostruzione di eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ e mette in luce una grande quantità di statistica acquisita (v. Fig IV.1). Per questo motivo, il naturale proseguimento del lavoro svolto consiste in una misura di precisione della frazione di decadimento del K_L in due fotoni, il cui valore attualmente noto è [4]

$$BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (5.92 \pm 0.15) \cdot 10^{-4}$$

con precisione percentuale

$$\frac{\sigma_{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}}{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.5\%.$$

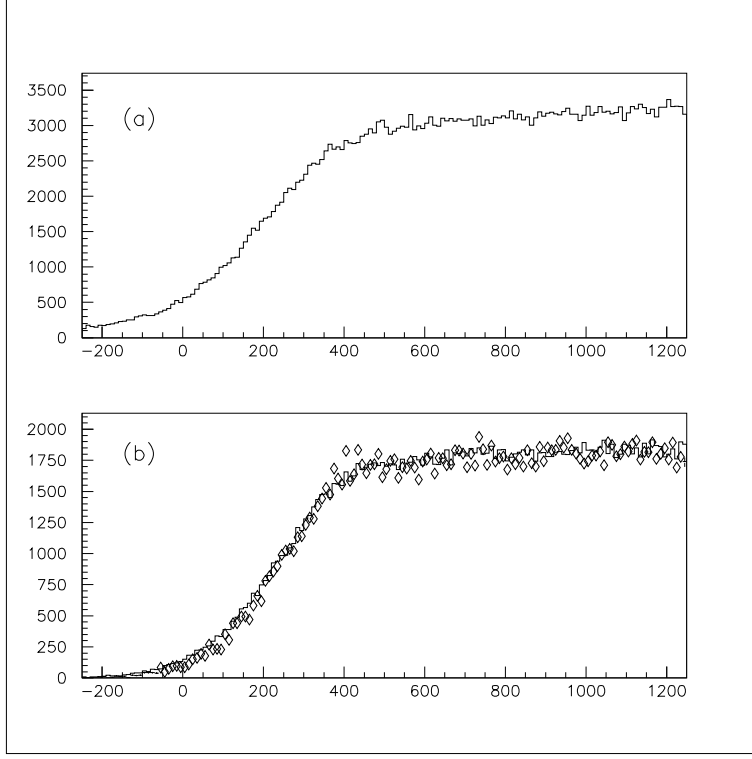


Figura IV.1: Distribuzioni di Z per eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ (a) e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ (b).

IV.1 Definizione operativa della misura

Svolgendo un procedimento del tutto analogo a quello che ha portato alla definizione III.4 di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ si può considerare la seguente definizione sperimentale di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$

$$BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) \frac{N_{ric}(K_L \rightarrow \gamma\gamma, I_E, I_Z)}{N_{ric}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0, I_E, I_Z)} \frac{\epsilon_{\pi^0\pi^0}}{\epsilon_{\gamma\gamma}}, \quad (IV.1)$$

Scorrendo i termini della IV.1 appare chiaro che alcuni risultati dell' analisi svolta nel capitolo precedente possono costituire un punto di partenza per la misura di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$. Per esempio, il termine $N_{ric}(K_L \rightarrow \gamma\gamma, I_E, I_Z)$ è già stato stimato con buona approssimazione negli intervalli $I_E=(70,170)$ *Gev*, $I_Z=(-250,1250)$ *cm* ed è riportato in Fig. IV.1(a) in funzione della

coordinata Z . D' altra parte, i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ sono ottenibili dalla ricostruzione degli eventi $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ svolta nel capitolo precedente, selezionando quelli per cui *non* sia rivelato un protone temporalmente correlato nel Tagger. Il numero di eventi ricostruiti $N_{ric}(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0, I_E, I_Z)$ è pure riportato in Fig. IV.1(b) in funzione della coordinata di decadimento Z . In questo caso è stata sovrapposta la distribuzione delle coordinate Z di decadimento (rombi) attesa dalle simulazioni, per far vedere che il campione di eventi ricostruito è con buona approssimazione costituito da decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Comunque, si tenga conto che, benchè presumibilmente pochi, entrambi i campioni di decadimento ricostruiti N_{ric} conteranno eventi di fondo. Dunque, scopo dell' analisi consisterà nell' individuarli e rigettarli, sino al livello di precisione desiderato. A questo proposito si consideri che fra i termini che definiscono la IV.1, $BR(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)$ è noto con errore del 2.1 % e costituisce (almeno allo stato attuale) il livello di precisione cui fare riferimento.

IV.2 Processi di fondo

In questo paragrafo vengono introdotti e brevemente discussi i processi di fondo ai decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ deducibili dalla lettura della tabella III.1, in cui sono riportati i principali modi di decadimento del K_L e del K_S .

IV.2.1 Processi di fondo al decadimento $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Dalla tabella III.1 del capitolo precedente si evince che i decadimenti neutri del K_L , che possono presentare quattro fotoni ricostruiti nel calorimetro elettromagnetico sono:

- $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ ($BR(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0) = (21.12 \pm 0.17)\%$)

quando due dei fotoni di decadimento vanno persi

- $K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ ($BR(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma) = (1.70 \pm 0.28) \cdot 10^{-6}$)

Ora, una eventuale ridefinizione dell'estremo superiore dell'intervallo I_Z è in grado di eliminare il primo tipo di fondo sino al livello desiderato, mentre il secondo rimane intoccato. Comunque,

$$\frac{BR(K_L \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma)}{BR(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)} = \frac{1.7 \cdot 10^{-6}}{9.36 \cdot 10^{-4}} = 1.8 \cdot 10^{-3}$$

e quindi un ordine di grandezza al di sotto del limite di precisione (2.1%) prefisso.

Fra i decadimenti carichi l'unico che merita attenzione è $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, in quanto avviene con grande frequenza ($K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 = (12.56 \pm 0.20)\%$) e non è trascurabile il caso in cui i due pioni carichi interagiscono adronicamente nel calorimetro elettromagnetico generando due sciame (in termini di lunghezza d'assorbimento λ , la profondità del calorimetro elettromagnetico vale $\sim 1.5\lambda$). In queste circostanze, può essere confuso per un decadimento $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Comunque, tali eventi possono essere identificati con facilità in quanto associati a due tracce nelle camere a deriva.

Infine dal fascio K_S provengono decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ che vengono scambiati per $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ quando la differenza fra tempo ricostruito dell'evento e tempo del protone (che ha generato il K_S decaduto) rivelato nel Tagger, è esterno alla finestra di correlazione temporale definita. Dalla Fig. III.13 si vede che anche questo fondo dovrebbe essere trascurabile e sarà valutato quantitativamente nel paragrafo dedicato alla ricostruzione degli eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

IV.2.2 Processi di fondo al decadimento $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

Dalla tabella III.1 si deduce che nel caso del $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, l'elenco dei processi di fondo con prodotti di decadimento persi, comprende i decadimenti neutri $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ e si estende anche ad eventi carichi. Fra questi, il più frequente è $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, ma non costituisce un problema aggiuntivo. Infatti una volta definita una regione di decadimento priva di eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, a maggior ragione (l'energia persa è di più) si ottiene una regione pure priva di eventi $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, oltre che $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Piuttosto, fra i decadimenti carichi può costituire un fondo apprezzabile il decadimento $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ ($BR(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu) = (38.78 \pm 0.27)\%$) in quanto, se il pione genera uno sciame nel calorimetro elettromagnetico allora viene scambiato come evento a due fotoni. Anche in questo caso, l'informazione proveniente dal sistema di tracciatura permette di identificare tali eventi (il caso $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ non costituisce problema poichè il muone non genera alcuno sciame nell'attraversamento del calorimetro, ma perde soltanto qualche centinaio di *Mev* d'energia per ionizzazione).

Infine, a differenza del caso $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ non c'è da aspettarsi alcun fondo apprezzabile, proveniente dai decadimenti del K_S con vertice di decadimento ricostruito nell'intervallo $(-250, 1250)$ *cm* cui si riferiscono le ricostruzioni riportate in Fig. IV.1. Infatti, il numero di decadimenti $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ provenienti dal fascio KS è del tutto trascurabile. D'altra parte, in Fig. III.11 è mostrato che il processo $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ è da considerarsi confinato nella regione spaziale $Z > 1300$ *cm*.

IV.3 La selezione degli eventi

In questo paragrafo vengono valutate le grandezze corrispondenti a quelle che nel capitolo precedente hanno guidato alla selezione degli eventi. Lo scopo consiste nell'individuare eventuali differenze che potrebbero migliorare la qualità dei campioni di eventi ricostruiti, o comunque accertarsi che le condizioni richieste sono altrettanto buone. Inoltre, viene definito un nuovo criterio di selezione per eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ e viene fissato l'intervallo I_Z entro il quale ricostruire gli eventi.

IV.3.1 Gli eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$

Gli eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ sono un sottoinsieme dei decadimenti $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, ottenibile richiedendo a ciascun evento $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ che *non* sia avvenuto in presenza di un protone temporalmente correlato nel Tagger. A questo scopo, si potrebbe applicare la selezione degli eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ svolta al capitolo precedente e scegliere quelli esterni al picco di Fig. III.13(a). Ciononostante, poichè il decadimento $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ è soggetto a processi di fondo che interessavano solo minimamente i $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, è necessario eseguire qualche miglioria.

In Fig. IV.2 sono riportati gli andamenti attesi per energia minima e massima dei quattro fotoni di decadimento (a) e l'andamento della distanza minima fra i quattro fotoni rivelati e non si evince alcuna differenza con il caso $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Al contrario, in Fig. IV.3(a) è mostrato l'andamento della variabile COG e si vede che la condizione $COG < 6cm$ può essere ridotta¹ a $COG < 4cm$,

¹Quest'osservazione potrebbe suggerire l'idea di ripristinare la ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ eliminando dal campione ricostruito $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ quei decadimenti con $COG < 4$ o addirittura 5 cm . Quest'idea non funzionerebbe, poichè verrebbero esclusi

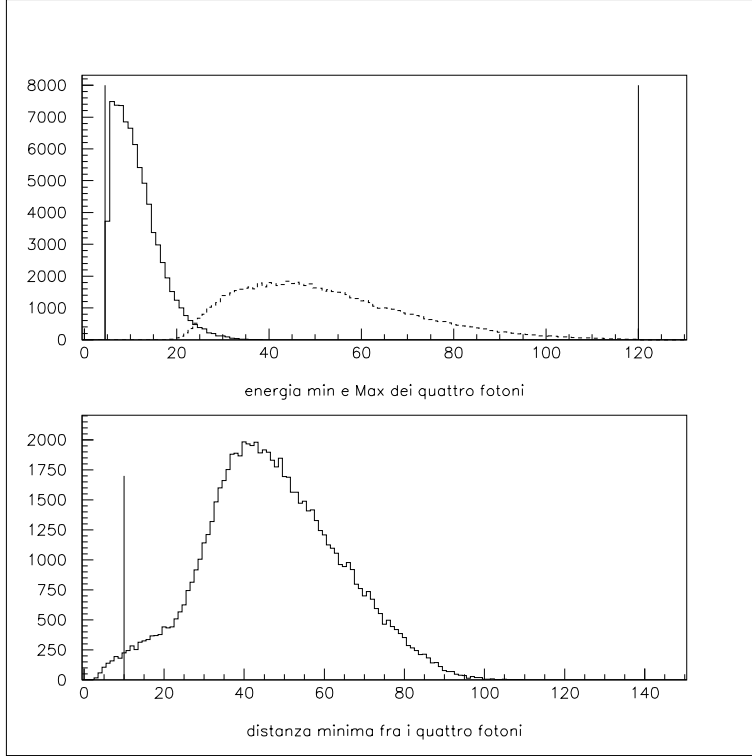


Figura IV.2: Configurazione cinematica dei fotoni di decadimento provenienti da eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

consentendo una più efficace eliminazione dei processi di fondo dovuti ai decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Comunque, a questo proposito risulta ben più selettiva un'altra condizione sui quattro fotoni ricostruiti: Se effettivamente provengono dal decadimento di un K^0 allora accoppiandoli a due a due secondo la relazione

$$m_{i,j} = \frac{\sqrt{E_i E_j r_{i,j}^2}}{Z_{vertice}} \quad i, j = 1, \dots, 4 \quad i \neq j$$

deve essere possibile due combinazioni che siano ciascuna compatibile, entro la risoluzione del rivelatore, con la massa del π^0 da cui presumibilmente tanti $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ e rimarrebbero troppi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ con $COG < 4$ (o 5) cm.

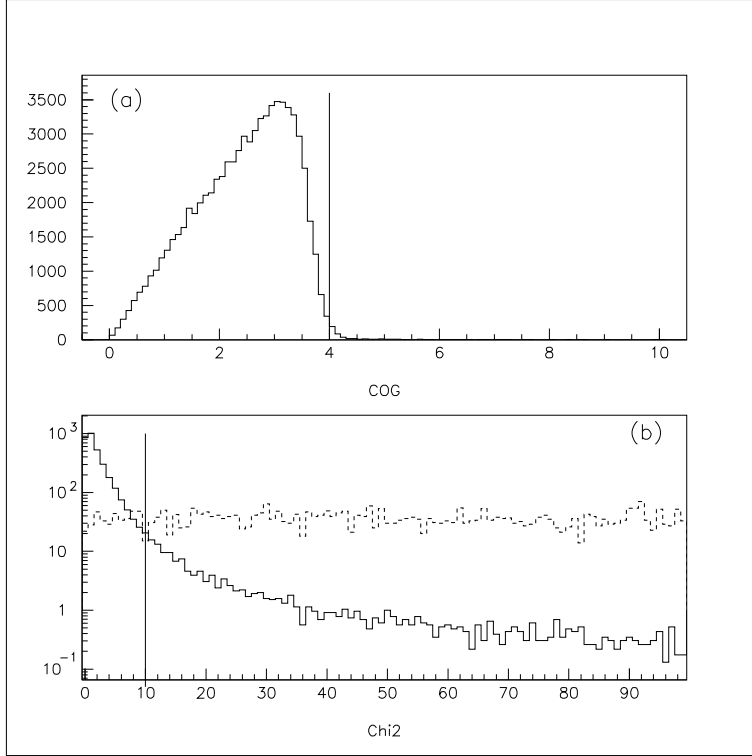


Figura IV.3: Tagli imposti alle variabili COG (a) e χ^2 (b).

provengono². Proseguendo su quest' idea, l' analisi usuale di NA48 definisce la variabile

$$\chi^2 = \left[\frac{(m_1 + m_2)/2 - m_{\pi^0}}{\sigma_+} \right]^2 + \left[\frac{(m_1 - m_2)/2}{\sigma_-} \right]^2$$

dove $\sigma_{\pm}$ sono le risoluzioni di $(m_1 + m_2)/2$ osservate nei dati (cioè valutate ad ogni evento a partire dall' energia ricostruita per ciascun fotone). La variabile χ^2 permette di correlare i valori delle due masse ricostruite, aggiungendo selettività alla più blanda richiesta che entrambe le masse ricostruite valgano circa quella del π^0 . In Fig. IV.3(b) è mostrata la distribuzione della variabile

²Poichè $\tau_{\pi^0} = (8.4 \pm 0.6) \cdot 10^{-17} sec$, a tutti gli effetti, il vertice di decadimento dei due π^0 prodotti nel decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ coincide con il vertice di decadimento del K_L^0 stesso.

χ^2 per un campione di dati simulati $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ (linea continua) e $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ (linea tratteggiata). I valori di χ^2 per eventi di fondo, si estendono sino ad un migliaio e quantitativamente il taglio $\chi^2 < 10$ elimina l' 88,3% del fondo $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ contro il 7.4% di dati buoni (ed è ovvio che i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ sono eliminati nella quasi totalità).

IV.3.2 Gli eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

In questo caso, i criteri di selezione imposti nel capitolo precedente, rimangono quasi inalterati. In Fig. IV.4 si vede che la cinematica di decadimento differisce solo di poco da quella del caso $K_S \rightarrow \gamma\gamma$. In particolare, il valore

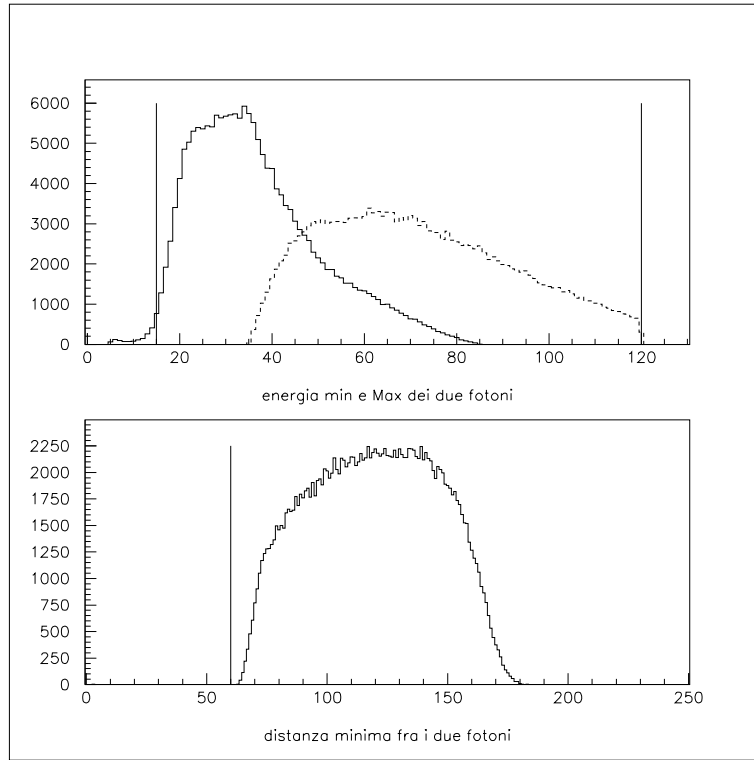


Figura IV.4: Configurazione cinematica dei fotoni provenienti dai decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$.

della distanza minima fra i due fotoni potrebbe essere innalzato di una decina di *cm* restringendo la zona cinematica in cui si trovano i due fotoni del processo di fondo $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (che si estende dal raggio minimo al raggio massimo del calorimetro), ma l'effetto sarebbe piccolo e quindi non verrà fatto. Al contrario, come nel caso $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, risulta opportuno ridefinire il massimo valore della variabile COG a 4 *cm*. Si osservi che una tale condizione su COG, esclude anche una grande frazione di eventi $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$, in quanto il neutrino non viene rivelato e quindi il centro di massa ricostruito per l'evento è nella maggior parte dei casi molto spostato rispetto a quello vero. Per finire, va considerato un criterio che elimini il fondo dovuto ai decadimenti neutri delle particelle Λ generate all'altezza delle targhette KS e KL, non discusso nel paragrafo II poichè non prevedibile a partire dai decadimenti dei K^0 , ma la ricostruzione degli eventi ne ha evidenziato l'importanza. Si tratta di decadimenti $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ ($BR(\Lambda \rightarrow n\pi^0) = (38.8 \pm 0.5)\%$) con un fotone di decadimento perso e il neutrone che interagisce nel calorimetro elettromagnetico. Per eliminare tale fondo, si può richiedere che il rapporto fra energia ricostruita nel calorimetro adronico e quella ricostruita nel calorimetro elettromagnetico sia minore di quella rilasciata dai fotoni. A questo proposito, in Fig. IV.5 è mostrato l'andamento atteso per tale rapporto e si è scelto il valore limite 0.1, indicato con la barra verticale.

IV.3.3 Scelta dell'intervallo I_Z

Osservando le due distribuzioni ottenute per la coordinata Z del vertice di decadimento sia per eventi ricostruiti come $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ che $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, appare chiaro porre il limite inferiore di I_Z al valore $Z=200$ *cm*. Infatti, questo valore corrisponde ad un giusto compromesso fra l'esigenza di raccogliere statistica ed il rischio di esposizione ingiustificata a processi di fondo. Non

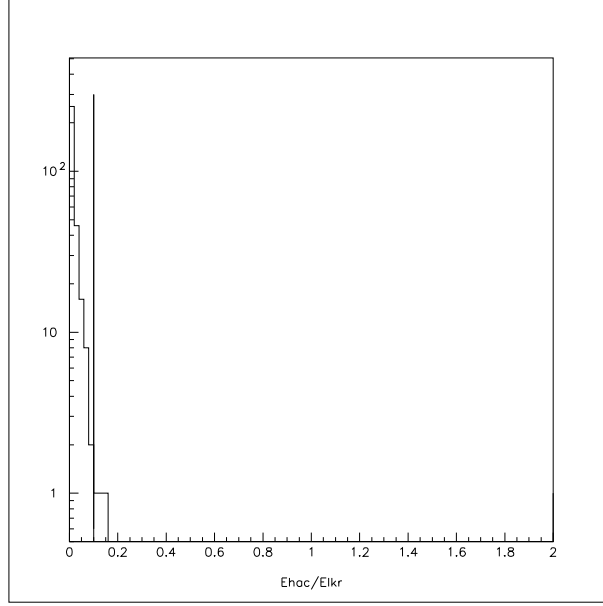


Figura IV.5: Rapporto fra energia rilasciata nel calorimetro adronico e calorimetro elettromagnetico, per fotoni il cui sciame prodotto non si esaurisce nel calorimetro elettromagnetico.

è altrettanto ovvio stabilire la giusta scelta dell' estremo superiore. Infatti, sono state poste delle condizioni che limitano l' ammontare del fondo con due fotoni persi (i valori delle variabili COG e χ^2), ma c' è comunque da aspettarsi una qualche frazione di eventi residui di fondo. Va dunque verificata la scelta di un opportuno estremo superiore di I_Z , svolgendo una simulazione di eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ ricostruiti come falsi decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ e scegliendo l' estremo superiore di I_Z in maniera tale che il rapporto fra falsi eventi e veri eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, ricostruiti con energia compresa in $I_E \equiv (70, 170) \text{ GeV}$ e coordinata Z del vertice di decadimento compresa nell' intervallo $I_Z \equiv (200, Z_{max})$ sia minore di un valore prefissato. In formule, le quantità da calcolare sono

$$\frac{N_{ric}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, I_E, (200, Z_{max}))}{N_{ric}(K_L \rightarrow \gamma\gamma, I_E, (200, Z_{max}))}$$

per quanto riguarda i decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ e

$$\frac{N_{ric}(K_L \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 4\gamma, I_E, (200, Z_{max}))}{N_{ric}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0, I_E, (200, Z_{max}))}$$

per quanto riguarda i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$.

Le quantità precedenti sono riportate, in funzione di Z, in Fig. IV.6 ed è ovvio concludere che la regione indicata dalla freccia contiene un numero di eventi di fondo del tutto trascurabile e potrebbe essere estesa a valori maggiori (non verrà fatto nel seguito poichè la statistica a disposizione per la misura non ha bisogno di essere incrementata).

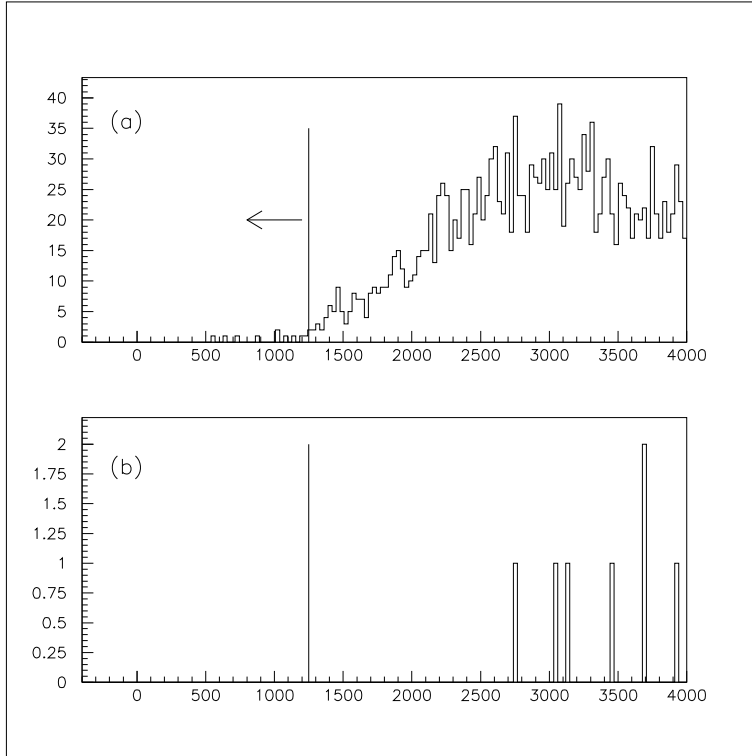


Figura IV.6: Distribuzioni di Z per eventi di fondo $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (a) e $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma\gamma$ (b).

IV.4 Ricostruzione degli eventi

A questo punto, applicando i criteri di selezione visti al paragrafo precedente, si possono ricavare i due campioni di decadimento del K_L che definiscono $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$.

IV.4.1 Gli eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$

L'azione dei criteri di selezione per eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ è riportata in tabella IV.1, mentre in Fig. IV.7 sono mostrati alcuni grafici di interesse ai fini della valutazione del livello di purezza del campione di eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ ottenuto.

In (a) è mostrata la differenza di tempo di ciascun evento a quattro sciami nel calorimetro elettromagnetico (cioè candidato $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$) eseguita rispetto al tempo di ognuno dei quattro sciami rivelati. Le due barre verticali mostrano la definizione di finestra di correlazione temporale fra i quattro sciami, mentre il livello costante è una misura dell'attività accidentale nel rivelatore. L'attività accidentale che si sovrappone agli eventi candidati $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ è una frazione dell'ordine di 10^{-5} , del tutto trascurabile.

In (b) è mostrata la differenza di tempo fra ciascun evento (all'interno del campione che soddisfa tutte le condizioni di tabella IV.1 sino a χ^2) e la traccia rivelata nello spettrometro magnetico, con tempo più vicino all'evento. Gli eventi fra le due barre, sono identificabili come fondo $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, mentre quelli all'esterno sono da considerarsi attività accidentale nello spettrometro. Anche questo tipo di fondo, valutabile come 0.3% del campione di $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ finale, è trascurabile.

In (c) è mostrata la differenza di tempo di ciascun evento ricostruito come $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, rispetto al protone, fra quelli rivelati nel Tagger, che presenta istante di impatto più vicino al tempo dell'evento. Nella regione interna

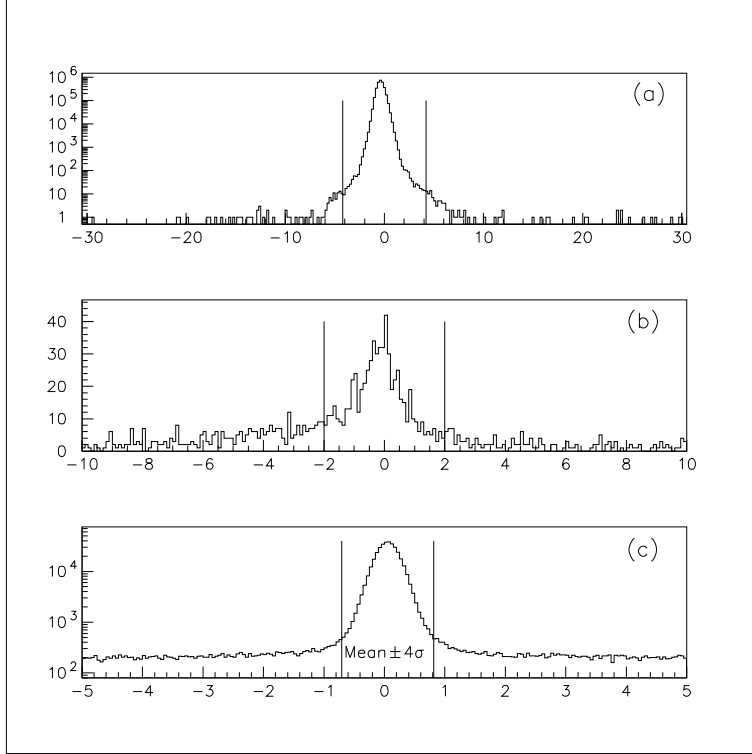


Figura IV.7: Grafici di interesse ai fini della valutazione del livello di purezza del campione di eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ottenuto.

alle due barre si trova la quasi totalità di decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ più una piccola frazione di $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ corrispondente al livello costante di cui il picco è rialzato. D'altra parte, la regione esterna è popolata dai decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$, più una piccola frazione di eventi di fondo $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ appartenenti alle code del picco. Poichè tale picco è una distribuzione gaussiana, gli eventi esterni alla regione fra le barre sono lo 0.2 % di quelli che si trovano al loro interno. Questo corrisponde ad una frazione di eventi di fondo $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ presenti fra i $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ risultanti dopo l'applicazione di tutti i criteri di selezione, pari a (circa) 0.4%, cioè trascurabile.

Prima di passare alla ricostruzione degli eventi $K_L \rightarrow \gamma \gamma$ è importante fare

un' importante puntualizzazione: Nel paragrafo dedicato alla selezione degli eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ è stata rimarcata la grande efficacia di condizioni imposte sulle variabili COG e soprattutto χ^2 ai fini dell' eliminazione del fondo $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (e $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$). Eppure, la lettura della tabella IV.1 sembrerebbe mostrare una scarsa selettività soprattutto della condizione su χ^2 , dunque viene da domandarsi se gli eventi $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ siano stati eliminati e in caso di risposta affermativa, da quale condizione. Ora, sul fatto che siano stati rigettati non c' è dubbio, a giudicare dal grafico (b). La ragione per cui l' azione della condizione su χ^2 si presenti tanto blanda consiste nel fatto che il campione di dati sperimentali usato per l'analisi non proviene direttamente dall'acquisizione dati, ma ha subito una preselezione, in cui la stragrande maggioranza di eventi $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ e $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ vengono eliminati. In particolare, è stato richiesto che eventi con sciame rivelati nel calorimetro elettromagnetico presentino [18]:

1. $E_{\gamma_i} > 2 \text{ Gev}$
2. $\sum_i E_{\gamma_i} > 60 \text{ Gev}$
3. $COG < 15 \text{ cm}$
4. $\chi^2 < 20$
5. $Z_{vertex} < 1300 \text{ cm}^3$

Inoltre è richiesto il verificarsi di altre condizioni, che hanno l' effetto di eliminare dal campione di dati la quasi totalità degli eventi $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$. Si osservi che sarebbe ridondante riportare e quindi discutere tali condizioni

³Questa condizione non fa parte della preselezione ufficiale, ma aggiunta ai fini privati di quest' analisi.

aggiuntive, quindi non viene fatto. È sufficiente considerare che poichè applicano solamente su eventi carichi, lasciano intoccati i campioni di decadimento $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ eliminando *solo* eventi di fondo.

I decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	
Criterio di selezione	N° eventi
4 γ	1066308
4 γ buoni *	791484
4 γ temporalmente correlati	790072
$70 < E_{\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4} < 170 \text{ Gev}$	713061
$COG < 4 \text{ cm}$	555940
$\chi^2 < 10 \text{ cm}$	553120
$ T_{ev} - T_{traccia} > 2 \text{ nsec}$	552494
$ T_{ev} - T_{prot} > mean + 4\sigma$	191439
$200 < Z_{vertice} < 1250 \text{ cm}$	182261

* cioè con energia $5 < E < 120 \text{ Gev}$, distanza l' uno dall' altro $> 10 \text{ cm}$ e $> 4 \text{ cm}$ dalle celle note non funzionanti, raggio d' impatto R sul calorimetro $14.5 < R < 130 \text{ cm}$

Tabella IV.1: Effetto dei criteri di selezione sugli eventi a 4γ .

IV.4.2 I decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$

In analogia al caso $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, viene riportata in tabella IV.2 l' azione dei criteri di selezione applicati, mentre in Fig. IV.8 sono riportati i grafici ritenuti importanti ai fini della valutazione del grado di purezza del campione $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ ottenuto. Però, prima di commentare i risultati, è importante spiegare un' esigenza importante della ricostruzione: La tecnica impiega-

ta nel paragrafo precedente per discernere fra i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ all' interno del campione di eventi $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, esclude una frazione di eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Con riferimento alla Fig. IV.7(c), vengono eliminati tutti quei $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ che avvengono in presenza di un protone rivelato nel Tagger all' interno della finestra temporale “mean $\pm 4\sigma$ ” (corrispondenti al livello costante di cui il picco è rialzato). A questo punto, l' analisi può procedere, o cercando di recuperare tali eventi, oppure eliminando i corrispondenti eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$, altrimenti si introduce un errore sistematico nel calcolo di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$. Poichè la seconda scelta, è la più semplice da mettere in pratica, poichè così facendo non si riduce significativamente la statistica raccolta, allora sono stati eliminati quei candidati $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ che avvengono in presenza di un protone rivelato nel Tagger entro la finestra temporale “mean $\pm 4\sigma$ ”. Di riflesso, viene eliminato pure il fondo $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$ proveniente dal fascio KS, il cui ammontare è di per sè così piccolo che non avrebbe richiesto un tale taglio.

Passando ai grafici di Fig. IV.8, in (a) è mostrata la differenza di tempo di ciascun evento a due sciami nel calorimetro elettromagnetico (cioè candidato $K^0 \rightarrow \gamma\gamma$) rispetto ad ognuno dei due sciami rivelati. Le due barre verticali mostrano la definizione di finestra di correlazione temporale fra i due sciami, mentre il livello costante è una misura dell'attività accidentale nel rivelatore. L'attività accidentale che si sovrappone agli eventi candidati $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ è anche in questo caso una frazione dell' ordine di 10^{-5} , del tutto trascurabile. In (b), è mostrata la differenza di tempo fra ciascun evento candidato $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ e la traccia rivelata nello spettrometro magnetico, con tempo più vicino all'evento. Gli eventi del picco, sono identificabili come fondo $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$, mentre quelli appartenenti al livello costante (in realtà si tratta di una distribuzione triangolare con massimo in zero) di cui il picco è rialzato (sia all'

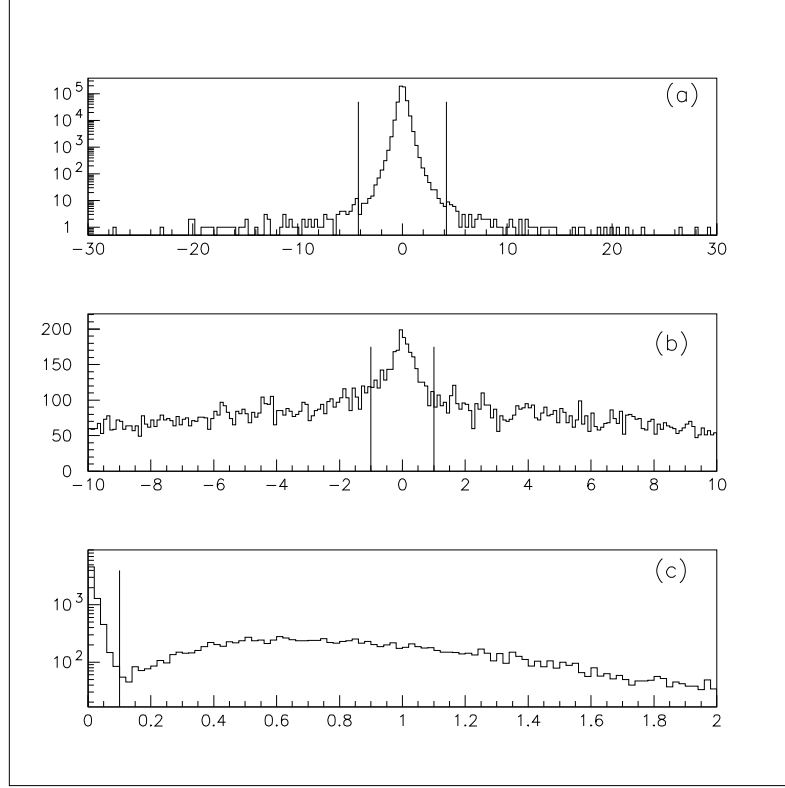


Figura IV.8: Grafici di interesse ai fini della valutazione del livello di purezza del campione di eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ ottenuto.

interno che all' esterno della regione fra le due barre), sono da considerarsi attività accidentale nello spettrometro. Anche questi eventi costituiscono una frazione di fondo trascurabile, valutabile contando tutti gli eventi compresi fra le due barre e sottraendogli il livello costante, quindi ottenendo come risultato il valore (circa) 0.3% (mentre gli eventi buoni eliminati sono una frazione di 0.4% del campione finale).

Infine, in (c) è riportato il rapporto fra energia ricostruita nel calorimetro adronico e nel calorimetro elettromagnetico per eventi che coinvolgono pure il calorimetro adronico. Con riferimento alla Fig. IV.5, gli eventi a destra

della barra verticale, vengono rigettati. Estrapolando la curva degli eventi di fondo, a valori minori di 0.1 (cioè il valore corrispondente al taglio) , è ovvio concludere che gli eventi residui costituiscono anche in questo caso una percentuale trascurabile.

I decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$	
Criterio di selezione	N^o eventi
2γ	590598
2γ buoni *	520845
2γ temporalmente correlati	520756
$E_{\gamma_i} > 15 \text{ Gev}$	520444
distanza $\gamma_1, \gamma_2 > 60 \text{ cm}$	519688
$70 < E_{\gamma_1+\gamma_2} < 170 \text{ Gev}$	505052
$COG < 4 \text{ cm}$	387770
$ T_{ev} - T_{traccia} > 1 \text{ nsec}$	384960
$E_{calo.adron}/E_{calo.elettr} < 0.1$	370855
$ T_{ev} - T_{prot} > mean + 4\sigma$	354121
$200 < Z_{vertice} < 1250 \text{ cm}$	330039

* cioè con energia $5 < E < 120 \text{ Gev}$, distanza l' uno dall' altro $> 10 \text{ cm}$ e $> 4 \text{ cm}$ dalle celle note non funzionanti, raggio d' impatto R sul calorimetro $14.5 < R < 130 \text{ cm}$

Tabella IV.2: Effetto dei criteri di selezione sugli eventi a 2γ .

IV.5 Le accettanze

Nel paragrafo precedente sono stati ricostruiti i campioni di decadimento del K_L utili ai fini della misura di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$. Per escludere gli eventi di fondo, sono stati eseguiti i tagli di cui alle tabelle IV.1 e IV.2. Tali tagli sono necessari, ma producono anche l'inevitabile conseguenza d'eliminare una frazione di eventi buoni, che va stimata e se rilevante, aggiunta a posteriori al campione ricostruito. Disponendo di un programma di simulazione dell'esperimento, la via più diretta per recuperare gli eventi buoni scartati e in generale tutti quei buoni eventi che non vengono ricostruiti (per esempio perchè la cinematica di decadimento è tale che i prodotti di decadimento non viaggiano entro l'angolo d'accettazione dei rivelatori), consiste nel calcolare la probabilità di ricostruire i decadimenti desiderati. Tali probabilità di rivelazione, indicate nei paragrafi precedenti come $\epsilon_{\pi^0\pi^0}$ ed $\epsilon_{\gamma\gamma}$, possono essere valutate a partire dalla simulazione di un numero statisticamente significativo di eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_L \rightarrow \gamma\gamma$. Quindi, conteggiando i decadimenti che vengono ricostruiti con energia e posizione della coordinata Z di decadimento entro gli intervalli I_E ed I_Z prescelti per l'analisi, si valuta il rapporto fra il numero di eventi ricostruiti e numero di eventi avvenuti, così ottenendo le quantità ϵ . A questo proposito, le tabelle IV.3 e IV.4 ne mostrano passo passo il calcolo svolto. Scorrendo le voci riportate, si osserva la mancanza dei criteri di selezione che coinvolgono il sistema di tracciatura ed il calorimetro adronico. La spiegazione sta nel fatto che il numero di eventi buoni eliminati da tali tagli è un numero trascurabile rispetto all'ammontare del campione risultante (v. paragrafo precedente), quindi non c'è bisogno di recuperarli. Poi, per quanto riguarda le due voci "campione globale" e "campione parziale", bisogna considerare che la risoluzione del rivelatore, per quanto buona, è pur sempre finita e di conseguenza può verificarsi la possibilità di

$\epsilon_{\pi^0\pi^0}$	
Campione globale	1250000 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ con $E \in (50, 190)$ e $Z_{vertice} \in (-600, 1450)$
Campione parziale	390055 $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ con $E \in (70, 170)$ e $Z_{vertice} \in (200, 1250)$
criterio di selezione	N^o eventi
4 γ	200866
Raggio d' impatto $R_{\gamma_i} > 14.5 \text{ cm}$	165564
Raggio d' impatto $R_{\gamma_i} < 130 \text{ cm}$	164741
distanza da celle non funzionanti $> 2 \text{ cm}$	127770
$E_{\gamma_i} > 5 \text{ Gev}$	99792
$E_{\gamma_i} < 120 \text{ Gev}$	99438
distanza fra ogni coppia $\gamma_i, \gamma_j > 10 \text{ cm}$	98136
$70 < E_{\gamma_1+\gamma_2+\gamma_3+\gamma_4} < 170 \text{ Gev}$	84440
$COG < 4 \text{ cm}$	83989
$\chi^2 < 10$	83877
$200 < Z_{vertice} < 1250 \text{ cm}$	68086

Tabella IV.3: Accettanze per eventi $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$.

$\epsilon_{\gamma\gamma}$	
Campione globale	1000000 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ con E $\in$ (50,190) e $Z_{vertice}$ $\in$ (-600,1450)
Campione parziale	313389 $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ con E $\in$ (70,170) e $Z_{vertice}$ $\in$ (200,1250)
criterio di selezione	N^o eventi
2 γ	324801
Raggio d' impatto $R_{\gamma_i} > 14.5 \text{ cm}$	314312
Raggio d' impatto $R_{\gamma_i} < 130 \text{ cm}$	313260
distanza da celle non funzionanti $> 2 \text{ cm}$	274011
$E_{\gamma_i} > 15 \text{ Gev}$	267182
$E_{\gamma_i} < 120 \text{ Gev}$	252428
distanza $\gamma_1, \gamma_2 > 60 \text{ cm}$	250944
$70 < E_{\gamma_1+\gamma_2} < 170 \text{ Gev}$	196209
$COG < 4 \text{ cm}$	194613
$200 < Z_{vertice} < 1250 \text{ cm}$	154414

Tabella IV.4: Accettanze per eventi $K_L \rightarrow \gamma\gamma$.

ricostruire negli intervalli I_E ed I_Z prescelti, decadimenti che in realtà sono avvenuti al di fuori. Quest' eventualità viene inclusa nel calcolo, simulando decadimenti che si distribuiscono su intervalli più ampi di I_E ed I_Z e confrontando il numero di decadimenti ricostruiti in I_E ed I_Z con *i soli* avvenuti entro I_E ed I_Z . Infine, per quanto riguarda l' errore da associarsi alle quantità precedenti, verrà considerato che il numero di eventi ricostruiti si distribuisce secondo legge binomiale. In questo modo, indicando con p la probabilità che un evento sia ricostruito, con $q=(1-p)$ la probabilità che non lo sia e con N il numero di eventi simulati, risulta

$$\sigma_\epsilon = \frac{\sqrt{Npq}}{N},$$

dove N può essere scelto sufficientemente grande da rendere il contributo all' errore su $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ dovuto alle ϵ , piccolo rispetto a quello derivante dagli altri termini.

IV.6 Il risultato della misura

In conclusione, dalle tabelle IV.4 e IV.3 si ottengono i valori delle accettanze

$$\begin{aligned}\epsilon_{\gamma\gamma} &= 0.4927 \pm 0.0008, & \text{con errore percentuale } 0.2\% \text{ e} \\ \epsilon_{\pi^0\pi^0} &= 0.1745 \pm 0.0006, & \text{con errore percentuale } 0.4\%.\end{aligned}$$

Inoltre, dalle tabelle IV.2 e IV.1 si ha

$$\begin{aligned}N_{ric}(K_L \rightarrow \gamma\gamma, I_E, I_Z) &= 330039 \pm 574 & \text{con errore percentuale } 0.2\% \text{ e} \\ N_{ric}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0, I_E, I_Z) &= 182261 \pm 427 & \text{con errore percentuale } 0.2\%.\end{aligned}$$

Tenendo conto che[4]

$$BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0) = (9.36 \pm 0.20) \cdot 10^{-4},$$

il risultato della misura è

$$BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma) = (6.00 \pm 0.12) \cdot 10^{-4}$$

con errore percentuale

$$\frac{\sigma_{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)}}{BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)} = 2.1\%.$$

È importante sottolineare che l' errore di misura è dominato dalla precisione con cui è attualmente noto $BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)$.

Considerando che i termini che definiscono $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ sono stati qui misurati con precisione di qualche permille e che l' analisi è stata condotta su un campione di statistica pari a circa il 10% di quello finale, si può prevedere che NA48, al suo termine, sarà potenzialmente in grado di misurare $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ con precisione forse anche migliore del per mille. Questo dipende da quanto meglio sarà conosciuto il valore di $BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)$.

Capitolo V

Conclusioni

In questa tesi è stato mostrato che, con l'attuale metodo di presa dati, NA48 non è in grado di eseguire una misura significativa del valore di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. La ragione consiste nell'ingente ammontare di decadimenti $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ provenienti dal fascio KL. Per questo motivo, ma anche per studiare altri modi di decadimento rari del K_S , la collaborazione di NA48 ha deciso di eseguire alcuni periodi di presa dati senza utilizzare il fascio KL¹. Alla luce di questo sviluppo, lo studio eseguito al capitolo III risulta molto utile. In particolare, al paragrafo III.4 è stato stimato l'errore statistico percentuale sulla misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ che ci si aspetta in base al campione di $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ ricostruito. Questo fa sì, che se durante l'acquisizione dati si svolge la semplice ricostruzione degli eventi $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ che avvengono entro gli intervalli I_E ed I_Z di cui al capitolo III, allora viene stimato contemporaneamente il livello di precisione statistica che si raggiungerà nella misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$. D'altra parte, nel paragrafo III.2.2 è spiegato che l'errore sistematico sulla misura di $BR(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ soffre della precisione con cui è noto il valore di $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$. A questo proposito si consideri l'analisi svolta al capi-

¹ed aumentando di un fattore ~ 100 l'intensità del fascio KS.

tolo IV. Si è visto che NA48 è in grado di misurare $BR(K_L \rightarrow \gamma\gamma)$ con precisione del 2.1%, migliore del precedente valore 2.5% [4]. In realtà, sia la quantità di dati acquisiti che il metodo d'analisi proposti, sono tali da consentire una precisione ancora migliore (circa un ordine di grandezza). L'errore di misura risulta dominato dalla precisione con cui è attualmente noto $BR(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)$, cioè proprio 2.1% [4].

Capitolo VI

Un modulo d' elettronica per l' esperimento

Nel corso della mia esperienza di tesi, mi è stata data la possibilità di partecipare alla progettazione, realizzazione e verifica di funzionamento di un modulo d'elettronica implementato per la presa dati del 1999 ed attualmente in uso. Un modulo che risulta fondamentale ai fini della presa dati, in quanto fornisce segnali necessari per la lettura dell' elettronica dei rivelatori e per il funzionamento della catena d' acquisizione dati.

Nelle sezioni seguenti spiego le esigenze per cui è stato disegnato, la logica circuitale e mostro alcune prove condotte prima dell' implementazione.

VI.1 Le funzioni richieste

Ogni 14.4 sec., l' acceleratore SPS fornisce all' esperimento un pacchetto di protoni che si estende per una durata temporale di 2.4 sec. In questo intervallo di tempo sono presenti i fasci KL e KS che NA48 impiega e si verificano i decadimenti dei mesoni K^0 . Affinchè i rivelatori si trovino pronti per l'

acquisizione dati, ciascun pacchetto viene accompagnato da tre segnali elettrici (in logica digitale NIM) WWE, WE ed EE di nota distanza temporale l'uno rispetto all' altro, come illustrato in Fig. VI.1. WWE(Warning Warning

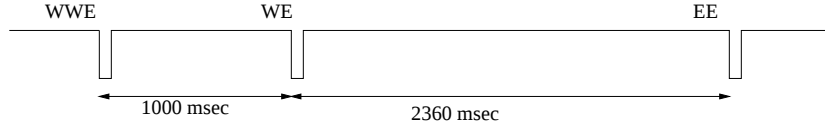


Figura VI.1: Distanza temporale fra i segnali WWE, WE ed EE.

Ejection) è il primo segnale ed avvisa con 1000 msec. d' anticipo l' arrivo di un nuovo pacchetto. WE(Warning Ejection) viene inviato dall' SPS insieme ai primi protoni del pacchetto. EE(End Ejection) indica la fine del pacchetto. A questo punto, la prima richiesta al modulo d' elettronica di cui mi sono occupato consiste nel generare due segnali EC ed ET, ritardati rispetto ad EE di una quantità di tempo impostabile a seconda delle esigenze della presa dati. EC(End Calibration) segna la fine del periodo di calibrazioni che NA48 svolge contemporaneamente alla presa dati e l' inizio del periodo entro il quale eseguire eventuali test delle apparecchiature d' acquisizione. ET(End Test) indica la fine del periodo di tempo a disposizione per tali test. Durante l' estate di quest' anno i segnali EC ed ET sono stati ritardati rispetto ad EE delle quantità riportate in Fig. VI.2.

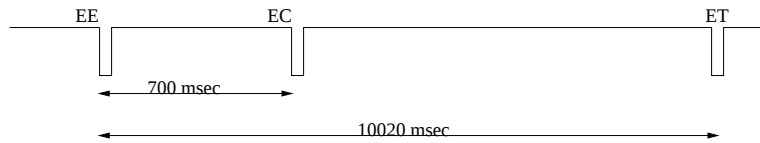


Figura VI.2: Distanza temporale fra i segnali EC, ET ed EE.

Al fine di rendere possibili i test anche nei periodi di non presa dati, al modulo è stata fatta una seconda richiesta che consiste nel simulare i segnali

dell' SPS quando questo si trova spento. Infatti, l' elettronica di lettura dei rivelatori è stata realizzata in modo tale da far uso dei segnali dell' SPS, in mancanza dei quali, non funziona.

Infine, viene richiesta una certa flessibilità, nel senso che sia possibile riformare i segnali d' uscita con ampiezza temporale che vada da qualche centinaio di $nsec.$ a qualche centinaio di $\mu sec.$ e sia possibile simulare un ciclo dell' SPS con periodo di qualche secondo maggiore di quello attuale¹, in previsione degli sviluppi futuri di NA48.

VI.2 Logica del circuito e tecnologia utilizzata per lo sviluppo

Negli anni '97 e '98, la simulazione dei segnali dell' SPS veniva effettuata per mezzo di un modulo generatore d' onda quadra ad 1 KHz e due moduli Dual timer. I segnali ET ed ET venivano realizzati mediante uso di due moduli di ritardo di vecchia costruzione Caen:

A ciascun modulo veniva dato in ingresso il segnale EE e quindi ritardato di una quantità di tempo impostabile tramite controlli posti sul pannello frontale. In questo modo venivano prodotti in uscita i segnali EC ed ET una volta selezionato il desiderato ritardo fra ingresso ed uscita. Probabilmente a causa dell' età, i moduli ritardatori Caen hanno mostrato, nel corso del 1998, indesiderati malfunzionamenti e da qui l' esigenza di sostituirli. Ciononostante, non sono più attualmente in commercio, nè altra casa costruttrice produce moduli che realizzino ritardi dell' ordine di 1 $sec.$ e tanto più 10 $sec.$

¹L' anno prossimo , la durata del pacchetto di protoni verrà aumentata a 7-8 $sec.$ in modo da collezionare un numero maggiore di decadimenti del K_0 per pacchetto, ma questo richiede di aumentare di qualche secondo pure il ciclo dell' SPS.

fra un segnale in ingresso e in uscita. Il criterio di realizzazione dei segnali EC ed ET mediante il nuovo modulo di cui mi sono occupato fa uso dell'idea di ritardo sopra esposta, sviluppata impiegando interamente logica digitale. Per questa ragione, in prima approssimazione, può essere considerato un modulo di ritardo digitale e da qui il nome che gli è stato dato, cioè DigDel(Digital Delay).

VI.2.1 La logica circuitale

La logica circuitale che permette di ritardare il segnale in ingresso è illustrata in Fig. VI.3

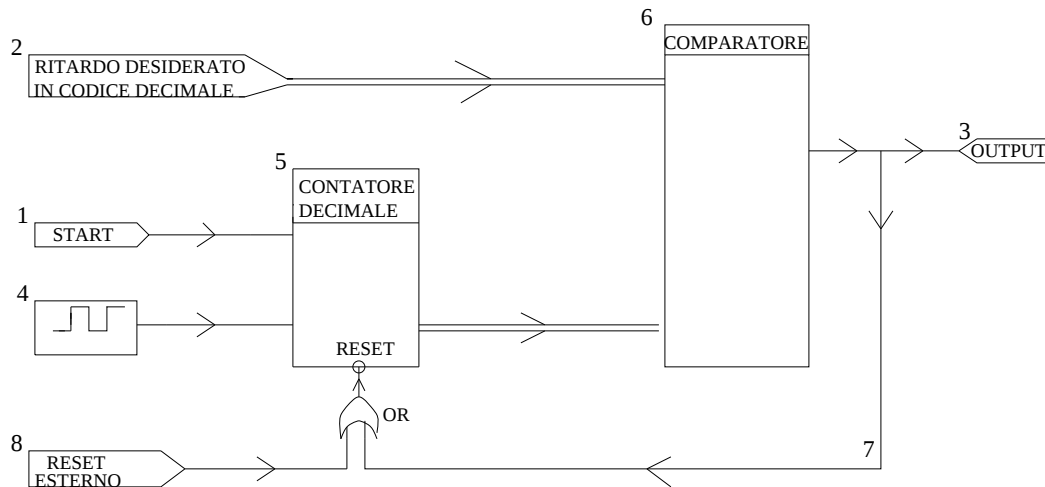


Figura VI.3: La logica che realizza il ritardo.

1. è il segnale da ritardare ed ha il compito di far partire un contatore
2. è un codice decimale che indica il ritardo che si desidera realizzare
3. è il segnale d'uscita

4. è un generatore d' onda quadra con periodo T , dove T è stato scelto pari a $T=1 \text{ msec.}$ ²
5. è un contatore decimale che s' incrementa di un' unità ad ogni fronte di salita che riceve in ingresso
6. è un comparatore, cioè riceve il conteggio proveniente dal contatore e lo compara con il codice di ritardo impostato, producendo un segnale logico 'vero' in scita, quando i due valori in ingresso sono uguali.
7. è un segnale identico all' uscita OUTPUT, ma disponibile solo all' interno del circuito. Quando corrisponde alla condizione di 'vero', azzerava il contatore, per renderlo pronto ad un nuovo conteggio.
8. è un segnale di azzeramento del contatore, inviato automaticamente all' accensione del circuito, in modo da renderlo pronto al conteggio.

A questo punto, noto il periodo T , si può ottenere il desiderato ritardo fra ingresso e uscita, impostando il codice decimale di ritardo, in unità di T . Per questo motivo, l' oscillatore può essere considerato il cuore del sistema e dal suo periodo dipende la granularità di ritardo concessa. Per esempio, scegliendo $T=1 \text{ msec.}$ si può impostare il ritardo a passi di 1 msec. Inoltre, la risoluzione con cui il ritardo viene effettuato è pure legata al periodo T , in quanto all' arrivo del segnale START, il primo conteggio del contatore non avviene contemporaneamente, ma bisogna aspettare un tempo compreso nell' intervallo $(0,T)$. Le prestazioni ottenute nella realizzazione del ritardo, sono mostrate negli istogrammi 1 e 2 di fine capitolo (sia queste, che le successive

²In realtà è ottenuto a partire da un clock al quarzo con $T=100 \text{ nsec}$, dopo uno stadio di divisione di frequenza. La motivazione di questa complicazione risiede principalmente nell' esigenza di lavorare con un clock affidabile. Esigenza pienamente assolta dagli oscillatori al quarzo, ma disponibili a partire da frequenze d' oscillazione di qualche MHz .

verifiche di funzionamento, sono state condotte a modulo completato.)

La logica che realizza la simulazione dei segnali dell' SPS, confida sugli stessi concetti di comparatore e contatore precedenti. Per sviluppare un progetto che segua un criterio 'modulare', la simulazione del periodo dell' SPS e la temporalizzazione dei segnali simulati WWE, WE ed EE è stata divisa in due blocchi logici. In Fig. VI.4 è riportata la logica che realizza la desiderata frequenza del segnale WWE. Il simbolismo usato è del tutto simile a quel-

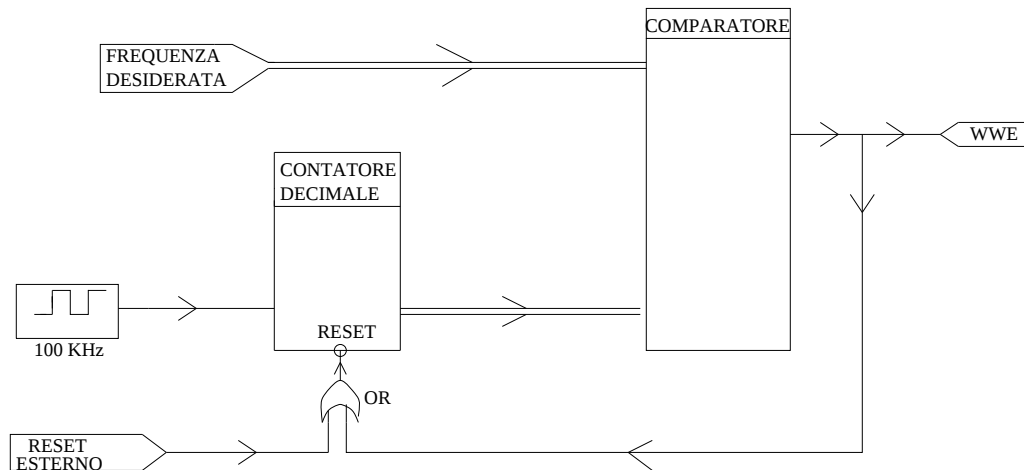


Figura VI.4: La logica che realizza la desiderata frequenza del segnale WWE.

lo del caso della logica di ritardo. Comunque, è necessario specificare che stavolta il periodo dell' oscillatore non vale più 1 msec. , ma 0.1 sec. ³. In questo modo, la frequenza desiderata per il segnale d' uscita WWE simulato è variabile a passi di 0.1 sec. Inoltre, confidando su un segnale d' ingresso al contatore, di frequenza rigorosamente definita, si ottiene un' altrettanto rigorosa frequenza d' uscita. L' istogramma 4 a fine capitolo, mostra i risultati della misura di time jitter(intervallo di tempo entro il quale si distribuiscono diverse misure del segnale) del segnale d' uscita WWE con impostato un

³Anche questa volta ottenuto dalla divisione di frequenza dell' oscillatore a 10 MHz.

valore di frequenza desiderata pari a 4.2 sec.

Così ottenuta la desiderata frequenza del segnale WWE simulato, gli altri due, cioè WE ed EE, vengono generati come illustrato in Fig. VI.5 Il segnale

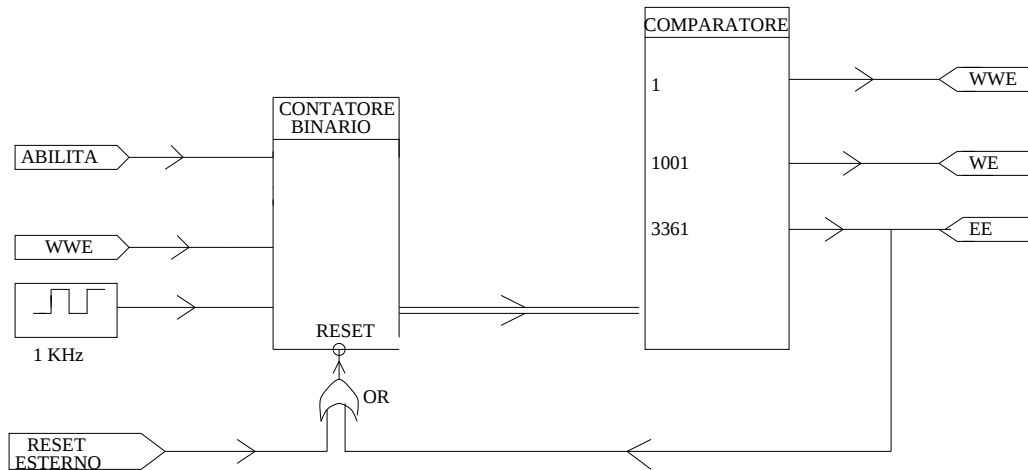


Figura VI.5: La logica di generazione dei segnali WE ed EE.

ABILITA corrisponde ad un interruttore che, se nella condizione logica 'vero', tiene abilitato il contatore. All' arrivo del segnale WWE dal blocco logico precedente, un contatore binario si incrementa di un' unità ad ogni fronte di salita del segnale d' oscillatore. Ora, al primo conteggio il segnale WWE viene posto in uscita e vi rimane fino al secondo. Al 1001-esimo conteggio si ottiene in uscita WE e vi rimane sino sino al 1002-esimo. Al 3361-esimo conteggio si ottiene in uscita EE e vi rimane sino al 3362-esimo. Prima di concludere è interessante fare le seguenti considerazioni:

viene utilizzato un contatore binario, poichè utilizza meno componentistica (porte logiche e flip-flop) di un contatore decimale. Nei casi precedenti l' impiego di contatori decimali era dettato dall' esigenza di poter impostare dal pannello frontale del modulo un codice decimale desiderato.

Il segnale WWE non viene portato subito in uscita al fine di risincronizzarlo

con l' oscillatore e quindi con WE ed EE.

Poichè i segnali simulati WWE, WE ed EE sono tre, il modulo si presenta nella sua veste finale in termini di tre canali di ritardo. Abilitando, tramite un interruttore posto sul pannello frontale del modulo, la funzione di simulazione, i tre segnali WWE, WE ed EE vengono resi disponibili uno su ciascun canale. Gli istogrammi 5 e 6 di fine capitolo mostrano le prestazioni raggiunte in quanto alla temporalizzazione dei segnali WE ed EE rispetto a WWE.

Infine, abbiamo realizzato la possibilità di riformare l' ampiezza temporale dei segnali d' uscita, inviando ciascuno di questi in ingresso ad un vibratore monostabile con costante-tempo variabile mediante un trimmer la cui vite è accessibile dal pannello frontale del modulo.

VI.2.2 La tecnologia utilizzata

Per sviluppare la logica del circuito, abbiamo fatto interamente uso di cPLD (complex Programmable Device) di produzione Lattice, in particolare 11 componenti ispLSI2032-80 si sono resi necessari. Dal punto di vista dell' utente, si tratta di un Chip al Silicio contenente una matrice di 1000 porte logiche NAND, 32 Flip-Flop e 32 piedini utilizzabili come ingressi o uscite. Impiega standard logico TTL⁴ e sopporta sino ad una frequenza di lavoro pari a 80 *MHz*. È tale che qualunque sia la funzione per la quale venga programmato, mantiene la differenza di tempo fra un generico segnale in ingresso e relativa uscita, al valore fisso di 5.5 *nsec*. La caratteristica che lo rende di grande comodità progettuale consiste nella possibilità di essere programmato mediante linguaggi di programmazione elettronica. Poi, in caso di

⁴Poichè i segnali dell' SPS sono in standard NIM, gli ingressi del modulo sono stati forniti di usuali cip MC10H125 della famiglia ECL, che realizzano la conversione da NIM a TTL e per le uscite viceversa.

riutilizzo, può essere elettricamente cancellata l'informazione precedente e riprogrammato sino ad un minimo nominale di 10000 volte. Il linguaggio di programmazione che abbiamo utilizzato è 'Abel-hdl', fra i più diffusi in questo settore, mentre il compilatore utilizzato per tradurre il codice 'Abel-hdl' in termini di operazioni eseguibili è 'PDS+'. Entrambi sono forniti dal pacchetto software 'Synario'.

Infine, le misure che seguono sono state ottenute con un timer/counter/analyzer (PM6681 di produzione FLUKE) la cui precisione di misura è tale che le cifre riportate qui sotto sono tutte significative, mentre gli istogrammi sono stati generati con il programma 'Timeview', che la 'FLUKE' fornisce insieme allo strumento, e costituisce un modo comodo di leggere le misure.

VI.3 I risultati delle verifiche

Qui di seguito, sono mostrati i risultati, richiamati nei paragrafi precedenti, delle principali verifiche svolte prima dell'implementazione del modulo DigDel all'interno dell'apparato sperimentale NA48. A questi, pienamente soddisfacenti per le esigenze di NA48, va aggiunta l'efficienza dell'elettronica. Infatti, la presenza dei segnali EC ed ET è necessaria affinché il trigger dell'esperimento acquisisca i dati raccolti nei 2.4 *sec.* in cui i fasci sono presenti. L'efficienza del modulo DigDel è stata valutata, fornendo in ingresso dei segnali del tipo di quelli provenienti dall'SPS, generati da un modulo Dual Timer. Contando, mediante tre canali di uno Scaler, i segnali in ingresso (EE) ed i relativi segnali ritardati (EC,ET), non si sono apprezzate inefficienze sino al livello di 10^{-5} .

Bibliografia

- [1] Ann. Rev. Nucl. Sci. 1976. 26:1-50
- [2] C.S.Wu et al. Phys. Rev. 105 1413 (1957)
- [3] J.H.Cristenson et al. Phys. Rev. Lett. 13,138,1964
- [4] C. Caso et Al., **Rewiew of Particle Physics**, The european physical journal C3, 1998 1
- [5] L. M. Sehgal and Wolfenstein Phys. Rev. 162, 1362 (1967)
- [6] L.L.Chau and H.Y.Cheng Phys. Lett. B 195, 2, 1987
- [7] **Proposal for a precision measurement of ϵ/ϵ' in CP violation**
- [8] NA48 note 95-10 1995
- [9] L.K. Gibbons et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 1203
- [10] G.D.Barr et al., Phys. Lett. B 317 (1993) 223
- [11] A.Alavi-Harati et al., Fermilab-pub-99/150E
- [12] S.Palestini et al., CERN-EP/99-00 9 June 1999
- [13] C. Biino et al., CERN-SL-98-033 (EA)

- [14] H. Bergauer et al., Nucl.Instr. and Methods A419 (1998) 623-631
- [15] A. Baurichter et al., Nucl.Instr. and Methods B119 (1996) 143-148
- [16] I. Augustin et al., Nucl.Instr. and Methods A 403 (1998) 472-480
- [17] V. Schoenharting, J. Schmidt, **NMC User's Guide**, NA48
NOTE, 1996-17.
- [18] **Filter Cuts and Configuration for Reprocessing 1997
and 1998** , H. Fox, K. Holtz, L. Kopke, S. Schmidt, Y. Scudè,
1999, Documentazione interna.