

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Trieste

INFN/AE-92/26

5 novembre 1992

A, Martinis

IL CALORIMETRO VISUALIZZANTE A FIBRE SCINTILLANTI DELL'ESPERIMENTO KLOE

Tesi di Laurea

Relatore: Prof. G. Barbiellini

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI TRIESTE
Facoltà di Scienze
Matematiche Fisiche e Naturali

Tesi di Laurea in Fisica

Il calorimetro visualizzante a fibre
scintillanti dell'esperimento KLOE

Candidato:

Alessandro Martinis

Relatore:

Chiar.^{mo} Prof. Guido Barbiellini

Correlatore:

Dott. Fabrizio Scuri

Anno Accademico 1991-1992

Indice

Introduzione	1
1 Descrizione teorica	5
1.1 Simmetrie	5
1.2 Teoria dei campi e invarianza CPT	7
1.3 Modelli di violazione di CP	10
1.4 Il modello standard elettrodebole	13
1.5 La matrice CKM	18
1.5.1 Violazione di CP con tre famiglie	19
2 Il sistema $K^0 - \bar{K}^0$	23
2.1 Le osservabili ϵ ed ϵ'	23
2.1.1 Decadimenti in 2π e metodo della "double ratio"	28
2.2 Calcolo di ϵ e ϵ' : grafici di Feynman	32
2.3 Altre misure sulla violazione di CP	35
2.4 Il fenomeno della rigenerazione	37
3 DAΦNE: la Φ -Factory di Frascati	41
3.1 Principio di funzionamento	41
3.2 Parametri costruttivi e prestazioni	44
3.3 Il sistema di rivelazione	46
3.3.1 Il sistema tracciante	51
3.3.2 Calorimetria	52
3.4 Il doppio rapporto: misure sperimentali	53
3.4.1 Selezione dei K_S^0	54
3.4.2 Selezione dei K_L^0	55
3.4.3 Selezione dei decadimenti utili per la misura della Double Ratio	56

3.5	Accuratezza statistica	56
3.6	Errori sistematici	58
3.6.1	Accuratezza su R_η e calibrazione	59
3.6.2	Accuratezza su R_V	62
3.6.3	Accuratezza su R^{oss}	66
3.6.4	Effetti della rigenerazione	69
3.7	Il calorimetro elettromagnetico	69
3.7.1	Il calorimetro centrale	73
3.7.2	Gli end-cap	74
3.7.3	Gli end-plug	75
3.7.4	Scelta dei fototubi	76
4	Il calorimetro elettromagnetico: test dei prototipi	79
4.1	I prototipi	79
4.2	Il setup sperimentale al CERN	81
4.3	Risultati sulla risoluzione energetica	83
4.4	Risoluzione temporale	89
4.4.1	Risoluzione della base dei tempi	90
4.4.2	Analisi temporale con i muoni	93
4.4.3	Analisi temporale con elettroni	96
4.5	Trasporto della luce al fotomoltiplicatore	104
5	Il trasporto della luce in fibre flessibili a scintillatore liquido	109
5.1	La fibra a scintillatore liquido	110
5.2	Apparato sperimentale	112
5.3	Analisi dei dati	114
5.3.1	Misura della lunghezza di attenuazione	114
5.4	Misure di tempo	119
5.5	Errori sistematici	122
5.6	Risultati	124
5.7	Conclusioni	125

Introduzione

La teoria unificata delle interazioni deboli ed elettromagnetiche in questi ultimi anni ha ottenuto ampio riscontro sperimentale: una delle conferme più spettacolari si è avuta con la scoperta della particella Z^0 , uno dei mediatori della "forza debole", ad opera di C. Rubbia al CERN di Ginevra. Vi sono dei piccoli effetti che, tuttavia, richiedono un'ulteriore e approfondita analisi: uno di questi è la violazione dell'invarianza rispetto all'applicazione simultanea delle operazioni di coniugazione di carica (C) e parità (P) di cui si discuterà nella prima parte di questa trattazione. L'unico sistema fisico in cui è stata finora effettivamente osservata la violazione di CP è quello costituito dai mesoni K^0 e \bar{K}^0 . Il parametro ε che misura la violazione di CP dovuta al mixing K^0 - \bar{K}^0 è dell'ordine di 10^{-3} , mentre la violazione "diretta" (cioè relativa all'ampiezza di decadimento $K \rightarrow \pi\pi$) è misurata da un parametro ε' molto più piccolo. Infatti $\varepsilon'/\varepsilon \sim 10^{-3}$. I risultati sperimentali attuali su questo rapporto non sono conclusivi e per ottenere $\Delta(\varepsilon'/\varepsilon) \sim 10^{-4}$ si sono progettati molti esperimenti a targhetta fissa (CERN, FNAL), mentre presso i Laboratori Nazionali di Frascati (LNF) dell'I.N.F.N. è stata recentemente decisa la realizzazione di una misura di ε'/ε utilizzando un anello di accumulazione e^+e^- . Il progetto DAΦNE prevede la costruzione di una "φ-factory" che presumibilmente sarà operativa nel 1995. Questa macchina, attraverso la reazione $\phi \rightarrow K^0\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, permetterà una misura molto accurata dei parametri ε e ε' che caratterizzano la violazione di CP nel sistema dei mesoni K neutri. Infatti, come spiegato nei seguenti capitoli, si studierà la cosiddetta "double ratio" e cioè il rapporto tra il numero di decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ fratto il numero di decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ e la corrispondente quantità per i decadimenti dei K in $\pi^+\pi^-$.

Introduzione

Una parte cruciale nel sistema di rivelatori di particelle che saranno utilizzati in questo esperimento sarà giocata dal calorimetro elettromagnetico. Infatti il raggiungimento della precisione desiderata nella misura di ϵ e ϵ' richiede la costruzione di un rivelatore di energia e posizione per fotoni di energia tra 20 e 270 Mev (Imaging Calorimeter). Il calorimetro proposto dalla collaborazione KLOE[1] è costituito da fibre scintillanti alternate a strati di materiale denso, piombo o rame con funzione di radiatore. Le fibre sono parallele alla direzione del fascio e^+e^- e quindi colpite dai fotoni di lato. Il punto di conversione dei fotoni lungo le direzioni r e φ è misurato con precisioni dell'ordine del millimetro.

Parte del lavoro di questa tesi riguarda il test di un prototipo di questo calorimetro eseguito al CERN nel novembre del 1990.

La coordinata z può essere misurata con una precisione dell'ordine di $\Delta z \sim 1$ cm se si trova il modo di effettuare una misura lungo la direzione ortogonale alle fibre del calorimetro. A questo scopo il gruppo di Trieste ha proposto l'utilizzo di fibre ottiche flessibili riempite di un opportuno scintillatore liquido da inserire nel corpo stesso del calorimetro[2]. Altrimenti si può cercare di sfruttare la buona risoluzione temporale delle fibre ottiche scintillanti per ricavare una misura di z dalla differenza dei tempi di arrivo della luce ai due fototubi che vedono un gruppetto di fibre ai due capi opposti, nel qual caso per il momento si stima una precisione $\Delta z \sim 5$ cm (probabilmente non sufficiente per gli scopi che sono stati prefissati).

Nell'ambito dell'esposizione di questa tesi si cercherà di dare nel primo capitolo un'idea dei modelli teorici che stanno alla base dell'effetto di violazione di CP in particolare saranno brevemente discusse le principali proprietà delle simmetrie discrete C, P e T, si discuteranno i meccanismi principali per cui nel Modello Standard si può spiegare la violazione di CP e quali richieste vanno fatte a una teoria che spieghi tale effetto. Per esempio si vedrà che ci vogliono almeno 3 famiglie di quark e leptoni per poter spiegare la violazione di CP all'interno del modello standard. Si passeranno poi in rassegna modelli alternativi diversi che in qualche modo prevedono una non conservazione di CP.

Introduzione

Nel capitolo successivo ci si occupa delle osservabili riguardanti la fisica di CP nel sistema $K^0\bar{K}^0$, si passeranno in rassegna i vari metodi per la loro misura e si discuterà del loro calcolo in base alla teoria invariante delle perturbazioni. Si presenterà anche il fenomeno interessante della rigenerazione.

Nel seguito si descrive l'apparato rivelatore della ϕ -factory con particolare attenzione al calorimetro elettromagnetico e si presenta l'attività sperimentale su un prototipo di tale calorimetro a cui chi scrive ha preso parte in prima persona. I risultati sulla risoluzione energetica e temporale sono presentati e commentati.

Alla fine di questo capitolo si è aggiunto un paragrafo in cui si descrivono i concentratori di luce usati per portare i fotoni emessi dalle fibre del calorimetro ai fototubi. Di tali dispositivi, i coni di Winston, si spiega il principio di costruzione e il funzionamento.

L'ultima parte della tesi riguarda l'attività sperimentale su un particolare tipo di fibre ottiche con un core costituito da liquido scintillante. Le misure e i test su queste fibre sono serviti oltre che a capire se tali oggetti fossero adatti all'uso nel calorimetro di KLOE per la misura della coordinata z , anche per comprendere le modalità del trasporto e dell'emissione di luce in simili dispositivi. Per questo motivo si sono sviluppati metodi di indagine e programmi di analisi.

Capitolo 1

Descrizione teorica

1.1 Simmetrie

Lo studio delle simmetrie ha sempre avuto un ruolo fondamentale in fisica. Esse sono strettamente legate alle leggi di conservazione: uno degli esempi più semplici è l'invarianza delle leggi del moto rispetto a traslazioni spazio-temporali che dà luogo alla conservazione dell'energia e della quantità di moto. Nella meccanica quantistica lo studio delle simmetrie ha grande importanza: partendo dalle proprietà di simmetria di un sistema si può, per esempio, arrivare a restringere grandemente l'ambito delle possibili forme funzionali dell'hamiltoniano facilitando così il successivo lavoro di ricerca. Inoltre, nel campo dei fenomeni quantistici, si incontrano anche leggi di conservazione corrispondenti a trasformazioni discrete. Una di queste è la riflessione spaziale o "parità" (di solito indicata con l'operatore P)[3]. L'invarianza delle leggi di natura rispetto alla parità implica che un esperimento riflesso produce, in un sistema di riferimento riflesso, gli stessi risultati dell'esperimento reale nel sistema di riferimento reale. In questo senso i concetti di destra e sinistra non sono definibili in modo assoluto. L'operatore di riflessione spaziale applicato due volte lascia invariato qualunque sistema fisico e cioè gode della proprietà $P^2 = 1$. Da ciò segue che i possibili autostati della parità sono caratterizzati solamente dai due autovalori ± 1 .

Analogamente l'operatore di coniugazione di carica C scambia ogni particella con la corrispondente antiparticella ed ha l'effetto di produrre un

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

cambiamento di segno per tutti i numeri quantici additivi come la carica elettrica (Q), il numero barionico (B), la stranezza (s), ecc.; formalmente questo significa che l'operatore C anticommuta con B , Q , s . In questo caso l'invarianza rispetto a C implica l'impossibilità di capire, facendo qualunque esperimento, se ci si trovi in un mondo fatto di materia o di antimateria. Infatti, per esempio, le linee spettrali emesse da un antiatomo composto da positroni, antiprotoni e antineutroni sono identiche a quelle emesse dal corrispondente atomo. Comunque vale anche per la coniugazione di carica la proprietà $C^2 = 1$ e, tenendo presente che C^2 commuta con gli operatori come B , Q ed s , si possono classificare gli stati caratterizzati da $B = Q = s = 0$ secondo gli autovalori $C = \pm 1$.

Un'ulteriore trasformazione di questo tipo è l'inversione temporale T che cambia il segno dei vettori quantità di moto e momento angolare. Formalmente questo corrisponde all'inversione della direzione del tempo[4]. L'operatore quantomeccanico T è antilineare e trasforma il vettore di stato di una particella nel suo aggiunto mentre tutti i coefficienti numerici vengono sostituiti dai loro complessi coniugati. Per un qualsiasi operatore Ω si ha che:

$$\langle f|\Omega|i \rangle = \langle Ti|T\Omega T^{-1}|Tf \rangle = \langle Ti|\Omega_T|Tf \rangle \quad (1.1)$$

dove $T\alpha$ denota il trasformato dello stato α e Ω_T è il trasformato dell'operatore Ω . La proprietà di invarianza per inversione temporale mette in relazione elementi di matrice tra determinati stati con quelli tra i corrispondenti stati trasformati. Per esempio si supponga che i ed f siano stati stazionari cosicché $Ti = i$ e $Tf = f$, allora l'eq 1.1 stabilisce che:

$$\langle f|\Omega|i \rangle = \langle i|\Omega_T|f \rangle = \langle f|\Omega_T^\dagger|i \rangle^* \quad (1.2)$$

Per un operatore hermitiano l'uguaglianza stabilita dall'eq. 1.2 ha conseguenze che dipendono dal suo comportamento rispetto a T : se $\Omega_T = \Omega$, cioè Ω è invariante rispetto a T , allora si deve concludere che l'elemento di matrice $\langle f|\Omega|i \rangle$ è reale; se invece $\Omega_T = -\Omega$, e cioè Ω è dispari sotto T , allora $\langle f|\Omega|i \rangle$ deve essere un numero immaginario puro. Dunque l'invarianza

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

per inversione temporale non conduce a regole di selezione, ma stabilisce relazioni tra elementi di matrice. Per stati stazionari queste relazioni sono tipicamente relazioni di fase o condizioni di realtà, in generale per problemi di scattering di particelle esse sono espresse più direttamente dalla simmetria della matrice di *scattering* S .

Per un qualunque operatore H si può dare la scomposizione seguente che lo separa in due parti con proprietà di simmetria ben definite: $H \rightarrow H \pm H_\Lambda$ dove $H_\Lambda = \Lambda H \Lambda^{-1}$ e Λ è uno qualsiasi degli operatori P , C o T . Data questa scomposizione, segue immediatamente che:

$$\Lambda(H \pm H_\Lambda)\Lambda^{-1} = \pm(H \pm H_\Lambda) \quad (1.3)$$

rispettivamente. In questo modo abbiamo separato l'operatore energia di interazione in una parte pari ed in una dispari sotto la trasformazione considerata. Ciò può essere fatto per le tre trasformazioni in successione ottenendo una scomposizione di H in otto parti con il set di autovalori $(\pm 1, \pm 1, \pm 1)$ per C , P e T .

Queste tre trasformazioni sono legate dal Teorema CPT di Lüders e Pauli [5,6] che stabilisce, con ipotesi relativamente poco restrittive, l'invarianza delle leggi di natura sotto la combinazione delle operazioni C, P e T .

1.2 Teoria dei campi e invarianza CPT

Come si è detto, sulla base di assunzioni molto generali, deve valere, nella moderna teoria quantistica dei campi il famoso teorema CPT. Per un set di campi scalari $\{\Phi_\Sigma(x)\}$, in termini delle funzioni di Wightman[7] $W^{(n)}$, valori di aspettazione del vuoto per prodotti di n funzioni di campo:

$$W_{AB\dots}^{(n)}(x_1, x_2, \dots) = \langle \phi_A(x_1)\phi_B(x_2)\dots \rangle_V, \quad (1.4)$$

tali condizioni sono le seguenti:

1. vale l'invarianza relativistica per tutte le $W^{(n)}$.

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

2. Le $W^{(n)}$ sono hermitiane per cui la teoria è unitaria e la probabilità è conservata.
3. Sono definite positive perciò le probabilità sono positive.
4. Le interazioni sono puntuali, cioè la teoria è locale.
5. Vale il principio di Microcausalità. Nello spazio di Minkowski una teoria causale permette la propagazione di una particella nel cono di luce del futuro e di un'antiparticella in quello del passato. I coni-luce del futuro e del passato sono distinti avendo come unico punto in comune quello per cui $\vec{r} = t = 0$. La Microcausalità può essere espressa nella forma

$$[\phi_A(x), \phi_B(0)] = 0 \quad (1.5)$$

per tutti punti x al di fuori del cono di luce, cioè per cui vale $x^2 = c^2t^2 - \vec{r}^2 < 0$ e per tutte le coppie (A, B) nel set di campi $\{\Phi_\Sigma(x)\}$.

6. Valgono le condizioni spettrali, che nella forma più semplice richiedono che tutte le energie siano positive.

La conoscenza di tutte le funzioni di Wightman $\{W^{(n)}\}$ caratterizza completamente una teoria quantistica dei campi; ogni altra teoria con gli stessi valori delle $\{W^{(n)}\}$ è riconducibile alla prima con una trasformazione unitaria.

L'invarianza CPT deve essere valida per ogni teoria di campo con le proprietà sopra citate, come fu dimostrato da Pauli, Luders e Schwinger[8] per diversi tipi di Lagrangiane. Una dimostrazione piuttosto generale fu data da Jost[9]. Considerando per semplicità solo campi scalari la prova procede come segue: l'enunciato dell'invarianza CPT è

$$W_{AB\dots N}^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n) = W_{N\dots BA}^{(n)}(-x_n, -x_{n-1}, \dots, -x_1). \quad (1.6)$$

Hall e Wightman[10] avevano precedentemente dimostrato un teorema generale sull'analiticità delle funzioni di Whightman che stabilisce che:

$$W_{AB\dots N}^{(n)}(x_1, x_2, \dots, x_n) = W_{AB\dots N}^{(n)}(-x_1, -x_2, \dots, -x_n). \quad (1.7)$$

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

Jost[9] dimostrò che l'invarianza CPT vale se e solo se è valida per ogni n la "Commutatività Locale Debole" (in inglese Weak Local Commutativity = WLC). Per il caso più semplice con $n = 2$, l'unico per cui sarà qui data la dimostrazione, la condizione di WLC dice che

$$\langle [\phi_A(x_1), \phi_B(x_2)] \rangle_V = 0 \quad (1.8)$$

per punti x_1 e x_2 relativamente di tipo spazio, cioè per cui $(x_1 - x_2)^2 < 0$. In termini di funzioni di Whighman l'eq. 1.8 diviene:

$$W_{AB}^{(2)}(x_1, x_2) = W_{BA}^{(2)}(x_2, x_1) \quad (1.9)$$

Applicando l'invarianza per traslazioni la precedente equazione diventa, se $\zeta = (x_1 - x_2)$:

$$W_{AB}^{(2)}(\zeta) = W_{BA}^{(2)}(-\zeta) \quad (1.10)$$

da cui si ricava che l'eq. 1.7 per $n = 2$ diviene

$$W_{AB}^{(2)}(\zeta) = W_{AB}^{(2)}(-\zeta) \quad (1.11)$$

scambiando A con B e sostituendo nella 1.10 si ottiene

$$W_{AB}^{(2)}(\zeta) = W_{BA}^{(2)}(\zeta) \quad (1.12)$$

che è nient'altro che l'eq. 1.6 e dunque la tesi del teorema nel caso considerato con $n = 2$.

Il problema sorge quando uno si chiede come fare a provare sperimentalmente la validità del teorema CPT. La strada più battuta è quella di misurare la differenza di massa tra una particella e la corrispondente antiparticella. La massa m di una particella si riferisce alla propagazione di una particella in avanti nel cono di luce del futuro mentre la massa \bar{m} dell'antiparticella si riferisce alla sua propagazione all'indietro nel cono di luce del passato. Come è già stato fatto notare, nello spazio di Minkowski le regioni del futuro e del

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

passato sono separate così ci si può ragionevolmente attendere che le masse m ed \bar{m} siano diverse. La questione è strettamente connessa con la relazione fra lo spazio di Minkowski $L(4)$ con la sua metrica *fisica* reale e lo spazio euclideo $O(4)$ con metrica complessa. Oggigiorno i Fisici Teorici sono orientati in maggior parte verso lo sviluppo euclideo; nello spazio $O(4)$ non c'è separazione tra i coni del passato e del futuro ed esistono infiniti cammini tra le due regioni tra le quali non ci sono ostacoli o serie singolarità. In questo quadro appare difficile immaginare $m \neq \bar{m}$ a meno che l'invarianza di Lorentz stessa non sia valida sulla scala delle distanze di Plank $\hbar/M_p c \approx 10^{-20}$ fm. Comunque per quanto riguarda il sistema (K^0, \bar{K}^0) si trova sperimentalmente lo spettacolare valore $(m - \bar{m})/(m + \bar{m}) \leq 0.4 \times 10^{-14}$ il più basso fra tutti i sistemi particella-antiparticella conosciuti. Per il momento non ci sono risultati sperimentali che indichino una possibile violazione di CPT, non solo, ma le teorie che prevedono tale effetto presentano tutta una serie di difficoltà (masse negative, degenerazioni infinite di massa, stati con energie negative, ecc.) che le rendono poco attraenti.

Supponendo dunque CPT conservato, una violazione di CP implica necessariamente una violazione di T. Finora non si è avuta nessuna prova sperimentale di tale violazione né per quanto riguarda la misura del dipolo elettrico del neutrone, né per quanto riguarda le relazioni tra gli elementi di matrice elettrici e magnetici tra gli stessi stati nucleari. Tuttavia il parametro che controlla la violazione di CP è dell'ordine di 2.3×10^{-3} mentre il grado di sensibilità dei test su T è ben lontano dall'aver raggiunto le precisioni necessarie per rivelare gli effetti previsti dal Modello Standard.

1.3 Modelli di violazione di CP

Dopo la scoperta della violazione della parità, fu sviluppata la teoria V-A delle interazioni deboli. L'Hamiltoniana V-A consiste di una parte "pari" e di una *dispari* rispetto a P e C, ma è pari per CP e T. In questo modo la parità e la coniugazione di carica sono massimamente violate, mentre CP e T rimangono buone simmetrie. Un gran numero di esperimenti hanno

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

dimostrato la validità della teoria V-A. Tra questi ce ne sono stati alcuni che cercavano effetti indicativi di una violazione di T nel decadimento β e in simili processi deboli; fino ad ora tali esperimenti non sono stati in grado di produrre risultati che invalidassero la teoria.

Nel 1964 Christenson e al.[11] scoprirono l'evidenza della violazione di CP nel decadimento del K^0 . La particella K^0 ha il numero quantico additivo "stranezza" $S = 1$, mentre l'antiparticella \bar{K}^0 ha $S = -1$. La stranezza è conservata nei processi elettromagnetici e forti che producono i K^0 in laboratorio, invece le interazioni deboli permettono il decadimento di particelle strane. Siccome, dunque, S non è un buon numero quantico per l'Hamiltoniana completa del sistema, gli stati con massa e vita media definita non sono K^0 e \bar{K}^0 , ma loro opportune combinazioni lineari che indichiamo con K_S e K_L . Infatti sperimentalmente si osservano due tipi di decadimenti caratterizzati da vite medie molto diverse: il K_S ha una vita media $\tau \sim 0.9 \cdot 10^{-10}$ sec e decade principalmente in 2 pioni, mentre il K_L ha vita media $\tau \sim 5 \cdot 10^{-8}$ sec e decade principalmente in tre pioni o in maniera semileptonica. Se si assume l'esattezza della simmetria CP, allora si possono usare i suoi autostati per classificare i due decadimenti, come si vedrà meglio in seguito; in questo modo K_S sarebbe lo stato CP pari (poiché sarà dimostrato che due pioni formano un autostato di CP con autovalore +1), mentre K_L sarebbe CP dispari (poiché 3 pioni con $J = 0$ lo sono). La scoperta del '64 mostrò che anche K_L poteva decadere in uno stato CP pari di 2 pioni. Allora o K_L non è un autostato di CP oppure CP è violata nel decadimento, oppure valgono entrambe le ipotesi contemporaneamente. In ogni caso CP non è una simmetria esatta della natura. Dopo la scoperta della violazione di P sono stati trovati molti altri esempi di questo effetto e tutto lo sviluppo successivo della teoria si è basato su di essa; al contrario il sistema K^0 - \bar{K}^0 è tuttora l'unico in cui si sia osservata la violazione di CP (o di T se supponiamo CPT conservata). Subito dopo l'esperimento del 1964 furono proposti molti modelli teorici che davano ragione degli effetti misurati. Tra questi i cosiddetti modelli superdeboli prevedono un nuovo tipo di interazione 10^{-9} volte più debole della forza debole standard. La differenza di massa parti-

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

colarmente piccola tra K_L e K_S rende il sistema dei K^0 molto sensibile a una interazione superdebole che cambia S di due unità ($|\Delta S| = 2$). Questa teoria prevede risultati nulli in altri esperimenti e il nostro grado attuale di conoscenza è per il momento consistente con la teoria superdebole. In contrasto, i modelli "millideboli" cercano di incorporare la violazione di CP in qualche modo all'interno delle interazioni deboli. Tali modelli prevedono la rivelazione di nuovi fenomeni che violino CP. In pratica è ragionevole pensare che tali effetti abbiano lo stesso ordine di grandezza della violazione di CP nel sistema del K^0 che è misurato dal parametro ϵ discusso in seguito, per il quale si trova sperimentalmente il valore $|\epsilon| \simeq 2 \cdot 10^{-3}$. Così risulta molto arduo ottenere misure significative all'infuori di questo sistema privilegiato. Esistono, dunque, molti modelli millideboli che danno previsioni consistenti con lo stato attuale della nostra conoscenza.

Si possono classificare i modelli che tentano di spiegare la violazione di CP nel modo seguente[12]:

- **Milliforti:** la violazione di CP avviene nella parte di Hamiltoniana pari rispetto a P con $|\Delta S| = 0$, cioè nella parte che ha le regole di selezione delle interazioni forte ed elettromagnetica. Il prefisso "milli" indica che la parte che viola CP è moltiplicata per un fattore 10^{-3} rispetto ai termini relativi alla normale interazione forte. Questo termine produrrebbe effetti di violazione di CP dell'ordine di 10^{-3} in tutti i processi che coinvolgono adroni: forti, deboli ed elettromagnetici. Questi modelli non sono molto attraenti poiché attualmente la descrizione delle interazioni forti è governata dalla Cromodinamica Quantistica (QCD). Molti esperimenti hanno cercato violazioni di T nei processi forti ed elettromagnetici senza successo, tuttavia non si può escludere questa classe di modelli senza una teoria specifica con cui confrontare i dati sperimentali.
- **Millideboli:** la violazione di CP avviene nelle interazioni deboli che permettono transizioni con $\Delta S = 0, 1$, ma non $\Delta S = 2$. Ancora una volta il prefisso "milli" indica che, effettivamente, almeno per il K^0 ,

il termine che viola CP è soppresso di un fattore 10^{-3} . Come sarà mostrato in seguito la violazione di CP può essere incorporata nel modello standard elettrodebole se ci sono 6 quark

- **Superdeboli:** è anche possibile che la violazione di CP sia dovuta ad una classe di interazioni molto più deboli (un fattore effettivo $\sim 10^{-9}$) se queste ultime permettono transizioni con $\Delta S = 2$ all'ordine più basso nello sviluppo perturbativo della nuova interazione.

Nella teoria standard gli elementi fuori diagonale nella matrice di massa m' e la stessa differenza di massa ΔM tra K_L e K_S associata con il mixing $K^0 - \bar{K}^0$ ($\Delta S = 2$) sorgono al secondo ordine perturbativo. Una nuova interazione con $\Delta S = 2$ può contribuire al primo ordine a m' ed essere, così, importante per il mixing anche se troppo debole per influire direttamente sulle ampiezze di decadimento. In effetti, storicamente l'interazione superdebole è stata introdotta con lo specifico intento di generare un valore diverso da zero per ε .

Una predizione importante dei modelli superdeboli è che $\varepsilon' = 0$ sostanzialmente (o dell'ordine di 10^{-11}) e ciò li distingue dalla maggior parte delle teorie millideboli (il parametro ε' che misura la violazione "diretta" di CP, ossia quella dovuta non al mixing, ma direttamente al decadimento delle particelle, sarà definito e discusso in dettaglio nel prossimo capitolo). Inoltre la ricerca di violazioni di CP in altri sistemi, con eccezione di quelli analoghi al K^0 come D^0 e B^0 , deve dare risultati negativi. Questa teoria predice un valore del momento di dipolo elettrico del neutrone molto piccolo: $d_n < 10^{-30}$ e·cm. Le violazioni di CP nella reazione $K_S^0 \rightarrow 3\pi$ secondo questo modello sono dovute solo al mixing.

1.4 Il modello standard elettrodebole

Per comprendere bene le implicazioni della violazione di CP converrà discuterne all'interno della teoria che ha ottenuto più successi e consensi sperimentali.

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

tali: il Modello Standard[14]. Essendo quest'ultimo composto da due parti distinte: il Modello Standard Elettrodebole e la Cromodinamica Quantistica (QCD), si possono distinguere due tipi di violazione di CP. La violazione dovuta alla QCD non sarà trattata in questa tesi, saranno qui considerati solamente alcuni aspetti dovuti alla teoria elettrodebole. Resta comunque inteso che i due meccanismi di violazione sono fra loro legati a livello della teoria dei campi.

La densità di Lagrangiana elettrodebole si presta alla seguente schematizzazione:

$$L = L(f, G) + L(f, H) + L(G, H) + L(G) - V(H) \quad (1.13)$$

f=fermioni (quark e leptoni)

G=bosoni di gauge (\vec{W} e B)

H=il doppietto di Higgs

La Lagrangiana di eq. 1.13 è invariante per trasformazioni del gruppo di simmetria (locale) $SU(2) \times U(1)$. A causa della presenza contemporanea di vettori e pseudovettori (vettori assiali) la precedente Lagrangiana viola sia P che C, ma è invariante per CP purché si operi una opportuna scelta delle fasi cosicché $L(\vec{x}, t) \rightarrow L(-\vec{x}, t)$. Non è difficile inoltre dimostrare che la Lagrangiana 1.13 è invariante per CPT: ciò segue dal fatto che per CPT i vettori e i vettori assiali si trasformano nella stessa maniera, così come gli scalari e gli pseudoscalari e che la Lagrangiana stessa deve essere Lorentz-invariante (e quindi scalare o pseudoscalare) e hermitiana.

Tutta la violazione di CP nel Modello Standard trae origine dal termine $L(f, H)$ che descrive le interazioni dei fermioni col doppietto di Higgs. La parte adronica di questo termine (la parte leptonica è analoga supposto che i neutrini siano particelle di Dirac) è data da:

$$L(f, H) = \sum_{j,k=1}^N \left\{ Y_{jk}(q, q')_{jL} \begin{pmatrix} \phi^{(0)-} \\ -\phi^{(0)-} \end{pmatrix} q_{kR} + Y'_{jk}(q, q')_{jL} \begin{pmatrix} \phi^{(0)+} \\ \phi^{(0)+} \end{pmatrix} q'_{kR} + h.c. \right\} \quad (1.14)$$

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

dove q indica i campi di quark di tipo *up*, q' quelli di tipo *down*, Y_{jk} sono costanti di accoppiamento talvolta chiamate costanti di Yukawa e i suffissi R e L indicano le componenti destrorse e sinistrorse dei campi. Nella formula 1.14 compaiono anche le quantità:

$$H \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} \quad e \quad H^C \equiv \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

che denotano il doppietto di Higgs e il suo coniugato secondo l'operatore C . Si noti che in realtà il doppietto di Higgs rappresenta 4 campi scalari reali cioè $\phi^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2)$ e $\phi^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_0 + i\phi_3)$.

Se ora applichiamo il meccanismo di *rottura spontanea di simmetria* [13] il campo ϕ_0 viene sostituito da $\phi_0 + v$; v è il *valore di aspettazione del vuoto* del campo ϕ_0 ed è un numero reale. I campi ϕ_j , $j = 1, 2, 3$, sono “mangiati” dai bosoni $W^{(\pm)}$ e Z che acquistano massa proprio tramite questo meccanismo. Quello che rimane dell'eq 1.14 è solo la parte contenente ϕ_0 :

$$L(f, H) \xrightarrow{RSS} - \sum_{j,k=1}^N \{m_{jk} \bar{q}_{jL} q_{kR} + m'_{jk} \bar{q}'_{jL} q'_{kR} + h.c.\} (1 + \frac{1}{v} \phi_0) \quad (1.16)$$

dove le quantità

$$m_{jk} = -\frac{v}{\sqrt{2}} Y_{jk} \quad m'_{jk} = -\frac{v}{\sqrt{2}} Y'_{jk} \quad (1.17)$$

sono chiamate matrici di massa dei quark di dimensione $N \times N$ con N numero di famiglie di quark. La Lagrangiana 1.16 viola formalmente sia P che C che CP (o T). “Formalmente” perché, per il momento, non l'abbiamo scritta in termini di campi *fisici* che sono quelli che in definitiva interessano. Consideriamo la parte della 1.16 relativa ai soli quark di tipo *up*: essa si può scrivere in forma matriciale come

$$E \equiv \frac{1}{2} \bar{q} [(m + m^\dagger) + (m - m^\dagger) \gamma_5] q \quad (1.18)$$

Per conservare la parità la matrice di massa deve essere hermitiana (in questo modo sparisce il termine pseudoscalare); si può anche dimostrare che per

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

conservare C la matrice di massa deve essere simmetrica: infatti

$$E \xrightarrow{C} \bar{q}[(m + m^\dagger)^T + (m - m^\dagger)^T \gamma_5]q \quad (1.19)$$

con T operatore di trasposizione. Infine per CP si ottiene:

$$E \xrightarrow{CP} \bar{q}[(m + m^\dagger)^T - (m - m^\dagger)^T \gamma_5]q \quad (1.20)$$

con la sostituzione: $\bar{x} \rightarrow -\bar{x}$ L'invarianza per CP richiede che le matrici di massa siano reali.

Le particelle fisiche hanno massa definita e quindi per scrivere le equazioni in termini di campi *fisici* dobbiamo diagonalizzare le matrici di massa. Ogni matrice quadrata (hermitiana o no) può essere diagonalizzata per mezzo di due matrici unitarie; nel nostro caso dunque devono esistere quattro matrici per mezzo delle quali possiamo diagonalizzare m e m' e che per comodità indichiamo come nelle formule seguenti:

$$U_L m U_R^\dagger = D \equiv \text{Diag}(m_u, m_c, m_t, \dots) \quad (1.21)$$

$$U_L' m' U_R'^\dagger = D' \equiv \text{Diag}(m_d, m_s, m_b, \dots) \quad (1.22)$$

D e D' sono matrici diagonali e le quantità m_u, m_d ecc. sono gli autovalori delle matrici di massa e cioè la masse dei quarks. Sostituendo nell'equazione 1.16 otteniamo, per i quark di tipo up :

$$\bar{q}_{jL} m_{jk} q_{kR} = \bar{q}_L m q_R = \bar{q}_L U_L^\dagger U_L m U_R^\dagger U_R q_R = \overline{U_L q_L} D U_R q_R$$

e i campi *fisici* sono:

$$q_L^{phys} = U_L q_L = U_L \begin{pmatrix} u_L \\ c_L \\ t_L \\ \vdots \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

e relazioni analoghe per i quark di tipo *down* e per quelli destrorsi (suffisso R). Finalmente sostituendo le eq. 1.23 nella 1.16 otteniamo la Lagrangiana:

$$L^{phys}(f, H) = -(1 + \frac{\phi_0}{v})[m_u \bar{u}u + m_c \bar{c}c + \dots + m_d \bar{d}d + m_s \bar{s}s + \dots]. \quad (1.24)$$

Questa ultima conserva separatamente P e C e dunque anche CP e T a dimostrazione del fatto che le proprietà di simmetria di una Lagrangiana non hanno niente a che fare con la fisica se essa stessa è espressa in termini di campi non fisici. Si noti che non è rimasta traccia delle matrici unitarie U .

C'è un solo altro termine nella lagrangiana 1.13 che deve essere espresso in termini di campi di quark fisici ed è il termine $L(f, G)$: esso è composto da termini di "correnti neutre" e da termini di "correnti cariche". Consideriamo prima i termini neutri, nei quali compaiono cioè solo quark di tipo *up* o solo di tipo *down*: per esempio il termine

$$\begin{aligned} E(\vec{x}, t) &\equiv \bar{q}_{jR} \gamma^\mu [\partial_\mu - ig_1(\frac{2}{3})B_\mu] q_{jR} = \bar{q}_R \gamma^\mu [\partial_\mu - ig_1(\frac{2}{3})B_\mu] q_R \\ &= \overline{q_R^{phys}} U_R \gamma^\mu [\partial_\mu - ig_1(\frac{2}{3})B_\mu] U_R^\dagger q_R^{phys} = \overline{q_R^{phys}} \gamma^\mu [\partial_\mu - ig_1(\frac{2}{3})B_\mu] q_R^{phys} \end{aligned} \quad (1.25)$$

(g_1 è una costante di accoppiamento e si è usato il fatto che $U_R U_R^\dagger = 1$). Quindi ancora una volta la matrice U scompare e la corrente neutra considerata conserva il "sapore" dei quark ovvero:

$$\overline{q_R^{phys}}(\dots) q_R^{phys} = \bar{u}(\dots)u + \bar{c}(\dots)c + \bar{t}(\dots)t + \dots \quad (1.26)$$

Estendendo il calcolo a tutti i tipi di correnti neutre si scopre che queste ultime conservano CP. L'assenza di correnti neutre con variazioni di "flavour" è una caratteristica molto importante del Modello Standard ed è di solito chiamata meccanismo di Glashow-Iliopoulos-Maiani (o semplicemente meccanismo GIM)[15]; ciò è inoltre confermato da numerose e precise misure sperimentali.

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

Non restano quindi da trattare che le correnti cariche: queste ultime conservano l'elicità, ma mescolano i quark di tipo *up* e *down* semplicemente perché i bosoni W^\pm portano un'unità di carica. Dato che, inoltre, le correnti cariche coinvolgono solo quark sinistrorsi (di tipo L), le matrici U_R non compariranno nelle formule nelle quali avremo solo prodotti del tipo $U_L U_L^\dagger$ che, d'altronde, non sono necessariamente uguali a 1. Tutto quello che possiamo dire di tali prodotti è che sono matrici unitarie. Tralasciando i fattori numerici e le costanti di accoppiamento i termini di corrente carica sono del tipo:

$$\begin{aligned} X_C &\equiv [W_\mu^1 - iW_\mu^2] \bar{q}_L \gamma^\mu q'_L + h.c. \\ &= [W_\mu^1 - iW_\mu^2] \bar{q}_L^{phys} \gamma^\mu V q_L^{phys} + h.c. \\ &\equiv [W_\mu^1 - iW_\mu^2] J_C^\mu + h.c. \end{aligned} \quad (1.27)$$

avendo indicato $V \equiv U_L U_L^\dagger$; J_C^μ indica la corrente carica.

1.5 La matrice CKM

Nella corrente carica ha luogo tutta la violazione di CP prevista dal Modello Standard. In X_C la violazione di P e C è massima a causa dell'uguale intensità dell'interazione vettoriale e pseudovettoriale. Per CP la corrente carica di eq. 1.27 si trasforma nel modo seguente:

$$\begin{aligned} X_C &= (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \bar{q}_j \gamma^\mu V_{jk} (1 - \gamma_5) q'_k + (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \bar{q}'_k \gamma^\mu V_{jk}^* (1 - \gamma_5) q_j \\ &\xrightarrow{CP} (W_\mu^1 + iW_\mu^2) \bar{q}'_k \gamma^\mu V_{jk} (1 - \gamma_5) q_j + (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \bar{q}_j \gamma^\mu V_{jk}^* (1 - \gamma_5) q'_k \end{aligned} \quad (1.28)$$

con in più $(\vec{x}, t) \rightarrow (-\vec{x}, t)$. Si vede come, alla fine, la conservazione di CP imponga la realtà della matrice V . La condizione di realtà richiede che la matrice sia reale modulo una fase non misurabile. Infatti, come nella Meccanica Quantistica, anche in Teoria dei Campi sono importanti non le fasi assolute, ma le differenze di fase. In un modello con N famiglie di quark

CAPITOLO 1. DESCRIZIONE TEORICA

una ridefinizione (con determinate precauzioni) delle fasi dei campi di quark non cambia la forma della Lagrangiana. Potremo quindi introdurre $2N$ di queste fasi delle quali $2N - 1$ non sono misurabili. Inoltre dalla teoria generale delle matrici sappiamo che una matrice unitaria $N \times N$ ha in generale N^2 parametri. Di questi $N(N - 1)/2$ possono essere presi come angoli di Eulero (pensando alle rotazioni in uno spazio euclideo a N dimensioni), i rimanenti parametri sono fasi. Perciò V ha $N^2 - (2N - 1) = (N - 1)^2$ parametri: $N(N - 1)/2$ angoli e $(N - 1)(N - 2)/2$ fasi. Nel caso ci fossero solo due famiglie di quark si avrebbe un solo angolo di rotazione, ma nessuna fase. La matrice V si ridurrebbe allora alla forma

$$\begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (1.29)$$

quest'ultima è di solito indicata come matrice di Cabibbo[16]. Essendo tale matrice ortogonale essa può essere utilizzata per spiegare l'assenza di correnti neutre con cambiamento di *sapore* ossia il cosiddetto meccanismo GIM a cui si è accennato sopra. È essenziale notare che nel caso di due sole famiglie di quark la matrice V è automaticamente reale; questo significa, in altre parole che CP è automaticamente conservata nel Modello Standard con due famiglie. Questo fatto fu considerato un grave problema; per superarlo si pensò di ampliare il settore di Higgs del modello o più in generale di associare alla violazione di CP un processo di rottura spontanea di simmetria; altri proposero di andare oltre il Modello Standard e infine ci fu la proposta da parte di Kobayashi e Maskawa [17] nel 1973 di introdurre una terza famiglia di quark.

La proposta, ardita per quei tempi, si è rivelata invero geniale e aderente alla realtà poiché oggi è noto che esistono (almeno) tre famiglie di quark.

1.5.1 Violazione di CP con tre famiglie

Consideriamo ora il caso di tre famiglie di quark: allora la matrice V ha in tutto $(3 - 1)^2 = 4$ parametri e cioè 3 angoli di rotazione e una fase. Il primo esempio di questa matrice fu dato da Kobayashi e Maskawa; sfortu-

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

1. $\pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-$. Dalla simmetria di Bose si deduce che la funzione d'onda totale deve essere simmetrica per scambio delle particelle in entrambi i casi. Poiché lo spin è nullo questo equivale ad applicare in sequenza gli operatori C e P. Si vede dunque che in questo caso $CP = +1$.
2. $\pi^+\pi^-\pi^0$. Il piccolo Q-valore (70 MeV) del decadimento suggerisce $l = 0$ cioè i tre pioni sono in uno stato relativo di onda S. Per quanto discusso prima la parità CP per $\pi^+\pi^-$ è $+1$. Il π^0 è autostato di C con autovalore $+1$ (decade in 2γ) e di P con autovalore $= -1$, dunque, combinando il sistema $\pi^+\pi^-$ con π^0 si ottiene $CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = -|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$. Per $l > 0$ entrambi gli autovalori di CP sono possibili ma tali decadimenti sono fortemente soppressi dalla barriera centrifuga.
3. $\pi^0\pi^0\pi^0$. Qualsiasi momento angolare l tra qualunque coppia di pioni deve essere pari per la simmetria di Bose. Anche il valore di l per il pione rimanente deve essere pari poiché $J_K = 0$. Così la parità totale è il prodotto delle parità di ciascun pione: in totale $P = -1$. Il pione neutro ha $C = 1$ e ne consegue che $CP|3\pi^0\rangle = -|3\pi^0\rangle$ indipendentemente dal valore di l .

In conclusione lo stato K_+^0 decadrebbe nello stato $\pi\pi$ (con autovalore $+1$ di CP), uno stato finale proibito per il decadimento del K_-^0 per la conservazione di CP. Il K_-^0 decadrebbe molto più lentamente del K_+^0 , poiché il suo stato finale più frequente sarebbe 3π oppure $l^\pm\nu_l\pi^\mp$ dove l denota i leptoni e o μ . Questa semplice descrizione è in buon accordo qualitativo con le osservazioni sperimentali in cui si osservano effettivamente due vite medie (una circa mille volte più lunga dell'altra). Tuttavia l'osservazione nel 1964 del decadimento in due pioni dello stato con vita media lunga, benché con frequenza relativamente bassa, indicò chiaramente l'esistenza di una componente dell'interazione che violava CP.

Gli stati con legge di decadimento esponenziale sono, comunque, sovrapposti.

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

Produzione	Decadimento	Autovalore di CP	Vita media (sec)
$ K^0\rangle$ (S= +1)	$ K_+^0\rangle \rightarrow 2\pi$	+1	$\tau_+ = 0.9 \cdot 10^{-10}$
$ K^0\rangle$ (S= -1)	$ K_-^0\rangle \rightarrow 3\pi$	-1	$\tau_- = 0.5 \cdot 10^{-7}$

Tabella 2.1: Vite medie degli autostati di CP

posizioni di K^0 e \bar{K}^0 :

$$\alpha |K^0\rangle + \beta |\bar{K}^0\rangle = \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

L'equazione di Schrödinger dipendente dal tempo diviene un'equazione matriciale:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} = X \begin{pmatrix} \alpha \\ \beta \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

La matrice X si scompone in $X_{ij} = M_{ij} + i\Gamma_{ij}/2$: M_{ij} è detta *matrice di massa* e $\Gamma_{ij}/2$ *matrice di decadimento*. Entrambe sono hermitiane; da ciò segue che:

$$(a) M_{21} = M_{12}^* \quad (b) \Gamma_{21} = \Gamma_{12}^* \quad (2.4)$$

L'invarianza CPT porrebbe l'ulteriore condizione:

$$(a) M_{11} = M_{22} \quad e \quad (b) \Gamma_{11} = \Gamma_{22} \quad (2.5)$$

tuttavia, in vista di una discussione più generale supporremo possibile anche la violazione di CPT. L'invarianza per CP, invece, richiederebbe che:

$$(a) \Im m M_{12} = 0 \quad e \quad (b) \Im m \Gamma_{12} = 0 \quad (2.6)$$

Nell'assunzione, sperimentalmente confermata, che siano piccoli i parametri che consentono di esprimere gli autostati della matrice X in termini di quelli

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^{\circ} - \bar{K}^{\circ}$

di CP, si può usare la seguente approssimazione:

$$\begin{aligned} K_S^{\circ} &= \frac{[(1 + \varepsilon + \Delta)K^{\circ} + (1 - \varepsilon - \Delta)\bar{K}^{\circ}]}{\sqrt{2}} \\ &\approx K^{\circ}_+ + (\varepsilon + \Delta)K^{\circ}_- \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$\begin{aligned} K_L^{\circ} &= \frac{[(1 + \varepsilon - \Delta)K^{\circ} - (1 - \varepsilon + \Delta)\bar{K}^{\circ}]}{\sqrt{2}} \\ &\approx K^{\circ}_- + (\varepsilon - \Delta)K^{\circ}_+ \end{aligned} \quad (2.8)$$

con K°_{\pm} definiti nella 2.1. Le quantità ε e Δ sono dell'ordine di 10^{-3} e nella formula abbiamo considerato solo termini del primo ordine in esse. In termini della matrice di massa, ε e Δ sono date, allo stesso ordine di approssimazione, da:

$$\varepsilon = \frac{(\Im m \Gamma_{12} + i2\Im m M_{12})}{2(M_S - M_L)} \quad (2.9)$$

$$\Delta = \frac{M_{11} - M_{22} - i(\Gamma_{11} - \Gamma_{22})/2}{2(M_S - M_L)} \quad (2.10)$$

dove $M_S = m_S - i(\gamma_S/2)$ e $M_L = m_L - i(\gamma_L/2)$ sono gli autovalori della matrice \mathbf{X} corrispondenti agli autostati K_S° e K_L° ($m_{S,L}$ e $\gamma_{S,L}$ sono le masse e l'inverso delle vite medie delle particelle K_S° e K_L° rispettivamente). È evidente dalle formule sopra che un valore $\varepsilon \neq 0$ indica la presenza di un contributo della matrice di massa alla violazione di CP, mentre un valore $\Delta \neq 0$ implica il sorgere di una violazione di CPT sempre derivante dalla matrice di massa. Talvolta i coefficienti $(\varepsilon + \Delta)$ e $(\varepsilon - \Delta)$ sono indicati con ε_S e ε_L in riferimento al loro ruolo nelle equazioni 2.7 e 2.8.

L'evoluzione temporale degli autostati 2.7 e 2.8 è data da:

$$|K_S^{\circ}; t\rangle = |K_S^{\circ}; 0\rangle e^{(-im_S t - \frac{1}{2}\gamma_S t)} \quad (2.11)$$

$$|K_L^{\circ}; t\rangle = |K_L^{\circ}; 0\rangle e^{(-im_L t - \frac{1}{2}\gamma_L t)} \quad (2.12)$$

Questi autostati non sono ortogonali, essendo il loro prodotto scalare:

$$\langle K_L^{\circ} | K_S^{\circ} \rangle = (2\Re \varepsilon + 2i\Im m \Delta) e^{i\delta m t - \gamma t} \quad (2.13)$$

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

avendo indicato con $\delta m = (m_L - m_S)$ e con $\bar{\gamma} = (\gamma_L + \gamma_S)/2$.

Dopo aver discusso della violazione di CP e CPT dovuta alla matrice di massa è necessario notare che tali violazioni possono manifestarsi anche in maniera diretta, cioè nelle ampiezze di decadimento. Il decadimento $K^0 \rightarrow \pi\pi$ coinvolge stati finali con isospin $I = 0, 2$. Lo stato con isospin $I = 1$ è proibito dalla simmetria di Bose. Ognuna di queste ampiezze contiene due fattori: il primo dà l'ampiezza quando lo stato finale $(\pi\pi)_I$ è un'onda stazionaria e il secondo rappresenta l'effetto dello scattering nello stato finale. In formule abbiamo:

$$A[K^0 \rightarrow (\pi\pi)_I] = \langle I|T|K^0 \rangle = A_I e^{i\delta_I} \quad (2.14)$$

$$A[\bar{K}^0 \rightarrow (\pi\pi)_I] = \langle I|T|\bar{K}^0 \rangle = \bar{A}_I e^{i\delta_I} \quad (2.15)$$

formule nelle quali si è denotato con δ_I il cosiddetto *phase-shift* di scattering in onda s e con $\langle I|$ lo stato finale dei due pioni con isospin I .

Non essendo osservabile, la fase del campo del K^0 può essere ridefinita arbitrariamente senza perdita di generalità. Risulta comodo per i nostri scopi sceglierla in modo che A_0 e \bar{A}_0 abbiano la stessa fase: in questo modo il rapporto \bar{A}_0/A_0 è un numero reale. È inoltre comodo definire la quantità

$$\lambda_I = \frac{\bar{A}_I - A_I}{\bar{A}_I + A_I}; \quad (2.16)$$

per $I = 0$ λ_0 è un numero reale e rappresenta una misura della violazione di CPT per l'ampiezza di decadimento con isospin nullo ($I = 0$). Se supponiamo valida CPT allora $\bar{A}_I = A_I^*$ grazie all'hermiticità dell'Hamiltoniano, cosicché la fase comune di \bar{A}_0 e A_0 può essere presa uguale a zero; in questo modo $\bar{A}_0 = A_0 = A_R$ con A_R numero reale e l'espressione 2.16 per $I = 0$ è nulla. Una volta fissata la fase con questa scelta, le quantità \bar{A}_2 e A_2 sono generalmente complesse. Nelle interazioni deboli non leptoniche con variazione di stranezza $\Delta s = \pm 1$, la componente con $\Delta I = 1/2$ è dominante sulle componenti $\Delta I = 3/2$ e $\Delta I = 5/2$; è naturale, dunque, attendersi che sia $|A_2| \ll |A_0|$. È anche

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

comodo introdurre il parametro z come segue:

$$z = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) \frac{\bar{A}_2 + A_2}{\bar{A}_0 + A_0}. \quad (2.17)$$

Anche se z è già un parametro sensibile alle violazioni di T, CP, CPT, è tuttavia consuetudine affermare indicare il parametro con cui si misurano gli effetti di violazione delle simmetrie dovuti alle ampiezze di decadimento dei K con ε' definito come:

$$\begin{aligned} \varepsilon' &= \frac{\bar{A}_0 - A_0}{\bar{A}_0 + A_0} - \frac{\sqrt{2}(\bar{A}_0 - A_0) + (\bar{A}_2 - A_2)e^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{\sqrt{2}(\bar{A}_0 + A_0) + (\bar{A}_2 + A_2)e^{i(\delta_2 - \delta_0)}} \\ &\equiv \frac{z(\lambda_0 - \lambda_2)e^{i(\delta_2 - \delta_0)}}{(1 + ze^{i(\delta_2 - \delta_0)})} \\ &\approx z(\lambda_0 - \lambda_2)e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \end{aligned} \quad (2.18)$$

al primo ordine in z . Si noti che se la regola $\Delta I = 1/2$ fosse esatta, ε' sarebbe nullo. Se, inoltre supponiamo CPT conservata (tenendo presente $\lambda_0 = 0$), troviamo per ε' la nota forma:

$$\varepsilon' = \left(\frac{i}{\sqrt{2}} \right) \cdot \left(\frac{\Im m A_2}{A_0} \right) \cdot e^{i(\delta_2 - \delta_0)}. \quad (2.19)$$

2.1.1 Decadimenti in 2π e metodo della “double ratio”

Consideriamo ora l'evoluzione temporale dei mesoni K^0 ; data la semplicità della dipendenza dal tempo degli stati K_S^0 e K_L^0 nel vuoto, è bene porsi in questa base nello spazio di Hilbert. Indicando dunque con t il tempo proprio, cioè il tempo misurato nel sistema di riferimento della particella, nella base (K_S^0, K_L^0) la funzione d'onda $\psi(t)$ è (al tempo $t = 0$):

$$\psi(0) = \begin{pmatrix} a_S \\ a_L \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

Al tempo t l'ampiezza per il decadimento in due pioni ha la forma:

$$\begin{aligned} \langle \pi\pi | \psi \rangle &= \langle \pi\pi | K_S^0 \rangle a_S e^{-im_S t - 1/2\gamma_S t} \\ &+ \langle \pi\pi | K_L^0 \rangle a_L e^{-im_L t - 1/2\gamma_L t} \end{aligned} \quad (2.21)$$

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

in cui si è indicato con $\langle \pi\pi | K \rangle$ il decadimento del mesone in esame negli appropriati stati di carica dei due pioni. La frequenza di decadimento, che non è nient'altro che il modulo quadro dell'ampiezza scritta sopra, ha la forma e la dipendenza temporale seguenti:

$$R(t) = |a_S|^2 e^{-\gamma_S t} + |a_L|^2 e^{-\gamma_L t} + |a_S a_L \eta| e^{-(\gamma_S + \gamma_L t/2)} \times \cos(t\delta m - \phi_\eta - \alpha_{LS}) \quad (2.22)$$

dove

$$\eta(\pi\pi) = \frac{\langle \pi\pi | K_L^0 \rangle}{\langle \pi\pi | K_S^0 \rangle} = |\eta| e^{i\phi_\eta}, \quad (2.23)$$

$\delta m = (m_L - m_S)$, e α_{LS} è la fase di (a_L/a_S) , caratteristica dello stato iniziale. Gli effetti di interferenza previsti dalla formula 2.22 sono stati effettivamente osservati.

Per gli stati finali $\pi^+\pi^-$ e $\pi^0\pi^0$, si deve tener conto del fatto che il momento angolare dei due pioni uscenti è nullo e quindi la parte spaziale della funzione d'onda è simmetrica[18]. Essendo i pioni particelle di Bose, anche la parte di spin deve essere simmetrica. Le due combinazioni simmetriche di due stati con $I = 1$ sono $I = 0$ e $I = 2$. Mettendo in relazione gli stati di isospin con gli stati fisici si ha:

$$\begin{aligned} \langle 0 | &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \pi^-\pi^+ | - \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \pi^0\pi^0 | + \frac{1}{\sqrt{3}} \langle \pi^+\pi^- | \\ \langle 2 | &= \frac{1}{\sqrt{6}} \langle \pi^-\pi^+ | - \sqrt{\frac{2}{3}} \langle \pi^0\pi^0 | + \frac{1}{\sqrt{6}} \langle \pi^+\pi^- |. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Avendo definito

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{\langle \pi^+\pi^- | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+\pi^- | K_S^0 \rangle} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}} \\ \eta_{00} &= \frac{\langle \pi^0\pi^0 | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0\pi^0 | K_S^0 \rangle} = |\eta_{00}| e^{i\phi_{00}} \end{aligned} \quad (2.25)$$

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

e mettendo in relazione, con un po' di algebra, gli stati fisici con quelli di isospin attraverso le ampiezze $A_{0,2}$ (vedi le definizioni 2.15), si trova finalmente:

$$\eta_{+-} = \varepsilon_0 + \varepsilon' \quad (2.26)$$

$$\eta_{00} = \varepsilon_0 - 2\varepsilon' \quad (2.27)$$

in cui ε' è dato dalla formula 2.18 mentre, nell'ambito delle nostre approssimazioni si ha:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon - \Delta - \lambda_0. \quad (2.28)$$

Gli ultimi due termini provengono rispettivamente dal contributo alla violazione di CPT della matrice di massa e dell'ampiezza di decadimento. Le relazioni nel campo complesso sopra ricavate sono visualizzate in fig. 2.1. Dalla definizione 2.9 e dalle misure delle masse di K_S^0 e K_L^0 si ricava la fase di ε : $\text{Arg}(\varepsilon) = (43.7 \pm 0.2)^\circ$ (supposto che $\text{Arg}(X) < 0$) [19]. La fase di ε' invece è del tutto dominata dalle fasi dello stato finale $\pi\pi$. Dalle misure di δ_0 e δ_2 principalmente attraverso le reazioni K_{e4} e $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- n$ si ricava $\delta_0 = (46 \pm 5)^\circ$. Per lo stato con $I = 2$ gli errori sono più piccoli e si trova $\delta_2 = (-7.2 \pm 1.3)^\circ$ [20,21,22]. Allora $\delta_0 - \delta_2 = (53 \pm 5)^\circ$ e perciò:

$$\text{Arg}(\varepsilon') = 37^\circ \pm 5^\circ \quad (2.29)$$

il che significa che ε ed ε' hanno all'incirca la stessa fase.

Ritornando a occuparci della situazione sperimentale, dalle relazioni sopra si deduce che un metodo per ricavare il valore di ε'/ε è quello di misurare la quantità:

$$R = \left| \frac{\eta_{00}}{\eta_{+-}} \right|^2 = 1 - 6\Re e \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \quad (2.30)$$

Questa grandezza è normalmente chiamata "double ratio" o doppio rapporto ed è proprio su questa misura che sarà concentrata tutta l'attenzione dei fisici impegnati nel progetto DAΦNE. Si ritornerà in seguito dettagliatamente sui

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

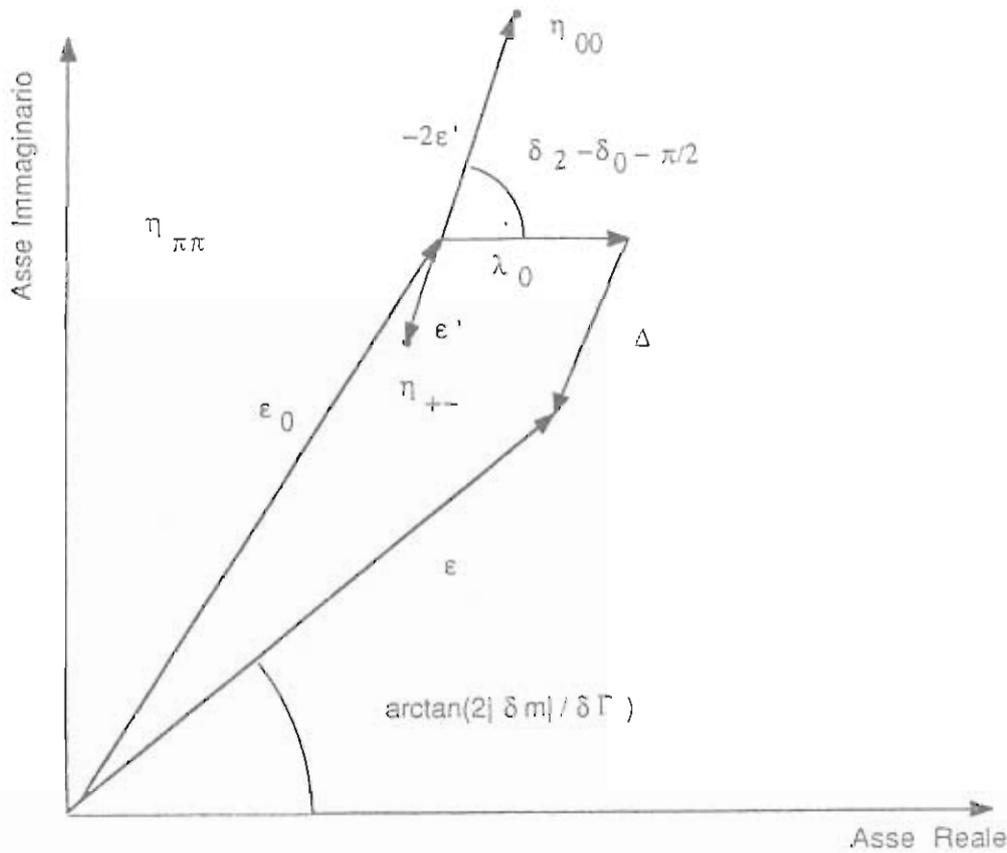


Figura 2.1: Contributi a η_{+-} e a η_{00} presentati schematicamente su un grafico di Argand per $\eta_{\pi\pi}$

motivi che hanno spinto verso questa scelta sperimentale e sui vantaggi che ne derivano.

Due esperimenti, uno al CERN (NA31) [23] e uno al Fermilab (E731) [24] hanno misurato il doppio rapporto e prodotto i risultati mostrati nella tabella 2.2. I due risultati ottenuti dai diversi esperimenti hanno implicazioni totalmente diverse per quanto riguarda la comprensione teorica della violazione di CP. Se $\epsilon' \neq 0$, come sembra suggerire il risultato di NA31, la violazione di CP deve avvenire anche nelle ampiezze di decadimento (cioè attraverso

	NA31	E731
$\Re(\epsilon'/\epsilon)$	$(3.3 \pm 1.1) \times 10^{-3}$	$(0.4 \pm 1.4 \pm 0.6) \times 10^{-3}$

Tabella 2.2: Risultati sperimentali

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

$\Im m A_2 \neq 0$) oltre che grazie al contributo della matrice di massa. Se $\varepsilon' = 0$ (con $\varepsilon \neq 0$ naturalmente) come sembra dalle analisi di E731, la violazione di CP può avere numerose cause, inclusa la presenza di una interazione *superdebole* con $\Delta S = 2$ come si è già detto.

Mediando fra i risultati dei due esperimenti si ottiene il valore $\Re e(\varepsilon'/\varepsilon) \approx 2 \times 10^{-3}$ che è consistente con i due valori sperimentali al livello di 1.5σ . In questa situazione non si può concludere che i risultati di NA31 e di E731 sono in contraddizione, ma bisogna attendere nuove misure per dirimere la questione. La ϕ -factory in costruzione a Frascati potrà raggiungere precisioni dell'ordine di $\Delta(\Re e\varepsilon'/\varepsilon) \approx 10^{-4}$ e quindi risolvere la presente ambiguità. Il valore di ε' può essere nullo anche nel Modello Standard per opportuni valori della massa del quark *top*. Per questo, il risultato $\Re e(\varepsilon'/\varepsilon) = 0$ non implica necessariamente che il Modello Standard sia falsificato.

2.2 Calcolo di ε e ε' : grafici di Feynman

I fisici teorici hanno dato grande importanza alla determinazione del parametro ε' . Esso è infatti legato alla violazione diretta di CP attraverso il decadimento $K^0(\bar{K}^0) \rightarrow \pi\pi$ con $\Delta S = \pm 1$. Il valore di ε è invece conseguenza delle proprietà della matrice X che potrebbe non risentire dei contributi di queste interazioni che cambiano la stranezza di due unità e sono del secondo ordine in teoria delle perturbazioni. Come è stato detto, inoltre, il valore osservato di ε potrebbe essere dovuto ad una interazione "Superdebole" estranea al Modello Standard delle interazioni elettrodeboli. Vale la pena di ricordare qui che una tale interazione Superdebole darebbe contributi del tipo $\Delta s = \pm 2$ all'elemento $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ della matrice di massa.

Restando entro gli schemi del Modello Standard i grafici di Feynman che contribuiscono alla matrice di massa del sistema (K^0, \bar{K}^0) sono mostrati in figura 2.2.

Il solo meccanismo noto per cui possa verificarsi una violazione di CP è quello della rottura spontanea di simmetria che porta alla fase δ nella matrice CKM per le correnti di quark (cfr. Cap.2). Per quanto riguarda le transizioni

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

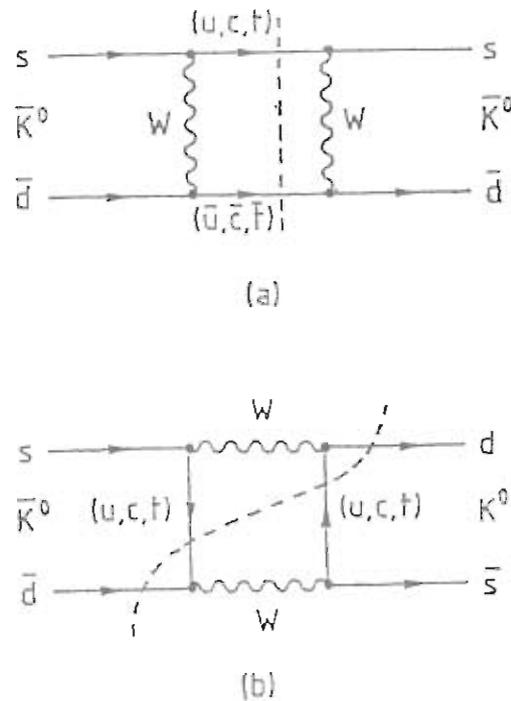


Figura 2.2: Grafici di Feynman per la matrice di massa

dirette $K \rightarrow \pi\pi$ i principali contributi sono mostrati in fig. 2.3. I grafici di tipo a) e b) riguardano transizioni verso gli stati finali sia con $I = 0$ che con $I = 2$, ma queste ampiezze sono reali e conservano CP. Il grafico c) è un esempio di diagramma "Penguin"; esso dà effettivamente luogo a un'ampiezza complessa a causa della fase δ della matrice CKM. Avendo inoltre un transizione $s \rightarrow d$ è una rappresentazione di una reazione con $\Delta I = 1/2$. Per questo non contribuisce all'ampiezza A_2 , ma solo ad A_0 che risulta dunque complessa. In questo modo il rapporto A_2/A_0 risulta avere la necessaria fase relativa per violare CP. Nella nostra precedente convenzione di fase A_0 era reale e A_2 complesso, tuttavia, con una scelta opportuna della fase dei K è facile ottenere A_2 reale e A_0 complesso. Ciò corrisponde in definitiva a una rotazione dei vettori A_0 e A_2 nel piano complesso e le rotazioni non cambiano l'angolo compreso tra due vettori. Il punto fondamentale è che i diagrammi Penguin generano una fase per il rapporto delle due ampiezze.

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

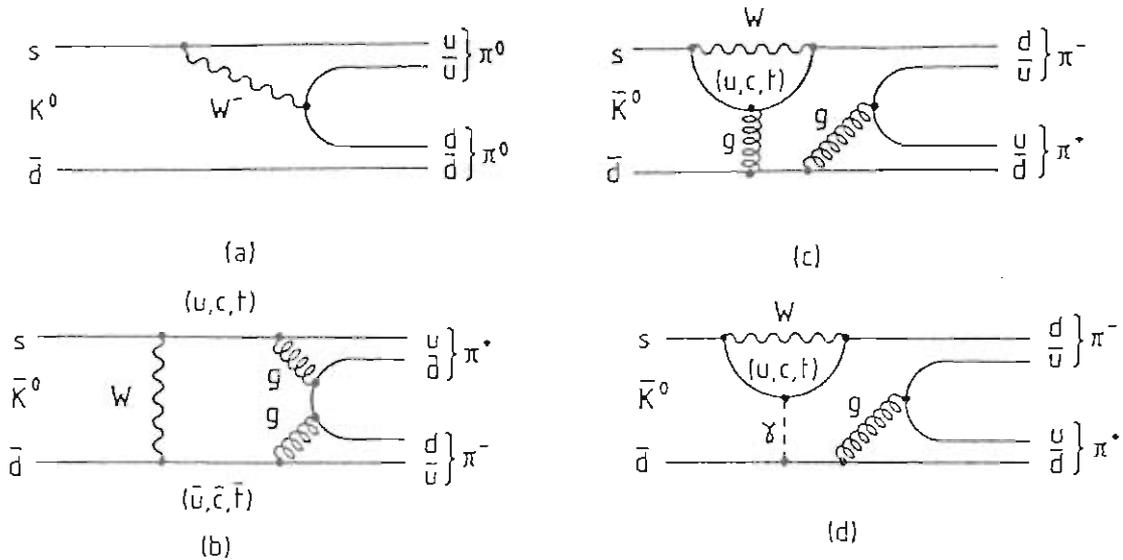


Figura 2.3: Contributi al decadimento diretto $K \rightarrow \pi\pi$

Se i grafici Penguin fossero preminenti rispetto agli altri grafici per il decadimento $k \rightarrow \pi\pi$, ciò spiegherebbe la regola approssimata $\Delta I = 1/2$ per tutti i decadimenti dei K in due pioni e servirebbe a dare un valore diverso da zero a ϵ' . Sfortunatamente allo stato attuale non c'è nessun meccanismo che comporti una maggiore importanza di questi grafici rispetto agli altri. In effetti per far tornare i conti con i limiti superiori ottenuti sperimentalmente per il rapporto ϵ'/ϵ bisogna tener conto anche dei contributi elettromagnetici; oltre a ciò i grandi valori per la massa del quark t , suggeriti da altri esperimenti, possono dare contributi negativi tali da far combinare il valore teorico di ϵ'/ϵ con gli attuali limiti sperimentali. Al limite si potrebbe avere anche una cancellazione casuale dei vari contributi in modo che alla fine il rapporto in questione sia compatibile con zero.

Nel Modello Standard, in conclusione, c'è solo un parametro disponibile per la violazione di CP ed è la fase δ della matrice di massa che proviene da

un processo di rottura spontanea della simmetria. Il valore di δ è già stato scelto per adattarsi al valore attuale di ε . Così l'unico modo attualmente possibile per sottoporre a verifica il Modello Standard ed escludere la teoria Superdebole sarebbe di trovare un valore diverso da zero per ε'/ε come predetto dal M.S. e che tale valore sia indipendente da δ (dato che sia ε che ε' dovrebbero essere proporzionali a $\sin \delta$). Comunque dopo circa 30 anni di duro lavoro sperimentalmente il valore di ε'/ε è ancora compatibile con zero, mentre si sta facendo ogni tipo di sforzo per ottenere dalla teoria valori in accordo con gli esperimenti.

2.3 Altre misure sulla violazione di CP

Ci sono altre misure che potrebbero rivelare violazione delle simmetrie CP e CPT in decadimenti diversi da $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$. Una di queste è l'*asimmetria di carica leptonica*. Una ϕ -factory sarebbe un dispositivo molto adatto anche per questo tipo di esperimento.

I decadimenti semileptonici dei K sono del tipo: $K \rightarrow \pi l \nu$ dove l indica elettroni o muoni. Le ampiezze di decadimento per tali processi sono usualmente indicate con:

$$A(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) = f_l \quad A_* = (\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) = \bar{f}_l \quad (2.31)$$

$$A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) = g_l = x_l f_l \quad A_* = (K^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) = \bar{g}_l = \bar{x}_l \bar{f}_l \quad (2.32)$$

Ancora una volta qui non si è data per scontata l'invarianza CPT. Le quantità f_l presentano una componente che conserva CPT e da una che invece viola questa simmetria. Si possono parametrizzare nel modo seguente: $f_l = F_l(1 - y_l)$ e $\bar{f}_l = F_l(1 + y_l)$ in cui F e y sono numeri complessi.

Come si può facilmente arguire le relazioni che discendono dall'imporre l'invarianza CPT sono: $\bar{f}_l = f_l^*$ e $\bar{x}_l = x_l^*$. Si osserva nella teoria debole che vale la regola di selezione $\Delta S = \Delta Q$. Questa, se valida, ha come conseguenza l'annullarsi delle quantità x e cioè: $\bar{x}_l = x_l = 0$. Si calcola che le asimmetrie

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

leptoniche, al primo ordine, siano:

$$\delta_L^l = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})} = 2\Re e(\varepsilon - \Delta - y_l) - \Re e(x_l - \bar{x}_l) \quad (2.33)$$

$$\delta_S^l = \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})} = 2\Re e(\varepsilon + \Delta - y_l) + \Re e(x_l - \bar{x}_l) \quad (2.34)$$

Il parametro Δ è legato alla violazione di CPT nella matrice di massa (vedi eq. 2.10). Nel caso valga $\Delta S = \Delta Q$ e sia violata CPT, si ottiene:

$$\delta_L^l = 2\Re e(\varepsilon - \Delta) \quad \delta_S^l = 2\Re e(\varepsilon + \Delta) \quad (2.35)$$

$$\delta_S^l + \delta_L^l = 4\Re e(\varepsilon) \quad \delta_S^l - \delta_L^l = 4\Re e(\Delta) \quad (2.36)$$

Nel caso in cui sia conservata CPT ma violata $\Delta S = \Delta Q$, considerando anche i termini in εx_l , le asimmetrie diventano:

$$\delta_L^l = 2\Re e(\varepsilon) + 4\Re e(\varepsilon x_l) \quad (2.37)$$

$$\delta_S^l = 2\Re e(\varepsilon) - 4\Re e(\varepsilon x_l) \quad (2.38)$$

Infine se valgono sia $\Delta S = \Delta Q$ che CPT:

$$\delta_S^l = \delta_L^l = 2\Re e(\varepsilon) \quad (2.39)$$

Come si vede dunque, nel caso in cui valga la regola di selezione $\Delta S = \Delta Q$ e dell'invarianza CPT, il valore dell'asimmetria leptonica deve essere lo stesso per K_L^0 e per K_S^0 . Ogni differenza tra di essi implicherebbe la non conservazione di CPT oppure la non validità della regola di selezione menzionata oppure ancora entrambe le possibilità insieme.

I risultati sperimentali forniscono i seguenti valori [25]:

$$\delta_L^e = (0.32 \pm 0.04) \cdot 10^{-3} \quad (2.40)$$

$$\delta_S^e = (0.333 \pm 0.014) \cdot 10^{-3} \quad (2.41)$$

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

e, da una media pesata della somma delle due quantità, si giunge al risultato $\delta_L^u + \delta_L^s = (0.330 \pm 0.012) \cdot 10^{-3}$. Nessun valore è stato finora misurato per δ_S^l ; questo è dovuto alla piccola frequenza di decadimento (branching ratio) e al grande background che caratterizza questo tipo di segnale negli esperimenti a bersaglio fisso.

Un altro modo ancora di giungere alla misura di $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ si basa sulla stima dell'asimmetria di cammino dei K che decadono in pioni carichi e neutri; se si indica con $N(l_{\pi^+\pi^-} > l_{\pi^0\pi^0})$ il numero di eventi in cui il K decaduto in pioni carichi ha percorso un cammino più lungo di quello decaduto in pioni neutri (e usando una notazione analoga nel caso contrario) si calcola l'asimmetria [26]:

$$A = \frac{N(l_{\pi^+\pi^-} > l_{\pi^0\pi^0}) - N(l_{\pi^0\pi^0} > l_{\pi^+\pi^-})}{N(l_{\pi^+\pi^-} > l_{\pi^0\pi^0}) + N(l_{\pi^0\pi^0} > l_{\pi^+\pi^-})} = -3 \times \Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (2.42)$$

Altre misure dei parametri ε e ε' si possono ottenere attraverso il decadimento dei K neutri in due fotoni [27] e in altri modi ancora: tuttavia siccome il metodo della double ratio è stato giudicato il più conveniente e i dispositivi sperimentali saranno progettati per questo tipo di misura, nell'ambito di questa tesi non si discuterà oltre di questi metodi alternativi che pur hanno le loro indubbe attrattive sia dal punto di vista teorico che da quello sperimentale.

2.4 Il fenomeno della rigenerazione

Il termine "rigenerazione" fu introdotto per indicare la creazione di mesoni K_S^0 quando il mesone K_L^0 attraversa uno strato di materia. Il fenomeno si spiega abbastanza semplicemente quando si pensa che i mesoni K_S^0 e K_L^0 sono combinazioni lineari di K^0 e \bar{K}^0 , autostati della stranezza. Siccome nelle interazioni forti la stranezza è conservata, molte reazioni possibili per il \bar{K}^0 (per esempio $\bar{K}^0 p \rightarrow \Lambda \pi^+$) non hanno la controparte relativa al K^0 . Per questo le sezioni d'urto totali del \bar{K}^0 sui nucleoni p e n sono entrambe maggiori delle corrispondenti sezioni d'urto per il K^0 . In conseguenza di ciò le

CAPITOLO 2. IL SISTEMA $K^0 - \bar{K}^0$

sezioni d'urto totali su ogni nucleo N verificano la disuguaglianza $\sigma_T(\bar{K}^0 N) \leq \sigma_T(K^0 N)$. Nella regione asintotica la disuguaglianza sopra può diventare un'uguaglianza.

Il Teorema Ottico mette in relazione la sezione d'urto totale con la parte immaginaria dell'ampiezza di scattering in avanti $f(0)$, $\Im m f(0) = (k/4\pi)\sigma_T$, dove $k = p/\hbar$ è il numero d'onda del mesone K . Perciò, assumendo che le parti reali delle ampiezze di scattering non controbilancino l'effetto descritto per le parti immaginarie, per ogni momento finito è valida, normalmente, anche la relazione $|\bar{f}(0)| > |f(0)|$. Quindi i due autostati della stranezza K^0 e \bar{K}^0 che compongono il K_L^0 interagendo in maniera diversa con gli atomi del materiale danno luogo alla ricomparsa del mesone K_S^0 a partire da un fascio puro di mesoni K_L^0 . Partendo da un stato puro, per esempio definito dalla relazione 2.8, lo stato finale è [18]:

$$\psi_f(\theta) = \frac{f(\theta) - \bar{f}(\theta)}{2} |K_S^0\rangle + \frac{f(\theta) + \bar{f}(\theta)}{2} |K_L^0\rangle \quad (2.43)$$

Se $f(\theta) \neq \bar{f}(\theta)$, lo stato finale conterrà una componente K_S^0 . Questa componente è *rigenerata* dal fascio di K_L^0 .

Considerando ora due centri diffusori, quali per esempio due nuclei, essi agiscono in modo coerente se, detta d la loro distanza lungo la direzione del K_L^0 , p_S e p_L i momenti dei due mesoni K e ϑ l'angolo tra la direzione del K_L^0 incidente e quella del K_S^0 rigenerato, vale la relazione: $d(p_S \cos(\vartheta) - p_L) \ll 1$. Dalla conservazione dell'energia si deduce che $p_S - p_L = (\Delta m)m_L/p_L$ ($\approx 10^{-6}$ eV/c) e da qui la lunghezza massima per cui due centri diffusori possono ancora interferire in maniera pienamente coerente per la rigenerazione in avanti: $d_{max} \approx 1/(p_S - p_L) = p_L/(m_L \Delta m)$; l'angolo massimo di scattering per la rigenerazione coerente è: $\vartheta^2 \leq 2(p_S - p_L)/p_S \approx 10^{-14}$. La quantità d_{max} è dell'ordine di molte lunghezze di decadimento del K_S^0 . Perciò si possono distinguere le seguenti classi di processi di rigenerazione:

1. Rigenerazione coerente o di trasmissione in avanti ad angoli $\vartheta \leq 10^{-7}$ rad. Si ottiene una addizione coerente delle ampiezze per una regione di parecchi centimetri di lunghezza.

2. Rigenerazione elastica o di diffrazione da parte dei nuclei. Si ha adizione incoerente delle ampiezze da nuclei di atomi diversi, ma azione coerente dei diversi nucleoni all'interno di uno stesso nucleo atomico.
3. Rigenerazione inelastica: il momento trasferito è così grande che i nuclei vengono spaccati o viene stimolata una transizione verso stati eccitati.

Nel contesto dello studio della violazione di CP il fenomeno della rigenerazione è importante per almeno due motivi: il primo è che questo meccanismo può essere usato per produrre una miscela coerente di K_S^0 e K_L^0 per studiare gli effetti di interferenza tra lo stato $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ che conserva CP e quello $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ che invece viola la suddetta simmetria; in secondo luogo la rigenerazione può essere causa di background nel segnale del K_L^0 quando questo deve passare attraverso strati più o meno densi di materia. Ad esempio in una ϕ -factory il K_L^0 deve attraversare gli strati di materiale della beam-pipe (il tubo a vuoto dove circolano e si scontrano gli elettroni e i positroni) e un eventuale strumento di trigger prima di accedere alla zona della camera a fili riempita seppure a bassissima pressione di gas e quindi finire nel calorimetro o decadere. Tutti questi passaggi nella materia possono indurre la rigenerazione di K_S^0 che nel suo decadimento può essere scambiato per un K_L^0 dalla strumentazione e quindi distorcere il segnale. Per questo motivo si deve ridurre al minimo la quantità di materia che tale mesone deve attraversare nel suo cammino prima di decadere.

Capitolo 3

DAΦNE: la Φ -Factory di Frascati

3.1 Principio di funzionamento

Una ϕ -factory è una macchina pensata per produrre particelle ϕ a riposo attraverso collisioni di elettroni e positroni all'energia di risonanza del mesone vettoriale ϕ pari a 1020 MeV. La sezione d'urto di produzione della ϕ in questo processo è $4.8\mu\text{b}$.

Il mesone vettoriale (o la risonanza) ϕ è lo stato a energia minima del sistema di quark s e \bar{s} con spin 1. La sua massa è $1019.41(1)$ MeV e ha una larghezza di $4.41(5)$ MeV. Esso decade per mezzo delle interazioni forti in $K^0\bar{K}^0$ (34.4(9)%), in K^+K^- (49.5(10)%) e $\rho\pi$ (12.9(7)%). Al picco di risonanza il K^0 e il \bar{K}^0 hanno entrambi energia cinetica circa pari a 12 MeV e quindi momento $|\underline{k}| \approx 110$ MeV/c.

Il processo di produzione di kaoni neutri si descrive in simboli:

$$e^+e^- \rightarrow \text{"}\gamma\text{"} \rightarrow \phi \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 \quad (3.1)$$

con piccolo background; la sezione d'urto di picco è $\sigma \approx 1.4\mu\text{b}$. Il processo di annichilazione è mediato da un fotone virtuale (vedere fig 3.1) e dunque i numeri quantici sono $J^{PC} = 1^{--}$. Lo stato finale è descritto da una funzione d'onda del tipo:

$$\{K^0(\underline{k})\bar{K}^0(-\underline{k}) - \bar{K}^0(\underline{k})K^0(-\underline{k})\} \quad (3.2)$$

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ -FACTORY DI FRASCATI

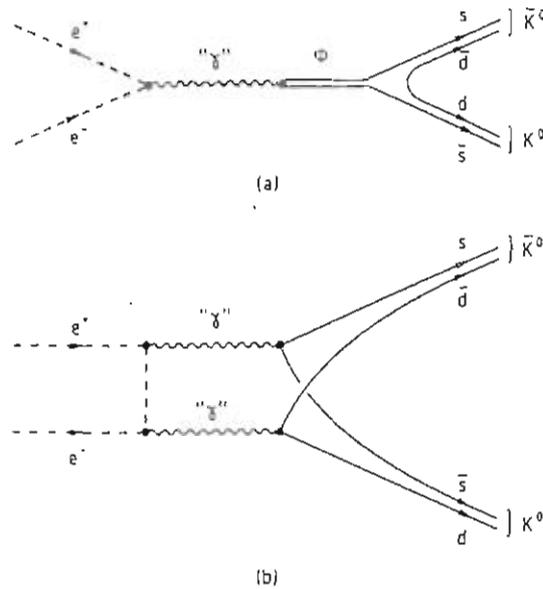


Figura 3.1: Processi di annichilazione elettrone-positrone per lo stato finale $K^0 \bar{K}^0$.

dal momento che sia C che P sono conservati nelle interazioni adroniche ed elettromagnetiche. Ricordando la definizione di K_L^0 e K_S^0 (cfr. eq. 2.7 e 2.8) l'eq. 3.2 può essere riscritta in termini di queste ultime particelle come:

$$\{K_L^0(\underline{k})K_S^0(-\underline{k}) - K_S^0(\underline{k})K_L^0(-\underline{k})\} \quad (3.3)$$

Una possibile fonte di background è data dalla transizione mostrata in fig. 3.1 b):

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma^* + \gamma^* \rightarrow K^0 + \bar{K}^0 \quad (3.4)$$

Tuttavia la presenza di due fotoni virtuali implica $C = +1$ e l'ampiezza di questo processo non interferisce con quella della reazione 3.1; in aggiunta a ciò l'elemento di matrice per il decadimento 3.4 ha un fattore addizionale α^2 e non c'è risonanza in questa regione di energie che possa aumentare l'intensità di questo fondo come succede invece per l'altro caso. La sezione d'urto $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow K^0 \bar{K}^0)$ per fotoni reali a queste energie è dell'ordine di 16 nb. Un altro fondo alla 3.1 viene dalla catena:

$$\phi \rightarrow S^*/f_0(975) + \gamma \rightarrow (K^0 \bar{K}^0)_{C=+1} + \gamma \rightarrow \gamma + \frac{1}{\sqrt{2}}(K_S^0 K_S^0 - K_L^0 K_L^0) \quad (3.5)$$

che porta ad una mescolanza di stati $K_S^0 K_S^0$ e $K_L^0 K_L^0$ con una “branching ratio” (BR) nell’intervallo $10^{-4} - 10^{-7}$. L’energia del fotone è ~ 10 MeV e per questo risulta di difficile rivelazione. Questo fondo con C pari è stato studiato da Cocolicchio e altri [29]. Essi hanno concluso che con opportuni tagli sui cammini dei K^0 si può ottenere una quasi completa soppressione degli indesiderati eventi con C pari ritenendo tuttavia quasi tutti gli eventi “buoni” con C dispari.

Nel caso che ci interessa (eq. 3.1) gli stati K^0 e \bar{K}^0 si allontanano da parti opposte rispetto al punto di produzione e questo permette di discriminare con molta precisione tra le due particelle, ottenendo fasci puri e monocromatici di K_S^0 e K_L^0 ; il fatto che le due traiettorie siano sulla stessa retta, poi, fornisce un potente ausilio per le ricostruzioni dei punti di decadimento dei mesoni stessi. Specialmente la purezza con cui si possono ottenere fasci di K_S^0 sarà molto utile per lo studio dei decadimenti di questo mesone, soprattutto dei più rari, tanti dei quali non sono ancora stati sperimentalmente quantificati ($K_S^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}, e^+ e^- \gamma, \mu^+ \mu^- \gamma, \pi^0 e^+ e_-, \pi^0 \mu^+ \mu_-$ ecc.)[30]. Sarà anche possibile migliorare gli esistenti limiti sulla reazione $K_S^0 \rightarrow 3\pi^0$ che viola CP cercando 6 fotoni di bassa energia nei rivelatori.

Con una ϕ -factory sono possibili anche studi su K^\pm benché non sia questo lo scopo principale della sua costruzione. Infatti lo studio della violazione di CP richiede un rivelatore talmente preciso da permettere lo studio di tutti gli altri processi fisici realizzabili in una ϕ -factory.

È fattibile, inoltre, una misura diretta sull’invarianza rispetto a T studiando la frequenza relativa dei processi $K \rightarrow \bar{K}$ e $\bar{K} \rightarrow K$ al livello del 10% dell’effetto atteso nell’ipotesi della validità dell’invarianza CPT.

Si può qui citare la possibilità di studio dei mesoni leggeri ($f_0(975), \eta$ e η'), e la confusa situazione dei mesoni non strani (ρ' ecc.); infine le caratteristiche particolari di una ϕ -factory permettono anche lo studio dei decadimenti radiativi della ϕ quali $\phi \rightarrow \eta' \gamma$, mai osservato finora, $\phi \rightarrow \pi^0 \gamma$ e $\eta \gamma$ permettendo di migliorare i risultati attuali e dei decadimenti $\phi \rightarrow \omega \gamma$ e $\phi \rightarrow \rho \gamma$ con violazione di C.

Luminosità	=	$\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1} = 10^3 \mu\text{b}^{-1}\text{sec}^{-1}$
N_ϕ/year	=	$5 \mu\text{b} \cdot 10^3 \mu\text{b}^{-1}\text{sec}^{-1} \cdot 3.15 \cdot 10^7 \text{sec}/\text{year} \approx 16 \cdot 10^{10} \text{ year}^{-1}$
$N_{K_S^0 K_L^0}$	\simeq	$5.4 \cdot 10^{10} \text{ year}^{-1}$
$N_{K^+ K^-}$	\simeq	$8 \cdot 10^{10} \text{ year}^{-1}$
N_η	\simeq	$0.16 \cdot 10^{10} \text{ year}^{-1}$
$N_{\eta'}$	\simeq	$0.16 \cdot 10^{10} \text{ year}^{-1}$

 Tabella 3.1: Parametri della ϕ -factory.

3.2 Parametri costruttivi e prestazioni

Lo scopo di DAΦNE è di raggiungere una precisione statistica nella misura di $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dell'ordine di 10^{-4} e ciò comporta l'osservazione di 10 milioni di $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e di 5 milioni di $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Per fare questo la macchina è concepita per raggiungere una luminosità di $\sim \mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$. Il progetto DAΦNE prevede la costruzione nell'area attualmente occupata da ADONE, presso i Laboratori Nazionali di Frascati, di un accumulatore di elettroni e positroni all'energia di risonanza della ϕ . Gli e^- ed e^+ circoleranno in due tubi *distinti* in cui verrà fatto il vuoto (che dovrà essere molto spinto a causa dell'alta intensità di corrente raggiunta quando la macchina lavorerà a regime e si scontreranno con un angolo di incidenza di 10 mrad nel piano orizzontale. Per la fine del 1995 il progetto dovrebbe essere operativo a una luminosità $\mathcal{L} \simeq 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$ con il proposito di incrementarla di un fattore 10 per la fine del 1996. Per raggiungere questi obiettivi si parte dalla constatazione che la più alta luminosità finora raggiunta, all'energia della ϕ , con fasci piatti e due punti di interazione è $\mathcal{L} = 4.3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$, ottenuta alla VEPP-2M di Novosibirsk [31]. Ricordando che $\mathcal{L} = h\mathcal{L}_0$, dove \mathcal{L}_0 è la luminosità ottenuta con lo scontro di un singolo "pacchetto" (*bunch*) di particelle con uno di antiparticelle e h il numero di pacchetti, si è scelto un approccio considerato più tradizionale: si è deciso, cioè, di aumentare il numero di bunch poiché un incremento di \mathcal{L}_0 richiederebbe il raggiungimento di luminosità per bunch mai ottenute finora. Inoltre, un valore limitato di \mathcal{L}_0 dovrebbe consentire una lunga durata della luminosità del fascio (20 ore). In tabella 3.2 sono

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACTORY DI FRASCATI

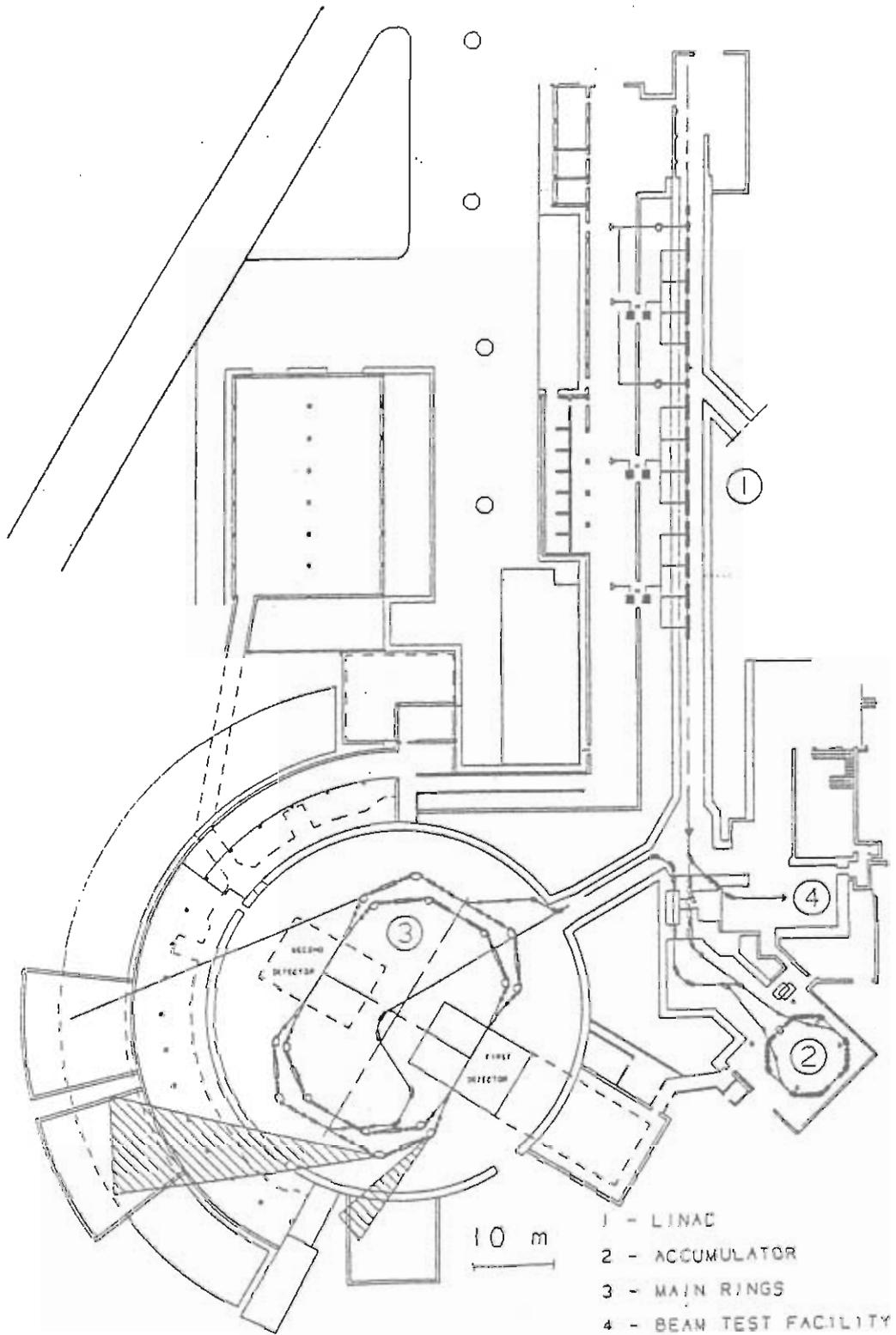


Figura 3.2: Schema generale di DAΦNE.

$\mathcal{L}_0 \text{ cm}^{-2}\text{sec}^{-1}$	$4.5 \cdot 10^{30}$
ξ	0.04
$\epsilon^{max} (m \cdot rad)$	10^{-6}
$\beta_y @IP (m)$	0.045
$\beta_x @IP (m)$	4.5
$N^{max} (particelle/bunch)$	$8.9 \cdot 10^{10}$
$h^{max} (N^ro \text{ di bunch})$	120
$f_0 (MHz)$	3.17
$\sigma_x @IP (mm)$	2.11
$\sigma_y @IP (mm)$	0.021
$\sigma_z @IP (m)$	0.03

Tabella 3.2: Parametri costruttivi per DAΦNE per un energia dei fasci di 510 MeV.

riportate le principali caratteristiche costruttive. Ricordando che

$$\mathcal{L}_0 = \pi \left(\frac{\gamma}{r_e} \right)^2 f_0 \frac{\xi^2 \epsilon (1 + \kappa)}{\beta_y} \quad (3.6)$$

dove γ è il rapporto fra l'energia dell'elettrone o positrone circolante e la sua massa a riposo, r_e il raggio classico dell'elettrone, f_0 la frequenza di rivoluzione, β_y il valore della *funzione- β verticale* nel punto di interazione (IP), ξ il parametro di *tune-shift lineare*, ϵ l'emittanza e κ il coefficiente di accoppiamento, si nota che i parametri riguardanti la luminosità di DAΦNE non si discostano molto da quelli della VEPP-2M. A causa del basso valore di β_y si hanno bunch molto corti ($\sigma_z < \beta_y/1.5$) e ciò produce, dato il valore piuttosto alto di h e f_0 , valori molto alti sia del picco che del valore assoluto della corrente circolante nella macchina ($\sim 5 A$).

3.3 Il sistema di rivelazione

Un rivelatore per la ϕ -factory deve avere la capacità di ricostruire con la necessaria precisione gli eventi di interesse per la determinazione della cosiddetta double ratio o per gli altri metodi di misura di ϵ'/ϵ [32]. Questi ultimi

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACILITY DI FRASCATI

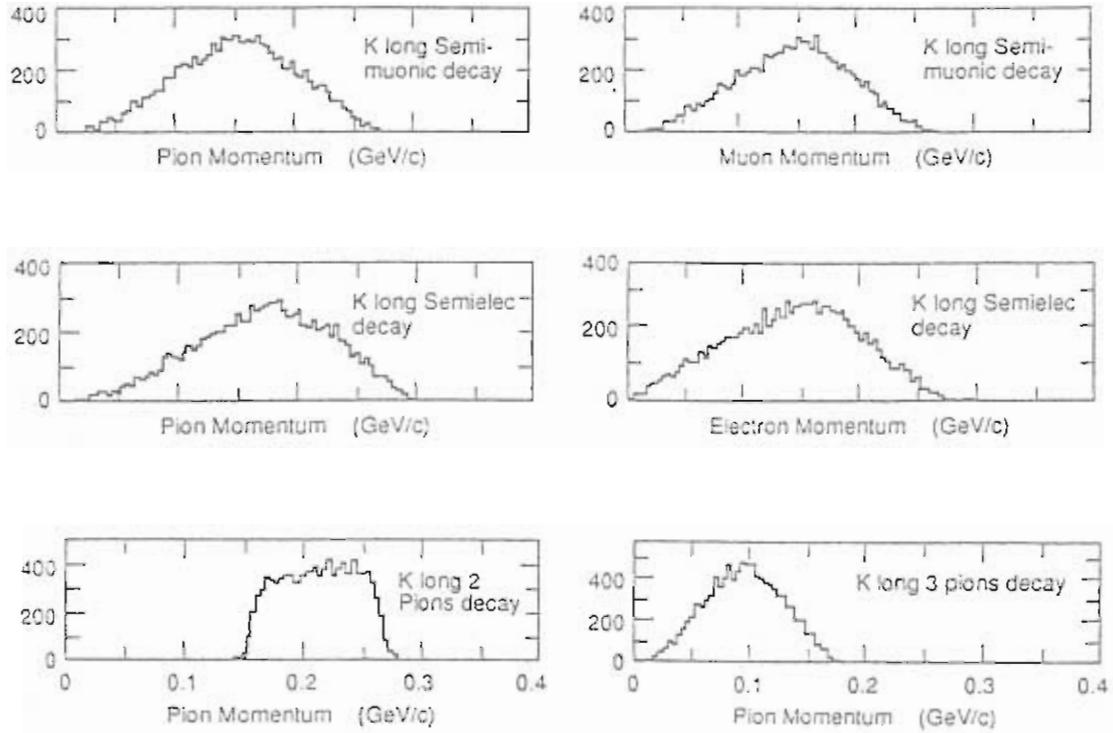


Figura 3.3: Spettri dei principali eventi in una ϕ -factory.

sono, come più volte menzionato, principalmente i seguenti:

$$\begin{aligned}
 &K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \quad K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \quad K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \\
 &K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \quad K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu \quad K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu
 \end{aligned}$$

Si riportano gli spettri di alcuni di tali eventi in figura 3.3. Dalla cinematica degli eventi presenti in una ϕ -factory si ricava che l'apparato rivelatore deve poter misurare le tracce di pioni con momenti tra 50 e 250 MeV; deve rivelare fotoni fino ad energie di 20 MeV (provenienti dal decadimento dei pioni neutri: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$); in particolare il calorimetro elettromagnetico deve essere in grado di misurare l'energia degli sciami elettromagnetici con una risoluzione $\delta E_\gamma/E_\gamma \sim 0.15$ a 100 MeV per ottenere la precisione voluta su $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ (ricordiamo che vogliamo mantenere l'incertezza su questa misura al livello di

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACILITY DI FRASCATI

processo	frequenza (KHz)
$e^+e^- \rightarrow \phi$	4.8
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	90.1
$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	2.2
$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	0.1
totale	97.2

Tabella 3.3: Frequenze dei processi rivelabili nella regione angolare $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $8.5^\circ \leq \vartheta \leq 171.5^\circ$, per $\mathcal{L} = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

10^{-4}). Nel fit sulle variabili misurate e nella ricostruzione dei decadimenti è necessario poter determinare con una certa precisione il punto di conversione dei fotoni sul calorimetro; inoltre anche il riconoscimento delle particelle faciliterebbe il compito di raggiungere il fattore di reiezione richiesto per i vari fondi e soprattutto per quello generato dal decadimento $K_{\mu 3}$ in cui è necessario un fattore di reiezione di almeno 50 a 1 per i muoni.

La struttura generale del rivelatore è quella standard per la rivelazione dei prodotti di decadimento nelle macchine a fasci incrociati e cioè una struttura cilindrica che circonda il tubo a vuoto in cui circolano gli elettroni e i positroni (la Beam Pipe) e consistente, come ho già accennato, in un dispositivo tracciante, un trigger, un calorimetro elettromagnetico immersi in un campo magnetico solenoidale di ~ 0.6 T.

Alla facility DAΦNE si riesce a ottenere una frequenza di eventi “buoni” di $\sim 10^4$ al secondo (tab. 3.3). Se si dovesse registrare la totalità degli eventi, anche supponendo che siano di dimensioni ridotte ($\sim 10 - 20$ KB), si avrebbe sempre a che fare con 100-200 MB/sec, che è una quantità di almeno un ordine di grandezza superiore alle attuali capacità dei sistemi di acquisizione. Alla luminosità prevista, un detector con la possibilità di rivelazione di eventi di scattering elastico $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (“Bhabha scattering”) con angoli azimutali tra 8.5° e 171.5° deve lavorare ad una frequenza di 50 kHz. Eventi di questo tipo con piccolo angolo devono essere rivelati e riscaldati mantenendo solo un campione di coppie e^+e^- uniformemente distribuiti per motivi di calibrazione. Analogamente i raggi cosmici penetranti, pur facilmente eliminabili in una analisi off-line, devono essere riconosciuti ed esclusi già on-line

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACTORY DI FRASCATI

per non intasare il trigger. Per contenere le perdite dovute ai tempi morti del trigger e del sistema di acquisizione dati a meno del 10% è necessario raggiungere un tempo di risposta dell'ordine di $2 \mu s$. Un calorimetro con buona risoluzione temporale può essere impiegato come trigger senza dover ricorrere ad uno strumento diverso specificamente dedicato a ciò. Questo contribuirebbe a mantenere quanto minore possibile la quantità di materia che il K_L^0 incontra nel suo cammino onde evitare la rigenerazione dei K_S^0 , fonte di possibili fondi che inficierebbero la bontà della misura. Per esempio un decadimento con conservazione di CP quale $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ nel volume fiduciale del K_L^0 simula esattamente il decadimento CP non invariante $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, né da quest'ultimo può essere distinto tramite vincoli cinematici semplici (le masse del K_L^0 e del K_S^0 sono quasi uguali). Come sarà mostrato nei seguenti paragrafi un calorimetro a campionamento che alterni strati di piombo o rame a strati di fibre ottiche scintillanti si rivela molto veloce nella risposta temporale e quindi adatto a svolgere anche la funzione di trigger.

A DAΦNE si presenta, poi, la particolare situazione in cui c'è un incrocio tra pacchetti e^+e^- ogni ~ 3 ns, ma un evento solamente una volta ogni ~ 4000 incroci. Al trigger si richiede la capacità di connettere ogni evento con l'incrocio che lo ha prodotto, nonostante l'ampia distribuzione dei tempi di arrivo dei prodotti finali di decadimento della ϕ .

Per la ricostruzione dei momenti delle particelle cariche serve inoltre un campo magnetico che sarà fornito da un solenoide (scartata la prima idea di usare una bobina superconduttrice, ci si sta indirizzando verso una bobina di alluminio). Per quanto riguarda le dimensioni totali esse si dovrebbero assestare sui valori di 5 metri per il raggio più esterno e 10 metri di lunghezza.

Importantissima è la scelta delle dimensioni del volume fiduciale (il volume in cui si considerano i decadimenti delle particelle $K_{S,L}^0$). Tenendo conto della cinematica del decadimento $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$, nel centro di massa della ϕ , si ricavano i cammini medi di decadimento dei due mesoni: $\langle L_{K_L^0} \rangle = 350$ cm e $\langle L_{K_S^0} \rangle = 6$ mm. Il raggio della Beam Pipe è 8 cm e dunque ne segue che tutti i K_S^0 decadono nel vuoto all'interno di quest'ultima. Invece i K_L^0 escono dalla parete di berillio della Beam Pipe (e si ha il fenomeno della rigenerazione

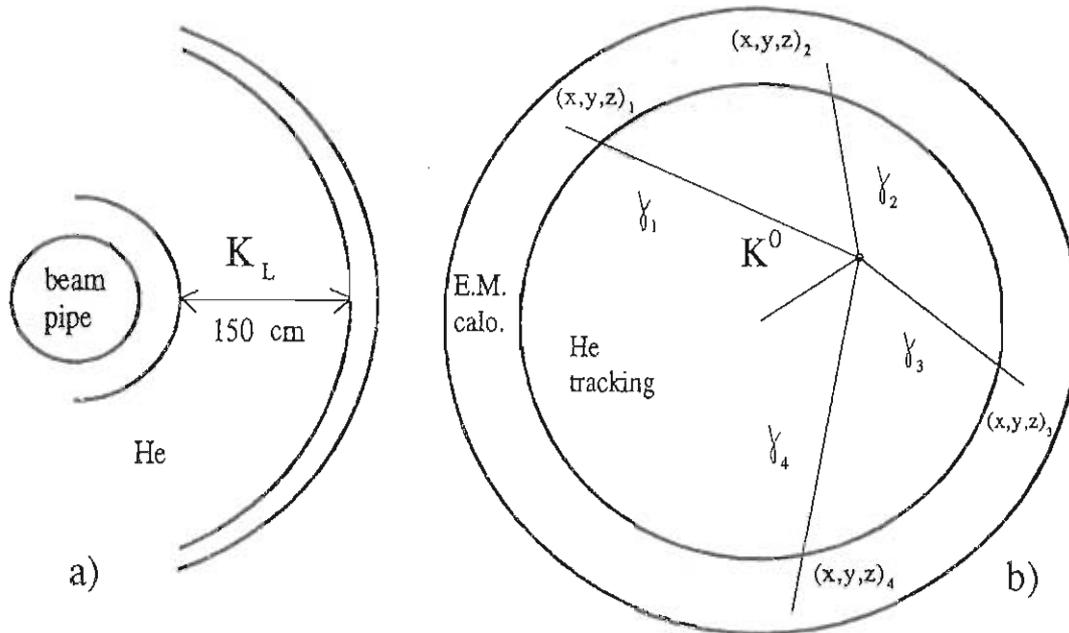


Figura 3.4: a): schema del volume fiduciale, b): esempio di evento di decadimento $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$.

nell'attraversamento di questo strato di materiale con probabilità di circa 1-2 %) e attraversano un dispositivo tracciante, una camera a fili riempita di elio, che si estende dalla Beam Pipe fino a un raggio di 2 metri. Di questo volume solo una corona cilindrica di raggio interno di circa 15 cm ed esterno di 1.5 metri verrà utilizzata come volume fiduciale per il K_L^0 al fine di riservare una zona di circa 50 cm per la definizione delle tracce dei pioni carichi originati dal decadimento del K_L^0 . Dalla lunghezza di decadimento del K_L^0 se ne deduce che circa il 30 % dei decadimenti del K_L^0 avvengono nel volume fiduciale e quindi possono servire per l'analisi (vedi fig. 3.4). Per la risoluzione energetica e il rigetto dei fondi è necessaria la massima copertura angolare, questa, tuttavia, è limitata dalla "low- β insertion" che copre un angolo polare di $\pm 8.5^\circ$.

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ -FACTORY DI FRASCATI

I quadrupoli magnetici usati per la focalizzazione dei fasci di elettroni e positroni nelle vicinanze del punto di produzione delle particelle ϕ non permettono di realizzare un rivelatore dotato di una struttura totalmente ermetica. I quadrupoli sono schematizzati, nelle simulazioni al computer, come 2 cilindri di 13.5 cm di diametro lunghi 150 cm e posti a 40 cm dal punto di interazione. Una certa percentuale di fotoni dal decadimento del K_L^0 in π^0 viene persa quando i fotoni, urtando i quadrupoli, sono assorbiti e non riescono a raggiungere il calorimetro. Ciò induce una diminuzione del numero misurato di eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e introduce una correzione da apportare alla misura del doppio rapporto (vedere in seguito), inoltre provoca un aumento del fondo rappresentato dagli eventi $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ quando due di questi fotoni colpiscono i quadrupoli (oppure quando se ne perde solo uno in questo modo, l'altro non essendo rivelato per altri motivi; in ogni caso la probabilità di mal interpretare il segnale aumenta). Per rimediare a questo inconveniente qualcuno ha proposto (il gruppo Roma-Sanità) di ricoprire i quadrupoli con un rivelatore di fotoni, per esempio basato su qualche materiale scintillante o sulla tecnologia del silicio.

3.3.1 Il sistema tracciante

Dato lo spettro dei momenti dei pioni carichi originati dal decadimento del K^0 (cfr. fig. 3.3) e il grande volume a disposizione per il decadimento stesso, la misura della quantità di moto nella camera tracciante risulta limitata dallo scattering multiplo più che dalla risoluzione spaziale.

Ci sono due modi per ottenere un buon valore di $\Delta p/p$:

- operare in un campo magnetico molto alto (lo scattering multiplo scala come $1/B$);
- usare un rivelatore molto trasparente, cioè con una densità di materia molto bassa.

La prima soluzione è valida sino a valori di B che non facciano spiralizzare le particelle nella camera impedendo loro di raggiungere un dispositivo che

faciliti la loro identificazione (nel nostro caso il calorimetro). Un rivelatore poco denso è auspicabile anche a causa della rigenerazione. Le dimensioni della camera tracciante devono essere scelte tenendo presente che il suo raggio esterno deve essere molto maggiore di quello del volume fiduciale per ottenere una risoluzione quanto più uniforme possibile; il raggio interno deve essere, invece, il più piccolo possibile per permettere una buona risoluzione nella misura del vertice di decadimento del K_S^0 .

Per quanto riguarda il campo magnetico, esso deve essere abbastanza intenso per ottenere una risoluzione accettabile sulla quantità di moto. Presumibilmente la scelta cadrà su un valore del campo magnetico pari a 6kG. Per una camera che copra radialmente una regione tra 15 e 200 cm il taglio per le tracce che spiralizzano dovrebbe essere sui 60 MeV/c per le tracce originate vicino alla regione luminosa del collider (Interaction Point o I.P.) e 15 MeV/c per quelle che cominciano nei pressi del limite esterno del volume fiduciale.

Poiché lo scopo principale di questa tesi è lo studio delle caratteristiche del calorimetro elettromagnetico, non si approfondirà molto di più l'argomento della camera tracciante rimandando a trattazioni specifiche sull'argomento [33].

3.3.2 Calorimetria

Nell'ambito del sistema di rivelatori necessari per le misure in una ϕ -factory il calorimetro elettromagnetico è il dispositivo più delicato e quello che richiede maggior cura nella progettazione e nella realizzazione.

A prescindere dal tipo di analisi e di tecnica di ricostruzione degli eventi, resta sempre il fatto che questo strumento deve essere capace di "vedere" fotoni di energie veramente basse (fino a 20 MeV, cfr. fig. 3.5). Poiché nel decadimento $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ tutte le particelle che compaiono sono neutre, il dispositivo tracciante non può essere di nessun aiuto. Ricade quindi sul calorimetro tutta la responsabilità di ricostruire i vertici neutri di questo tipo.

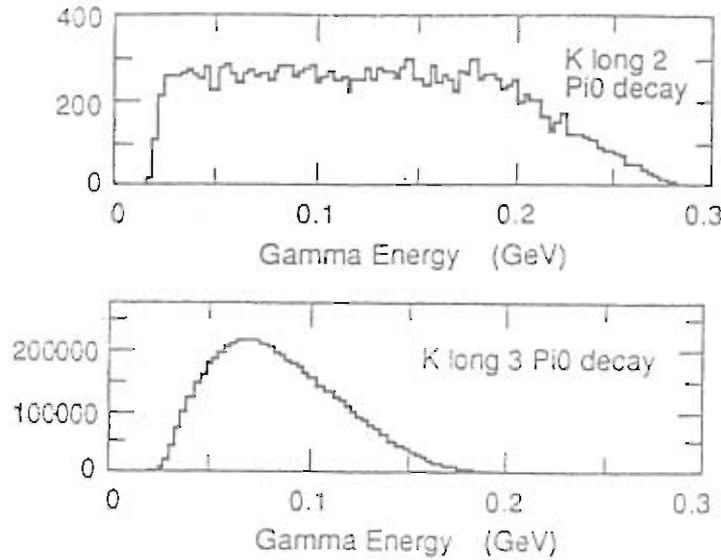


Figura 3.5: Spettro dei fotoni di decadimento.

È necessario avere a disposizione un dispositivo che misuri con precisione di almeno 1 cm il punto di impatto di ciascun fotone, come si ricava dai calcoli, per ottenere la precisione voluta. È importante anche la risoluzione energetica per ricostruire il decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ usando fit cinematici come la massa del π^0 e accoppiando a 2 a 2 i fotoni rivelati scegliendo quale coppia viene da uno dei π^0 e quale dall'altro.

3.4 Il doppio rapporto: misure sperimentali

Il doppio rapporto citato nel cap.2 (formula 2.30) si esprime in termini di numero di eventi $N(K \rightarrow \pi\pi)$ come:

$$R = \frac{N(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / N(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{N(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) / N(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \quad (3.7)$$

quando gli eventi $N(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi)$ sono normalizzati allo stesso numero di $K_{S,L}^0$. Esaminiamo come si possono identificare questi decadimenti in una ϕ -factory:

- dalla cinematica del decadimento a riposo della ϕ si ricava che K_S^0 e K_L^0 sono sempre emessi in direzioni opposte. Si può dunque riconoscere il K_L^0 identificando dalla parte opposta un K_S^0 e viceversa.

- Essendo le lunghezze di decadimento per K_S^0 e K_L^0 molto diverse, è facile operare una separazione tra i due mesoni anche con una risoluzione di vertice molto modesta.

Bisogna ora capire come è possibile identificare e scegliere il K_S^0 e il K_L^0 . Dato che è molto più precisa la misura delle variabili cinematiche delle particelle cariche piuttosto che dei fotoni, è meglio considerare solo gli eventi con produzione di un kaone che decade in π carichi per il riconoscimento (tagging) dell'altro che decade in π neutri e che viene utilizzato per la misura della "double ratio". Determinata così la direzione di uno dei due mesoni (il K_S^0 o il K_L^0), siamo sicuri che l'altro (rispettivamente un K_L^0 o un K_S^0) è stato prodotto dalla parte opposta rispetto al punto di interazione, con la stessa direzione di volo, ma ovviamente con verso contrario.

3.4.1 Selezione dei K_S^0

I modi di decadimento dominanti per K_L^0 sono: $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi^\pm\mu^\mp\nu$, e $\pi^\pm e^\mp\nu$ con una Branching Ratio totale del 78%. Questi decadimenti sono caratterizzati dalla presenza di due particelle cariche più una neutra con il vertice lontano dal punto di produzione (I.P.) cioè dal punto in cui si forma la ϕ a riposo nella beam-pipe. Anche solo considerando le tracce cariche, non c'è nessun evento di fondo (tranne la conversione di un fotone) che possa simulare simili decadimenti. Si tenga conto che si possono imporre vari vincoli cinematici; avendo a disposizione un dispositivo per il riconoscimento delle particelle, il compito di riconoscere un K_L^0 che decade in carichi è, inoltre, praticamente senza problemi.

Nel setup proposto dalla collaborazione KLOE [35], si può immaginare di far iniziare il volume fiduciale del K_L^0 a qualche decina di centimetri dalla parete della Beam-Pipe e dal limite interno della camera tracciante. Ciò a due scopi: il primo per rendersi conto che la particella che decadrà nel volume fiduciale è veramente neutra escludendo eventuali tracce nel volume attivo prima del volume fiduciale, e il secondo per permettere a tutti i K_S^0 prodotti nell'I.P. o rigenerati sulle pareti della Beam-Pipe di decadere all'infuori del

volume fiduciale del K_L^0 . Se per esempio si prende una lunghezza di 30 cm come raggio interno del volume fiduciale, questo corrisponde a circa 50 lunghezze di decadimento del K_S^0 e questo ci mette al sicuro da questo tipo di contaminazioni.

È necessaria anche una regione attiva esterna al volume fiduciale per misurare i momenti e le tracce di particelle cariche prodotte eventualmente nelle vicinanze della parte esterna del volume fiduciale. Con le dimensioni citate del volume fiduciale circa il 27 % degli eventi K_L^0 a partire dalla reazione $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ possono essere accettati (supponendo un'efficienza di ricostruzione del 100 %).

3.4.2 Selezione dei K_L^0

Qualche diversità si incontra nell'identificazione dei K_S^0 per il *tagging* dei K_L^0 che decadono dalla parte opposta. Principalmente il K_S^0 decade in due pioni, tuttavia la rivelazione del processo $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e la determinazione della posizione del vertice di decadimento sono compiti difficili. Per questo motivo consideriamo solo l'altro modo dominante di decadimento e cioè $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ processo che ha un tasso (B.R.) del 68%. Dal momento che i K_S^0 decadono in gran parte vicino al punto di produzione, molti processi diversi di decadimento possono essere interpretati erroneamente come dovuti al K_S^0 e sono perciò possibili fonti di background. Fortunatamente grazie alla semplice cinematica dei decadimenti in due corpi di particelle monocromatiche quasi a riposo (si ricordi che $\beta_{K_S^0} \simeq 0.2$) ci sono delle analisi quantitative [26] che indicano come si possa raggiungere facilmente un fattore di rigetto dell'ordine di 10^{-5} o anche minore. Anche l'identificazione delle particelle può essere di aiuto nel riconoscimento dell'evento.

Se in questo caso prendiamo come volume fiduciale una regione sferica di raggio $r \leq 3\tau_S$ otteniamo una probabilità totale per il decadimento del K_S^0 del 95%. Invece la probabilità di osservare in questa regione un decadimento di un K_L^0 è 5×10^{-3} e solo 2×10^{-3} di questi (corrispondenti alla Branching Ratio per il processo $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$) sono eventi che non possono essere distinti

da $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Comunque a questo livello un fondo del genere non preoccupa. In queste condizioni circa il 65% dei K_S^0 provenienti da $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ possono essere accettati sempre assumendo un'efficienza del 100% sulla rivelazione e sulla ricostruzione degli eventi.

3.4.3 Selezione dei decadimenti utili per la misura della Double Ratio

Una volta identificate le probabili particelle K_L^0 e K_S^0 tramite la rivelazione dalla parte opposta di un K_S^0 o un K_L^0 rispettivamente, bisogna ancora operare una scelta per considerare solo quei casi in cui si ha un decadimento in $\pi^+ \pi^-$ o in $\pi^0 \pi^0$. A questo livello si può procedere ad un ulteriore rigetto delle contaminazioni. Per esempio se abbiamo riconosciuto in un evento un decadimento K_S^0 , ci aspettiamo dalla parte opposta un K_L^0 : se quando riveliamo quest'ultimo ci accorgiamo che in realtà non è affatto un K_L^0 , allora, con ogni probabilità, neanche il K_S^0 di partenza era tale. Inoltre si possono riconoscere anche gli eventi che derivano da reazioni del tipo 3.4 o 3.5. Infatti questi eventi prevedono produzione di coppie di K_S^0 o di K_L^0 (lo impone la simmetria $C = +1$) al posto di due kaoni diversi, un K_S^0 e un K_L^0 , così in casi in cui entrambi i mesoni K decadano nel volume fiduciale del K_S^0 o entrambi in quello del K_L^0 si sarebbe autorizzati a dedurre che ci troviamo alla presenza di eventi con $C = +1$ del tipo sopra indicato. In questo modo il contributo al fondo di questi eventi, già basso per quanto esposto nei precedenti paragrafi può senz'altro essere ignorato.

3.5 Accuratezza statistica

Se supponiamo valida l'invarianza CPT [34], il che implica una fase nulla per il rapporto ε'/ε , e tralasciamo i termini di interferenza tra le ampiezze del K_S^0 e del K_L^0 , cosa lecita finché consideriamo trascurabili i termini di ordine superiore in $\tau_S/\tau_L = 1.72 \cdot 10^{-3}$, otteniamo i seguenti tassi di produzione

(integrati nel tempo):

$$\frac{N(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) N(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{N(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)} \simeq \frac{\varepsilon^2}{2} \left(1 - 4 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (3.8)$$

$$\frac{N(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) N(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{N(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)} \simeq \frac{\varepsilon^2}{2} \left(1 + 2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (3.9)$$

$$\frac{N(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) N(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{N(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)} \simeq \varepsilon^2 \left(1 + 2 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (3.10)$$

$$\frac{N(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) N(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{N(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)} \simeq \frac{\varepsilon^2}{4} \left(1 - 4 \frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (3.11)$$

Ognuno di questi rapporti potrebbe essere adatto per una valutazione di ε'/ε (forse l'ultimo è troppo difficile dal punto di vista sperimentale a causa del fatto che compaiono solo particelle π^0 che, essendo neutre e decadendo in fotoni di bassa energia, sono rivelate con qualche difficoltà in più rispetto ai pioni carichi) I diversi contributi proporzionali a ε'/ε hanno segni diversi e la necessità di ottenere risultati coerenti riduce l'errore statistico e quello sistematico. Da quanto detto, e ricordando l'espressione per il doppio rapporto:

$$R = 1 + 6 \Re e \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right),$$

si ricava per l'errore statistico la seguente espressione:

$$\sigma_N \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) = \frac{1}{6 \sqrt{(2/3) N_L^0}} \quad (3.12)$$

dove N_L^0 indica il numero di decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ osservati. Per raggiungere la necessaria accuratezza statistica servono così 4.2×10^6 eventi. Per un anno di presa dati, con le caratteristiche descritte per KLOE, si calcola:

$$\begin{aligned} N_L^0 &= \underbrace{(5 \mu b)}_{\sigma} \times \underbrace{(10^{10} \mu b^{-1})}_{L} \times \underbrace{(2/3)}_{tag} \times \underbrace{(0.34)}_{\phi \rightarrow K_{S,L}^0} \times \\ &\times \underbrace{10^{-3}}_{K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0} \times \underbrace{(1 - e^{-150/350})}_{decadim.} = 3.9 \times 10^6 \end{aligned} \quad (3.13)$$

Il fattore $2/3$ è l'efficienza nella scelta dei K_L^0 (circa 68% come si è detto nei precedenti paragrafi) e si è assunto un volume fiduciale di raggio 150 cm.

3.6 Errori sistematici

Per studiare gli effetti sistematici [37] sul doppio rapporto è comodo introdurre la quantità R^{oss} per indicare il doppio rapporto costruito con il numero di eventi $N^{oss}(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi)$ effettivamente osservati nel rivelatore. Si può fattorizzare la grandezza R^{oss} nel modo seguente:

$$\begin{aligned}
 R^{oss} &= \frac{N^{oss}(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)/N^{oss}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{N^{oss}(K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)/N^{oss}(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \\
 &= \frac{N_\phi \cdot Br_\phi^{SL} \cdot Br_L^{+-} \times \eta_L(tag) \times \int e^{-\frac{t}{l_L}} [\eta_L^{+-}(acc) \cdot \eta_L^{+-}(det) \cdot \eta_L^{+-}(rec)] dt_L^{+-}}{N_\phi \cdot Br_\phi^{SL} \cdot Br_S^{+-} \times \eta_S(tag) \times \int e^{-\frac{t}{l_S}} [\eta_S^{+-}(acc) \cdot \eta_S^{+-}(det) \cdot \eta_S^{+-}(rec)] dt_S^{+-}} \\
 &= \frac{N_\phi \cdot Br_\phi^{SL} \cdot Br_L^{00} \times \eta_L(tag) \times \int e^{-\frac{t}{l_L}} [\eta_L^{00}(acc) \cdot \eta_L^{00}(det) \cdot \eta_L^{00}(rec)] dt_L^{00}}{N_\phi \cdot Br_\phi^{SL} \cdot Br_S^{00} \times \eta_S(tag) \times \int e^{-\frac{t}{l_S}} [\eta_S^{00}(acc) \cdot \eta_S^{00}(det) \cdot \eta_S^{00}(rec)] dt_S^{00}}
 \end{aligned} \tag{3.14}$$

Nella formula sopra i modi di decadimento sono indicati semplicemente dagli indici superiori e inferiori (per esempio SL significa $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ mentre $^{+-}$ significa $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$).

La quantità che ci interessa è il doppio rapporto dei tassi di decadimento (cfr. eq. 2.30), cioè $R = (Br_L^{+-}/Br_S^{+-})/(Br_L^{00}/Br_S^{00})$; si sono inoltre definite le grandezze $\eta(acc)$ $\eta(det)$ $\eta(rec)$ per indicare l'accettanza geometrica, l'efficienza di rivelazione e di ricostruzione rispettivamente, per ogni modo di decadimento. Le grandezze indicate con η sono funzione della posizione del vertice indicata con l . Il termine esponenziale tiene conto della probabilità di decadimento ad una distanza l dal punto di produzione di particelle (i $K_{S,L}^0$) con lunghezza media di decadimento $l_{S,L}$ e l'integrazione è effettuata sul volume fiduciale appropriato per ogni modo di decadimento. Semplifichiamo la scrittura della formula sopra sostituendo all'integrazione la media pesata delle η che compaiono sotto il segno di integrale moltiplicata per l'integrale

sul volume fiduciale dell'esponenziale:

$$\begin{aligned}
 R^{oss} &= R \times [\text{doppio rapporto di } (\int e^{-\frac{t}{\tau_{S,L}}} dt \times \langle \eta_{acc}\eta_{det}\eta_{rec} \rangle)] \\
 &= R \times R_V \times R_\eta
 \end{aligned}
 \tag{3.15}$$

dove R_V e R_η sono i doppi rapporti dei tassi di decadimento $\int e^{-\frac{t}{\tau_{S,L}}} dt$ e delle medie $\langle \eta\eta\eta \rangle$ (che per brevità si indicheranno anche con $\langle \eta_3 \rangle$) rispettivamente. Le $\eta(tag)$ che rappresentano l'efficienza di "tagging" (si veda la discussione dei paragrafi precedenti a riguardo della scelta dei $K_{S,L}^0$) si semplificano completamente nella R^{oss} .

Da quanto detto è chiaro che l'errore sistematico dipende dall'accuratezza con cui si riesce a tenere sotto controllo R_V e R_η . Per mantenere l'errore sistematico al di sotto di quello statistico bisogna che le incertezze su R_V e R_η siano entrambe minori di $\sim 5 \times 10^{-4}$; al primo ordine in R_V e R_η i tassi di decadimento e le medie pesate delle quantità η si cancellano, tuttavia per raggiungere la precisione voluta su ε'/ε (ricordo che vogliamo $\Delta(\varepsilon'/\varepsilon) \simeq 1 \times 10^{-4}$) non ci si può accontentare di sviluppare le formule soltanto fino al primo ordine, ma bisogna cercare di fare di meglio.

3.6.1 Accuratezza su R_η e calibrazione

Il punto cardine per ottenere una grande precisione su R_η è la capacità del sistema di rivelatori di KLOE di rivelare fotoni di bassa energia con una buona risoluzione energetica e sul punto di impatto del fotone primario, precisione sulla determinazione del vertice di decadimento. La valutazione di $\langle \eta_3 \rangle$ con precisione $\sim 10^{-4}$ per il decadimento neutro in $\pi^0\pi^0$ appare abbastanza difficile, molto di più che per il decadimento in $\pi^+\pi^-$, fortunatamente il decadimento $\phi \rightarrow K^+K^-$ in cui uno dei due K decade attraverso la reazione $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ può essere usato per ottenere un'ottima calibrazione. Questo processo ci fornisce un campione di pioni carichi e neutri che seguono quasi la stessa cinematica dei π^0 e π^\pm provenienti dai decadimenti dei $K_{S,L}^0$ quali $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ e $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. La sola differenza sta nelle diverse vite medie dei

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACILITY DI FRASCATI

	$\phi \rightarrow K^+ K^-$ (BR = 49.5%) K^\pm	$\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ (BR = 34.4%) K_S^0 K_L^0
massa (MeV)	493.65	497.67
p (MeV)	127	110
T (MeV)	16.1	12
E_T (MeV)	509.7	509.7
γ	1.033	1.024
β	0.2492	0.2158
τ (s)	1.24×10^{-8}	0.89×10^{-10} 5.18×10^{-8}
$\gamma\beta c\tau$ (cm)	95.4	0.59 343

Tabella 3.4: Proprietà cinematiche dei K carichi e neutri ad una ϕ -factory .

K^\pm rispetto ai $K_{S,L}^0$ e dei π^\pm rispetto ai π^0 e nella diversità delle masse a riposo (per altro molto piccola) tra le stesse particelle. Lo schema per questo tipo di calibrazione è il seguente: si identifica un K carico tramite la rivelazione di una traccia carica con una “cuspidè” nella regione fiduciale del K_L^0 che sia consistente con uno dei decadimenti $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ oppure $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \pi^0 \nu_\mu$ (somma delle BR 85%) o di una singola traccia carica senza “angoli” che corrisponde a un K^+ che non decade entro la regione fiduciale. In entrambi i casi gli eventi possono essere facilmente identificati tramite la semplice cinematica dei due corpi per un caso e tramite la misura del tempo di volo e del momento per l’altro. In questo modo circa il 24% dei decadimenti delle ϕ risulta avere un K^\pm identificato con sicurezza da una parte e quindi dalla parte opposta ci deve essere per forza un K^\mp . Poiché la probabilità di decadimento di un $K^\mp \rightarrow \pi^\mp \pi^0$ entro il volume fiduciale è circa 16% allora si può raggiungere un campione di eventi di calibrazione di $\sim 1.6 \times 10^9$ in un anno di presa dati (10^7 sec o equivalentemente 10^4 pb $^{-1}$ di luminosità integrata).

All’interno di questo campione di K^\mp selezionati come sopra descritto, scegliamo quelli che decadono $K^\mp \rightarrow \pi^\mp (\pi^0)$ usando solo la cinematica delle tracce cariche e quindi alla fine di tutto questo otteniamo un campione di π^0 che può essere usato per ottenere una misura diretta delle prestazioni del sistema di rivelatori, in particolare del calorimetro elettromagnetico. La frazione di questi eventi che viene correttamente ricostruita come π^0 è in

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACTORY DI FRASCATI

realtà il prodotto di tre quantità: l'accettanza geometrica, l'efficienza di rivelazione e quella di ricostruzione del π^0 (ancora per comodità indichiamo con $\xi_3^{\pi^0}$ tale prodotto). Risultati simili si ottengono per $\xi_3^{1\gamma}$ per la rivelazione di un fotone (quando l'altro fotone proveniente dal decadimento di un π^0 va perso) e per $\xi_3^{2\gamma}$ quando vanno persi entrambi i fotoni. Tutte le quantità ξ sono chiaramente dipendenti da l . Il prodotto $\xi_3^{\pi^0\pi^0} \equiv \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{\pi^0} + 2 \times \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{1\gamma} + 2 \times \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{2\gamma}$ sarebbe la quantità η_3 corretta per un decadimento $K \rightarrow \pi^0\pi^0$ per un K che avesse la stessa vita media del K^\pm , ma non per un vero K_S^0 o K_L^0 .

Il valore $\langle \eta_3 \rangle$ di cui si ha bisogno si ottiene dalla media pesata

$$\langle \eta_3 \rangle = \frac{\int e^{-\frac{l}{\tau_{S,L}}} \times \xi_3 dl}{\int e^{-\frac{l}{\tau_{S,L}}} dl} \quad (3.16)$$

e l'integrazione è eseguita sui volumi fiduciali per i decadimenti $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$. Nonostante le lunghezze di decadimento dei $K_{S,L}^0$ siano conosciute con un errore $\sim 10^{-3}$, ciò non influenza la determinazione di $\langle \eta_3 \rangle$.

Lo stesso metodo può essere usato per determinare $\langle \eta_3 \rangle$ per il decadimento $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ usando i π^0 ricostruiti dai decadimenti $K^\mp \rightarrow \pi^\mp(\pi^0)$ per ottenere un campione di π^\mp e determinando la frazione di questi che riescono a superare i passaggi della ricostruzione.

Utilizzando questa procedura di calibrazione ci si aspetta un'incertezza su R_η di molto minore di 5×10^{-4} che è il valore minimo richiesto.

Concludendo la discussione su R_η bisogna aggiungere una precisazione di cui finora non ci si è curati. A $\langle \eta_3 \rangle$ bisognerebbe aggiungere il contributo dovuto ad una errata combinazione delle coppie di fotoni provenienti da ogni π^0 . Infatti del decadimento $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ noi vediamo 4 fotoni nel calorimetro e dobbiamo decidere (in base ai fit sulla massa invariante per esempio) quale coppia di fotoni proviene da uno dei due π^0 e quale proviene dall'altro. Un tale tipo di errore può essere compiuto partendo da un decadimento $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$, ma non partendo da un decadimento tipo $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ in cui si ottengono solo due fotoni dall'unico pione neutro. L'effetto si può comunque studiare per mezzo di appropriati programmi di simulazione

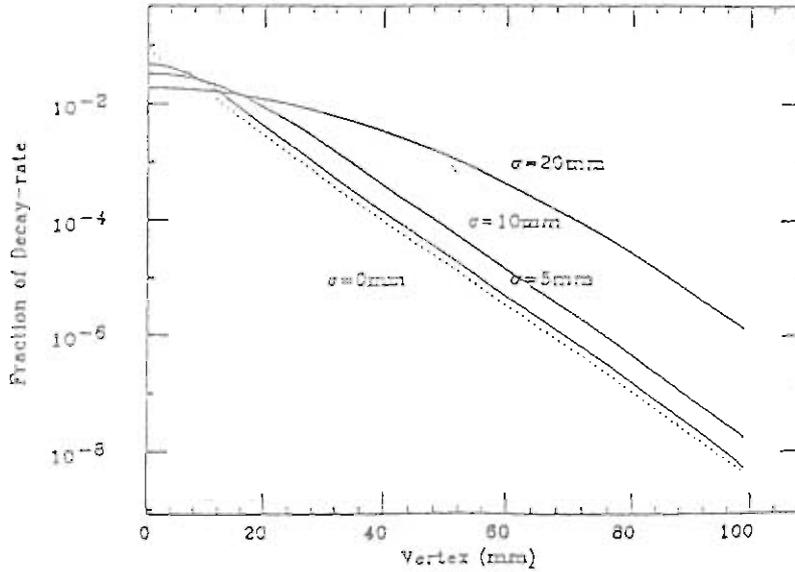
CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACILITY DI FRASCATI

che creino decadimenti $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ "virtuali" partendo da due decadimenti $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ con lo stesso vertice di decadimento e i cui π^\pm soddisfino la cinematica corretta per eventi del tipo $K \rightarrow \pi \pi$. È in definitiva un tipo di Monte Carlo che usa dati reali. Si noti però che una combinazione errata dei γ è ininfluenza finché gli eventi $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ sono selezionati correttamente

Per quanto riguarda la determinazione di $\langle \eta_3 \rangle$ per il modo $\pi^+ \pi^-$ possono essere usati anche altri decadimenti come $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (BR=12%) e $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm l^\mp \nu$ (BR=65%) benché la cinematica sia ora diversa.

3.6.2 Accuratezza su R_V

La funzione di distribuzione dei vertici di decadimento, $e^{-\frac{l}{\tau_{S,L}}}$, è nella realtà dei fatti sperimentali affetta dalla distribuzione finita del beam (il fascio di elettroni e positroni che collidono per produrre la ϕ) e dalla risoluzione anch'essa finita nella rivelazione dei vertici di decadimento stessi. Si può, comunque, ragionevolmente supporre che il primo effetto sia trascurabile rispetto al secondo. Si può assumere una indeterminazione gaussiana nella risoluzione dei vertici di decadimento. Con i rivelatori di KLOE ci si attende una deviazione standard $\sigma_V \sim 10$ mm per il vertice neutro $\pi^0 \pi^0$, mentre per il modo carico $\pi^+ \pi^-$ la determinazione del vertice, grazie anche all'aiuto della camera tracciante, si dovrebbe ottenere con un'accuratezza di poche centinaia di micron. La risoluzione del vertice carico, quindi, è almeno un ordine di grandezza più piccola della distanza media percorsa da un K_S^0 prima di decadere (cioè 6 mm) e di conseguenza può essere tranquillamente trascurata rispetto a quella del vertice neutro. Esaminiamo dunque cosa è necessario tenere sotto controllo per determinare $\langle \eta_V \rangle$ con una precisione migliore di 10^{-5} . Consideriamo prima i decadimenti del K_S^0 : se imponiamo che i vertici di decadimento siano compresi entro una distanza $l < 60 \sim 70$ mm, allora con una risoluzione di 10 mm si calcola che meno di 1 evento su 10^4 venga perso (si ha quindi una perdita frazionaria minore di 10^{-4}). Sperimentalmente una tale perdita può essere determinata con una precisione di circa 10^{-4} misurando la distribuzione dei vertici di decadimento. Alla


 Figura 3.6: Distribuzione dei vertici del K_S^0 per diversi valori di σ_V (vedi testo)

fine si ottiene un'incertezza di 10^{-8} su $\int e^{-\frac{l}{\tau}} dl$ per i decadimenti del K_S^0 e può dunque essere ignorata. Il ragionamento eseguito non dipende dalla conoscenza precisa della risoluzione del vertice né dal valore massimo della distanza di decadimento (valore di taglio) usato nell'integrazione; è lecito allora considerare coincidenti i volumi fiduciali dei vertici di decadimento carichi e neutri. Così facendo, e ricordando la definizione 3.15 si ottiene la seguente forma semplificata per R_V :

$$R_V = \frac{\int_{V_L^+} e^{-\frac{l}{\tau}} dl}{\int_{V_L^0} e^{-\frac{l}{\tau}} dl} \quad (3.17)$$

Sono riportate nelle figure 3.6 e 3.7 le distribuzioni dei vertici del K_S^0 per diversi valori della risoluzione σ_V e la frazione di eventi in cui la posizione del vertice giace fuori dalla regione fiduciale.

Nella discussione precedente si sono considerati solo decadimenti all'interno della beam-pipe, cioè nel vuoto. I contributi dovuti alla rigenerazione del K_L^0 all'interno delle pareti della beam-pipe possono essere agevolmente riconosciuti e quindi rigettati se si lascia uno spazio di circa 20-30 mm tra il raggio massimo del volume fiduciale e la parete della pipe. Si potrebbe essere

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACTORY DI FRASCATI

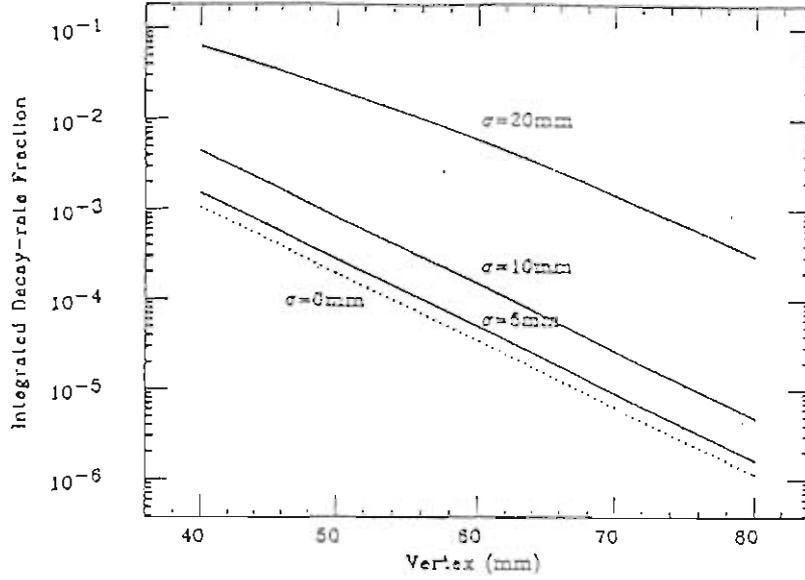


Figura 3.7: Frazione di decadimenti fuori del volume fiduciale: curva integrale (vedi testo)

tentati di aumentare quindi il raggio di quest'ultima, ma questo servirebbe soltanto ad aumentare l'effetto di scattering multiplo delle particelle cariche quando esse attraversano la parete della pipe. Si prova che la risoluzione del vertice $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ peggiora in proporzione diretta con il raggio della beam-pipe.

Dato che la lunghezza di decadimento del K_L^0 è grande rispetto a ogni possibile risoluzione sperimentale nella determinazione del vertice ($l_L \gg \sigma_V$), gli effetti della risoluzione finita sono molto piccoli. Definendo con ω la perdita percentuale di eventi dovuta alla risoluzione degli strumenti e cioè:

$$\omega \equiv \frac{\int \int e^{-l'/l_V} e^{-\frac{(1-l')^2}{2\sigma_V^2}} dl' dl}{\int e^{-l/l_V} dl} - 1 \quad (3.18)$$

o, equivalentemente $\omega = (N_{rec} - N_{veri})/N_{veri}$, dove si è indicato con N_{rec} e N_{veri} rispettivamente il numero di eventi ricostruiti dall'apparato e il numero di eventi realmente presenti nel volume fiduciale, si ottengono, per ω i valori mostrati in tabella 3.5. Dalla stessa tabella si evince che, mantenendo la risoluzione del vertice attorno ai 10 mm, si ottiene un effetto su $\int e^{-l/l_V} dl$ molto piccolo e dunque trascurabile. Ciò significa anche che si pos-

σ_V (mm)	ω
10	4.3×10^{-6}
20	1.7×10^{-5}
40	6.8×10^{-5}
100	4.3×10^{-4}

Tabella 3.5: Valori di ω in funzione di σ_V . I parametri ω e σ_V sono definiti nel testo. I valori si riferiscono a un volume fiduciale per il K_L^0 di raggio compreso tra 15 e 150 cm.

sono trascurare le incertezze dovute agli eventi che hanno luogo agli estremi del volume fiduciale.

Nel caso del K_L^0 , però, poichè la lunghezza media di decadimento è notevolmente più grande del raggio esterno del volume fiduciale, una eventuale differenza di tali volumi nel caso dei vertici carichi e di quelli neutri, porta a una apprezzabile differenza nel numero di eventi raccolti appartenenti ai due tipi di decadimenti. Per questo motivo è molto importante conoscere molto accuratamente la differenza tra i volumi fiduciali: per mantenere un errore sistematico su R_V al livello richiesto, cioè $\Delta R_V \sim 2 \times 10^{-4}$, si calcola che sia necessario conoscere la differenza tra i volumi fiduciali con una precisione di circa 0.2 mm.

Fortunatamente in una ϕ -factory ciò è possibile grazie alla grande abbondanza di eventi utilizzabili per le calibrazioni. Per esempio è possibile utilizzare il decadimento $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$. Il vertice ha risoluzione σ_V quando è ricostruito utilizzando i fotoni provenienti da $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, mentre ha risoluzione virtualmente infinita quando è ricostruito utilizzando le tracce delle particelle cariche (K^\pm e π^\pm) nella camera tracciante. Ricostruiti i singoli vertici nei due modi descritti, si può calcolare l'incertezza sulla differenza delle posizioni ottenute. Statisticamente, si valuta questa incertezza come la somma quadratica degli errori di determinazione dei vertici nei due modi diviso la radice quadrata del numero di eventi usati per la calibrazione in opportuni intervalli del volume di decadimento del K_L^0 : si ottiene, cioè, un valore $\sigma_V / \sqrt{N_{K^\pm}} \simeq 10^{-3}$ mm (si è tenuto conto che per le tracce cariche si

ha una precisione infinita, e quindi una deviazione standard nulla, nella ricostruzione). Questo valore non rappresenta altro che il nostro grado di precisione nella stima dei volumi fiduciali per i modi carico e neutro, precisione ben al di sopra di quanto basti per contenere l'errore sistematico entro i valori fissati.

Per concludere si noti che è auspicabile, al fine di non introdurre troppe correzioni alle grandezze misurate, che i volumi fiduciali per i modi carico e neutro siano quanto più simili possibile. Infatti una differenza di 10 mm tra i raggi esterni di tali volumi produce già una variazione di circa 1% nel valore di R_V .

3.6.3 Accuratezza su R^{oss}

L'errore sistematico su R^{oss} dipende principalmente dalla capacità di sottrarre correttamente il fondo dagli eventi osservati.

Bisogna quindi studiare qual è il tasso di rigetto dei vari tipi di fondo necessario per mantenere questa incertezza sistematica su valori al di sotto di quelli dovuti all'errore statistico.

Nel nostro schema un K_L^0 o un K_S^0 sono identificati osservando un decadimento di un K_S^0 o di un K_L^0 , rispettivamente, dalla parte opposta del rivelatore. Dopo di ciò si cercano due decadimenti di pioni, provenienti dai K, negli opportuni volumi fiduciali.

Gli eventi di fondo che possono inquinare i dati devono quindi soddisfare tutta la combinazione di criteri di selezione descritta. Il maggiore contributo al fondo proverrà dalla reazione $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ in cui i K_S^0 o K_L^0 scelti non decadono in due pioni e tuttavia sono erroneamente ritenuti eventi di questo tipo.

Il numero di segnali utili rivelati, N^{oss} , si ottiene sottraendo gli eventi di fondo, N^{fondo} , dal numero totale di eventi N^{tot} . Vale dunque, per l'incertezza su N^{oss} la relazione $\Delta N^{oss} = [(\sqrt{N^{tot}})^2 + (\Delta N^{fondo})^2]^{1/2}$. È abbastanza realistico aspettarsi che la stima del valore di N^{fondo} possa raggiungere almeno una precisione del 10% tramite, ad esempio, lo studio dello spettro di simili

Segnale	Fondo	Rapporto BR	Fattore di reiezione
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	1:241	$1.2 \cdot 10^{-5}$
$K_L^0 \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 \rightarrow \pi \mu \nu$	1:135	$1.6 \cdot 10^{-5}$
	$K_L^0 \rightarrow \pi e \nu$	1:189	$1.1 \cdot 10^{-5}$
	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	1:61	$3.0 \cdot 10^{-5}$

Tabella 3.6: Principali tipi di fondo e fattori di reiezione relativi.

eventi.

Per rendere ininfluyente il contributo di ΔN^{fondo} a ΔN^{oss} , bisogna raggiungere un fattore di reiezione κ che soddisfi alle seguenti relazioni:

$$0.1 \times \kappa \times N^{fondo} < \sqrt{N^{tot}} \quad (3.19)$$

$$\kappa < \frac{BR(K \rightarrow \pi\pi)}{BR(fondo)} \frac{1}{0.1\sqrt{N^{tot}}} \quad (3.20)$$

Siccome $BR(K_S^0 \rightarrow \pi\pi) \simeq 100\%$ i decadimenti del mesone K_S^0 sono quasi del tutto esenti dal fondo. Purtroppo per il K_L^0 la situazione non è così rosea, dato che gli eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ con violazione di CP sono una minima parte dei decadimenti possibili per il K_L^0 . Nella tabella 3.6 si riportano i principali tipi di fondo e i richiesti fattori di reiezione. Nonostante si sia data in precedenza qualche notizia sugli eventi di fondo e sul modo più opportuno di trattarli, si riprenderanno qui, per completezza, le principali strategie:

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$. La contaminazione dovuta a questo tipo di eventi è ottenuta dalla stima di due fattori. Il primo è la probabilità di perdere 2 dei 6 fotoni finali del decadimento, il secondo è la probabilità che i rimanenti 4 γ simulino il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Prima di tutto si può applicare un taglio all'energia dei 4 fotoni; agli eventi che sopravvivono si applicano i vincoli sulla conservazione dell'energia totale e sulla massa invariante di due π^0 , usando la direzione di volo del K_L^0 ricostruita mediante il decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nella camera tracciante. Gli eventi "buoni" sono selezionati da un taglio sul χ^2 e dalla massa invariante del sistema $\pi^0 \pi^0$. Nella geometria di DAΦNE la frazione di

eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ in cui si perdono due fotoni è $\sim 10^{-3}$, e dal fit sopra descritto si ottiene un fattore addizionale $\sim 10^{-2}$. Ne segue un fattore di reiezione finale di $\sim 10^{-5}$ sufficiente per i nostri scopi. Tuttavia la causa principale della perdita di qualche fotone è la presenza dei quadrupoli. Il primo passo da compiere qualora non si riuscisse a ottenere un fattore di reiezione sufficiente sarebbe di dotare i quadrupoli stessi di un involucro fotosensibile per rivelare anche i fotoni che accidentalmente incontrano questi dispositivi lungo il loro cammino.

- $K_L^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$: Per questo decadimento si ottiene un fattore di reiezione più che sufficiente grazie a due costatazioni: innanzitutto la probabilità di perdere due fotoni su due è 15 volte più piccola di quella per la perdita di due fotoni su sei, come nel decadimento precedentemente trattato; secondariamente si può anche applicare un taglio sull'energia totale e sulla massa invariante dei pioni carichi.
- $K_{\mu 3}$. Se fosse possibile avere a disposizione un dispositivo di identificazione delle particelle, come ad esempio un contatore Čerenkov, questo decadimento non preoccuperebbe minimamente. Tuttavia un simile rivelatore dovrebbe per forza di cose essere sistemato all'interno del calorimetro peggiorandone notevolmente le prestazioni. Comunque, sfruttando una misura di dE/dx nella camera e operando dei tagli sulla massa invariante e sull'energia delle particelle cariche, supponendo che siano entrambi pioni, si ottiene una reiezione di $\sim 10^{-4}$. Un *fit* globale utilizzando tutti i vincoli cinematici possibili dà ancora un fattore $\sim 10^{-2}$ per un rivelatore abbastanza realistico in quanto a prestazioni.
- $K_{e 3}$. Tutto quello che si è detto per il fondo dovuto a $K_{\mu 3}$ resta valido, anzi è facilitato dal fatto che $m_e \ll m_\mu$. Un ulteriore giovamento proviene dall'identificazione degli elettroni nel calorimetro elettromagnetico.

3.6.4 Effetti della rigenerazione

La rigenerazione, coerente e di diffrazione, in cui vengono prodotti mesoni K_S^0 a partire dai K_L^0 , può avere luogo a causa delle interazioni col materiale presente nel volume fiduciale del K_L^0 e con le pareti della beam-pipe. Il processo opposto, in cui vengono prodotti K_L^0 a partire dai K_S^0 non è realizzabile nell'apparato che stiamo descrivendo dal momento che tutti i K_S^0 (o quasi) decadono all'interno della beam-pipe e quindi nel vuoto. Abbiamo già notato che un decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ nel volume fiduciale del K_L^0 è assolutamente indistinguibile dal segnale $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ e dunque contribuisce a distorcere il valore di R^{oss} ; per quanto riguarda la rigenerazione sulle pareti della beam-pipe, inoltre, basta l'accortezza di usare un raggio interno del volume fiduciale abbastanza grande da permettere ai K_S^0 rigenerati di decadere prima di entrarvi. Si calcola che:

$$\begin{aligned} R^{oss} &= R \left[1 + \frac{BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{BR(K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)} \alpha (1 - R) \right] \\ &\simeq R [1 - (2 \times 10^3) \alpha \Re(\epsilon'/\epsilon)] \end{aligned} \quad (3.21)$$

con α pari alla probabilità di rigenerazione $K_L^0 \rightarrow K_S^0$. Sul doppio rapporto ciò si ripercuote in questo modo:

$$\Re e^{oss}(\epsilon'/\epsilon) \simeq \Re(\epsilon'/\epsilon) (1 - 300\alpha) \quad (3.22)$$

Possiamo ritenere insignificante l'effetto della rigenerazione per valori di α al di sotto di $\sim 10^{-4}$. Le stime presenti sono concordi nel dare un valore di $\alpha \sim 5 \times 10^{-5}$ per cui l'effetto su $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ è trascurabile.

3.7 Il calorimetro elettromagnetico

Attraverso il calorimetro elettromagnetico ci si propone di raggiungere fondamentalmente 4 scopi[35]:

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACILITY DI FRASCATI

1. La determinazione del vertice di decadimento per i processi $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ con un'accuratezza di pochi millimetri, cosa resa difficile dal basso momento dei kaoni che, ricordiamo, è circa 110 MeV/c.
2. Discriminare nel miglior modo possibile fra i due processi $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ e $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ e ottenere un alto fattore di reiezione del fondo proveniente da quest'ultimo decadimento.
3. Ottenere un segnale di trigger rapido per la catena di rivelazione.
4. mantenere l'errore sistematico su $\text{Re}(\epsilon'/\epsilon)$ al di sotto di 5×10^{-5} senza rinunciare alle potenzialità enunciate nei punti precedenti.

Il proposito è quello di costruire una struttura di piombo e fibre ottiche scintillanti con un sistema di lettura ad alta granularità.

Se dal punto di vista ingegneristico forse sarebbe stato più facile costruire un calorimetro con lastre di scintillatore alternate a lastre di piombo, dal punto di vista della risoluzione temporale le fibre sono nettamente superiori ai blocchi di materiale scintillante a causa della minor dispersione dei cammini possibili per la luce all'interno delle fibre. Questo argomento sarà ripreso ed ampliato in seguito. In ogni caso l'utilizzo delle fibre permette di ottenere una granularità quasi arbitraria nella lettura.

Dalle simulazioni al calcolatore (GEANT) e dagli studi sui prototipi (cfr. prossimi paragrafi) si è potuto capire che:

1. si riesce a ottenere piena efficienza fino a energie di 20 MeV per i fotoni incidenti;
2. la risoluzione energetica risulta $\sigma(E)/E \simeq 5\%/\sqrt{E}$;
3. è possibile ricostruire il punto di conversione dei γ con accuratezza dell'ordine del centimetro, cosa necessaria per determinare il punto di decadimento dei vari mesoni π^0 dallo sciame elettromagnetico nel calorimetro;

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACILITY DI FRASCATI

4. la risoluzione temporale è molto buona (si vorrebbero raggiungere i 300 ps per un fotone incidente di 20 MeV);
5. può essere risolto egregiamente il problema di ottenere una struttura altamente ermetica.

Avendo a disposizione un calorimetro con queste caratteristiche e utilizzando un fit cinematico globale (che tenga conto dei vincoli sulle masse e sull'energia e impulso totali), si ottiene una indeterminazione sulla posizione del vertice neutro $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ con un'accuratezza di $1 \sim 2$ cm. Ciò è sufficiente per poter ignorare gli errori sistematici su R_V come si deduce dalla discussione del par. 3.6.2.

Però la modesta velocità dei K provenienti dal decadimento della ϕ ($\beta \simeq 0.22$) e la buona risoluzione temporale del calorimetro permettono una diversa misura della posizione del vertice neutro. Tale metodo si basa sulla misura dei tempi impiegati dai fotoni per raggiungere il calorimetro a partire dall'istante di decadimento della ϕ . Il metodo del tempo di volo presenta l'importante caratteristica di fornire soluzioni indipendenti ($L_{K_L^0}, L_\gamma$) per ognuno dei quattro fotoni (si veda la figura 3.8 e le equazioni riportate). Utilizzando quindi nel fit anche i risultati di questo tipo di stima, si ottengono almeno tre vantaggi: si ottiene come minimo una ridondanza di equazioni, il che può sempre servire per eseguire controlli incrociati; è possibile ottenere buone stime di $L_{K_L^0}$ anche qualora un fotone andasse perso per uno dei motivi già accennati; infine con una risoluzione temporale di $300ps/\sqrt{E_\gamma/20GeV}$ si ottiene una stima della misura del vertice neutro con precisione $\sigma_L \simeq 0.75$ cm anche con risoluzioni $\sigma(E)/E = 7\% \sqrt{E_\gamma(GeV)}$, $\sigma_x = \sigma_y = 1$ cm e $\sigma_z = 5$ cm. Quindi utilizzando il metodo del tempo di volo si richiedono al calorimetro prestazioni più modeste e di conseguenza più facilmente realizzabili.

Da ultimo non si può fare a meno di notare che un calorimetro così concepito è compatto (la lunghezza di radiazione è $X_0 \simeq 1.6$ cm), relativamente facile da costruire e richiede un numero di canali di lettura ragionevole. Anche il costo dell'apparato, pur non essendo bassissimo, tuttavia non è eccessivo se si tiene conto della complessità della struttura: esso si aggira sui 17 miliardi

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ-FACTORY DI FRASCATI

di lire.

Allo scopo di coprire la parte più grande possibile di angolo solido attorno alla regione luminosa della macchina il calorimetro consiste di tre parti: un calorimetro centrale cilindrico che copre un angolo azimutale ϑ tra $+45^\circ$ e -45° , due "tappi" o end-caps alle estremità del cilindro e su questi ultimi due strutture dette plug-calorimeter. Ogni componente ha la stessa struttura base costituita da strati di piombo (Pb + 6% Sb) scanalato e spesso 0.5 mm. Nelle scanalature sono adagiate fibre scintillanti plastiche del diametro di 1 mm. Nei moduli del calorimetro le fibre vengono a trovarsi ai vertici di triangoli equilateri di lato 1.35 mm (vedi fig. 3.9). Il tutto è tenuto assieme da una sostanza collante.

Interessante è il modo in cui gli strati di piombo sono stati ottenuti ai LNF per i prototipi: lastre di piombo non scanalate sono state fatte passare fra due cilindri metallici rotanti che producono sulle lastre stesse le caratteristiche scanalature. Per la produzione del calorimetro sono in costruzione macchine simili, ma ovviamente più grandi e robuste (per i prototipi si è usata una macchina grande quanto quelle, mi si passi il paragone, usate in cucina per tirare la pasta).

Vari studi preliminari sono stati compiuti sulle caratteristiche delle fibre ai LNF usando sorgenti β e raggi cosmici. Diversi tipi di fibre sono stati studiati: in particolare le SNSC-38 e le SNSC-81 della Kuraray, con diametri di 1 e 2 millimetri. In linea di massima tutte queste fibre hanno caratteristiche simili, lunghezza di attenuazione $\lambda \simeq 300$ cm, tempo di decadimento del

$$\begin{cases} D^2 + L_{KL}^2 - 2 \cdot D \cdot L_{KL} \cos \vartheta = L_\gamma^2 \\ L_{KL}^2 / \beta + L_\gamma = ct \end{cases}$$

D, ϑ conosciuti
 t tempo di arrivo del fotone
 ($t = 0$ al decadimento della ϕ)

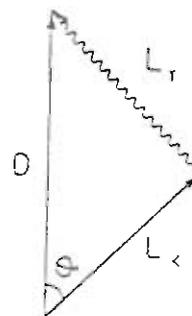


Figura 3.8: L'opzione del tempo di volo: relazioni fondamentali.

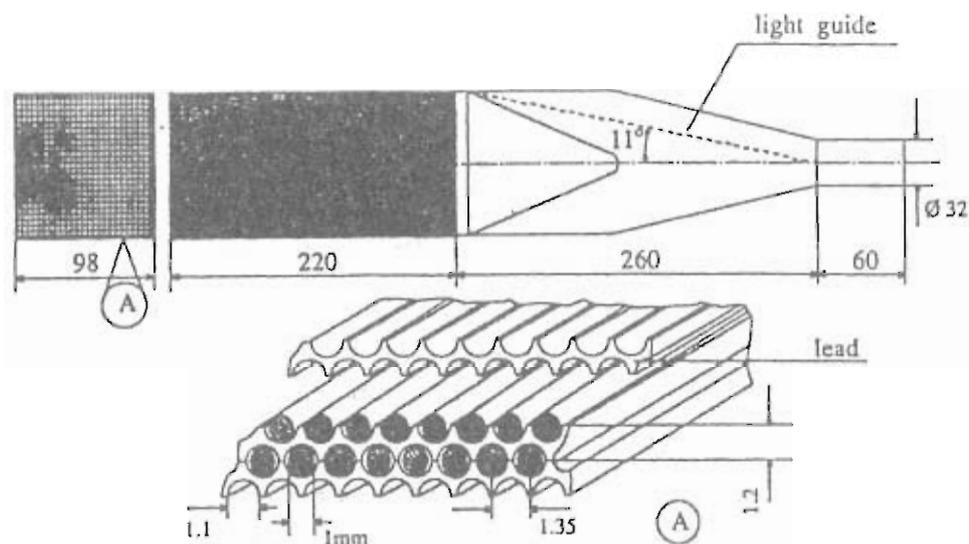


Figura 3.9: Struttura degli elementi del calorimetro elettromagnetico

materiale scintillante $\tau_s \simeq 2.5$ nsec e numero di fotoelettroni emessi per millimetro pari a circa 5.5 phel/mm.

Fibre con queste caratteristiche sono adatte al calorimetro di KLOE.

3.7.1 Il calorimetro centrale

Per coprire la regione compresa tra $\Delta\vartheta = \pm 45^\circ$ sarà costruita una struttura composta da 24 moduli uguali disposti in foggia di "arco romano" con raggio interno ~ 2 metri. Ogni modulo è lungo 4.5 metri e ha uno spessore minimo di $15 X_0$. Le fibre sono disposte parallelamente alla beam-pipe. Da entrambi i lati di ogni modulo le fibre sono lette da un certo numero di fotomoltiplicatori; la granularità è in media 3.4×3.4 cm² per i primi 5 strati e poi 6.4×6.4 cm² nei piani rimanenti.

La luce è convogliata nei fotocatodi da coni di Winston [35](vedere in seguito) di plexiglass che grazie alle loro proprietà permettono di ottenere un grande rapporto tra l'area della superficie da cui proviene la luce e l'area del fotocatodo senza una perdita apprezzabile di luce.

Ogni modulo è equipaggiato con 196 fototubi di cui 180 con fotocatodo di diametro $1 + 1/8$ pollici e 16 il cui fotocatodo ha diametro 2 pollici per un totale di 4704 fotomoltiplicatori per l'intero calorimetro centrale.

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ -FACTORY DI FRASCATI

Il punto di conversione dei fotoni è misurato, nella direzione ortogonale alle fibre, con una precisione almeno uguale alla granularità con cui si effettua la lettura moltiplicata per $1/\sqrt{12}$ (la deviazione standard di una distribuzione piatta di probabilità su un intervallo di ampiezza unitaria) e cioè ~ 1 cm; nella direzione parallela alle fibre si può ottenere una stima del punto di conversione (con precisione minore e cioè dell'ordine di 5 cm) dalla misura delle differenze tra i tempi di arrivo del segnale luminoso ai fototubi che leggono le fibre ai capi opposti.

Per migliorare la risoluzione in questa direzione si sta studiando la possibilità di inserire, fra i primi 4 piani di piombo e fibre, alcune "mattonelle" di scintillatore larghe 3.6 cm. La luce emessa da queste ultime, raccolta da una fibra di *wave-length-shifter* (WLS) sistemata all'interno delle mattonelle stesse, dovrebbe essere trasportata a fototubi di tipo "multi-anodo" da fibre ottiche non scintillanti (bianche).

Ogni modulo del calorimetro è avvolto in un foglio di alluminio spesso 1 mm necessario alla collocazione dei supporti per l'assemblaggio della struttura ad arco.

3.7.2 Gli end-cap

Alle due estremità del calorimetro centrale cilindrico sono previsti due "tappi" formati ciascuno da due mezzi dischi di 1.95 metri di diametro con le fibre inserite in semicerchi paralleli (vedere fig. 3.10) La composizione della struttura è identica a quella del calorimetro centrale, ma è ruotata di 90° ; ci si aspetta quindi dagli end-cap un comportamento molto simile a quello del calorimetro cilindrico come è confermato dalle simulazioni e dalle prove su prototipi. Le fibre vengono lette da entrambe le estremità da fotomoltiplicatori posti lungo il diametro con granularità simile a quella citata per la struttura centrale. Il numero di fototubi è 2136 in totale, per ogni modulo degli end-cap, di cui 534 con diametro $1 + 1/8$ pollici e 54 con diametro 2 pollici. Essendo posti in un piano ortogonale alla beam-pipe, la granularità determina la precisione nella misura delle coordinate r e z , mentre la pre-

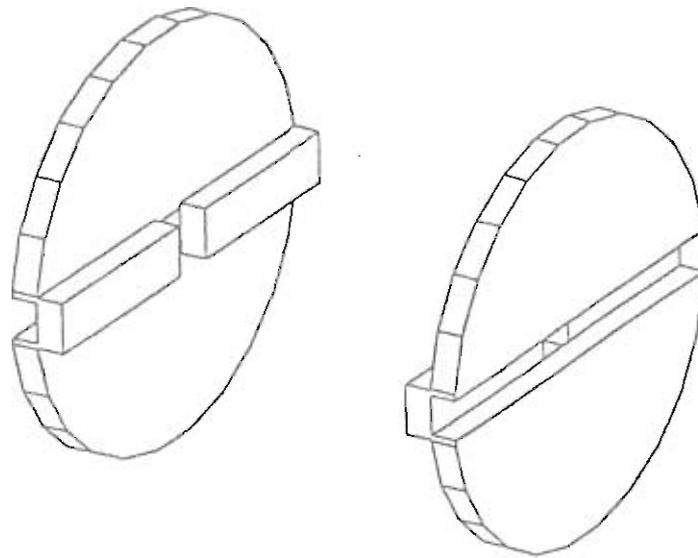


Figura 3.10: Struttura degli end-cap e degli end-plug.

cisione su ϕ è determinata da quella sulla misura della differenza dei tempi di arrivo del segnale ai fototubi che leggono le fibre da parti opposte. Anche qui la precisione sulla misura della terza coordinata trarrebbe beneficio dall'introduzione in senso radiale di placchette di scintillatore di dimensioni opportune. I moduli dell'end-cap saranno montati permanentemente sui lati interni del giogo di ferro che permette il ritorno delle linee di campo magnetico.

3.7.3 Gli end-plug

Gli *end-plug* servono essenzialmente a coprire l'area degli end-cap su cui sono disposti i concentratori di luce e i fototubi. Le dimensioni sono: 40 cm di altezza e un diametro degli end-cap di lunghezza, ma si spera di poter ridurre ancora un po' l'altezza. Si sta ancora studiando quale sia la forma migliore per gli end-plug, nel disegno riportato in figura 3.10 è rappresentata una delle possibili soluzioni.

Per questi rivelatori si usa la stessa struttura Pb-SCIFI, ma le fibre vengono lette solamente da una parte. Una configurazione di questo genere richiederebbe circa 400 fototubi con la granularità usuale. Al centro dei "tappi" rimane un buco di $40 \times 40 \text{ cm}^2$; questa superficie è contenuta tuttavia

nell'ombra proiettata dai quadrupoli e quindi non ha conseguenze sulle particelle provenienti dai pressi della regione di interazione. Tuttavia le particelle originate dal decadimento del K_L^0 sono pressoché uniformemente distribuite in tutto il volume del rivelatore e si potrebbero avere effetti rilevanti causati da questa regione cieca. Potrebbe essere utile adottare anche in questo caso un contatore di *veto* simile a quello dei quadrupoli per rivelare con buona efficienza i fotoni che altrimenti andrebbero persi.

3.7.4 Scelta dei fototubi

Le caratteristiche di ermeticità e la necessità di coprire il massimo angolo solido hanno come controparte la necessità di alloggiare i fototubi in zone dove il campo magnetico è ben lungi dall'essere nullo e può raggiungere valori di qualche decimo di Tesla. Una opportuna struttura del giogo di ritorno del campo potrebbe servire ad ottenere una riduzione dell'intensità di un fattore 100 nella zona di lettura delle fibre consentendo l'uso di fototubi convenzionali ad alto guadagno ($\sim 10^6$). Tali dispositivi con molti dinodi sono però fortemente influenzati dalla presenza del campo magnetico e il loro guadagno (e anche la fluttuazione nel tempo di risposta) peggiora sensibilmente. Si sta studiando l'opportunità di usare quindi dei fototubi di tipo "mesh-dynode" che hanno il pregio di poter lavorare anche in presenza di campi elevati, ma hanno il difetto di fornire un guadagno piuttosto basso ($\sim 10^4$ a 0.6 T). Nonostante questo sono stati ultimamente costruiti fototubi "mesh-dynode" con ottime risoluzioni temporali (T.T.S. $\simeq 300$ ps) il che fa pensare seriamente alla possibilità di un loro impiego a DAΦNE.

CAPITOLO 3. DAΦNE: LA Φ -FACTORY DI FRASCATI

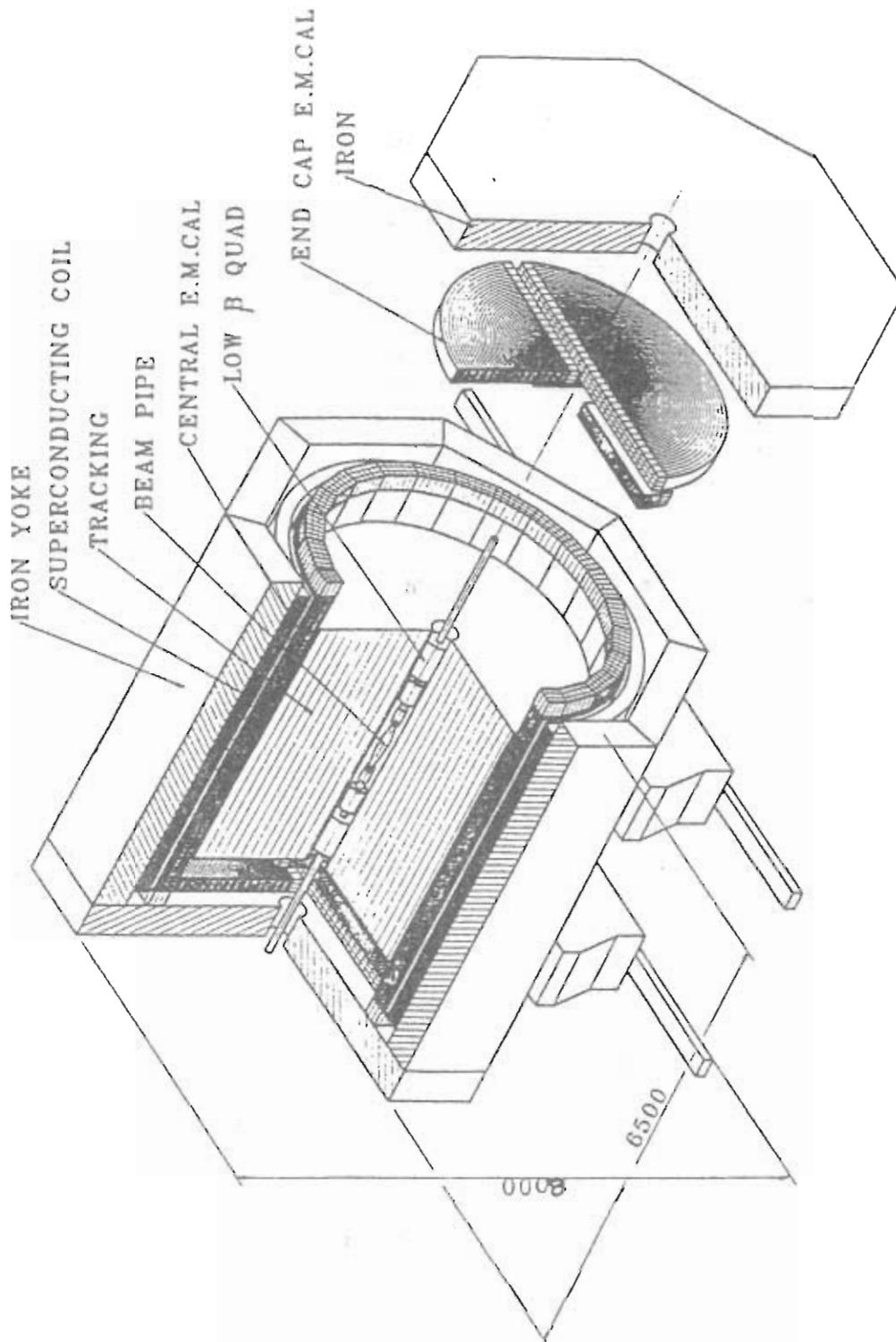


Figura 3.11: Schema generale del rivelatore KLOE.

Capitolo 4

Il calorimetro elettromagnetico: test dei prototipi

4.1 I prototipi

Per sottoporre a verifica sperimentale i risultati ottenuti con programmi di simulazione furono costruiti due prototipi dei moduli costituenti il calorimetro elettromagnetico. Il proposito era quello di provare se effettivamente con un calorimetro del tipo di quello descritto nel capitolo precedente era possibile raggiungere le risoluzioni energetica e temporale richieste dalla necessità di mantenere l'incertezza in $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ al livello di $\sim 10^{-4}$.

I due moduli costruiti per il test, meccanicamente identici [38] erano composti da fibre plastiche scintillanti da 1 millimetro di diametro frapposte a lastre di piombo scanalato, il tutto tenuto insieme da una quantità appropriata di collante ottico.

Per quanto riguarda il rapporto fibre-piombo-colla, per entrambi i moduli si aveva la proporzione 50:35:15 in volume; anche le dimensioni esterne erano le stesse nei due casi: $(9.8 \times 9.8 \times 22)$ cm³ e le fibre erano disposte lungo il lato di dimensione maggiore. In unità di lunghezza di radiazione (X_0) lo spessore totale dei due moduli era circa $12.5 X_0$.

Tra il 28 ottobre e il 3 novembre 1991 i due moduli sono stati trasportati a Ginevra, al CERN, dove sono stati esposti a fasci di particelle (muoni e elettroni) di energia nota presso il fascio di test "North T7" del proto-

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

Colore della luce emessa	Numero di fotoelettroni	costante di decadimento
Blu	4/mm	2.7 ns

Tabella 4.1: Caratteristiche principale delle fibre usate nei prototipi.

sincrotrone. Il modulo attraversato per primo dal fascio con fibre del tipo BICRON BCF-9902 e cemento ottico del tipo NE581 era stato costruito dal gruppo che si occupa del calorimetro centrale, l'altro, che usava fibre OPTETRON S101-S e colla BICRON BC-600, era stato costruito dal gruppo che si occupa degli end-cap. Questo secondo dispositivo era già stato preventivamente provato con raggi cosmici e, in configurazione head-on (cioè con particelle incidenti parallelamente alla direzione delle fibre) con i fotoni di bassa energia al LADON (a Frascati) [39]. Con questi test si trovò che, per una particella al minimo di ionizzazione (mip) che attraversa il modulo in direzione ortogonale alle fibre (side-on), si ottenevano circa 160 fotoelettroni, mentre per i fotoni in configurazione head-on si trovava il risultato di 2 fotoelettroni per MeV. La risoluzione energetica trovata a LADON era migliore del $6\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$. In tab. 4.1 si riportano le caratteristiche principali comuni ai due tipi di fibre usati.

Al test-beam del CERN ogni modulo era letto da entrambe le parti. Da un lato il segnale luminoso era integrato da un'unica grande guida di luce di plexiglass, con un fattore di riduzione areale pari a circa 9.8, accoppiato a un fotomoltiplicatore EMI9902-KB da 10 dinodi con un diametro di 3.2 cm. I contatti ottici furono realizzati con l'ausilio di grasso ottico.

Dalla parte opposta gli impulsi luminosi venivano convogliati da 9 guide di luce di plexiglass (3 file da 3 guide ciascuna). Il lato delle guide accoppiato al calorimetro misurava (3.3×3.3) cm² e le guide stesse, lunghe 20 cm, avevano due scopi principali: di "mescolare" i raggi luminosi provenienti dalle diverse fibre per evitare effetti sistematici dovuti a un'eventuale diversità di sensibilità in punti diversi del fotocatodo e di trasformare una superficie quadrata (quella attaccata al prototipo) in una rotonda corrispondente al cerchio in-

scritto nel quadrato di partenza.

La riduzione di area corrispondente al passaggio da una sezione quadrata ad una circolare così ottenuta, permetteva di avere a disposizione abbastanza spazio per poter disporre i fototubi. Tuttavia la riduzione ottenuta con le guide di luce descritte non era sufficiente e, d'altronde, cercando di ottenere un rapporto areale abbastanza grande mediante l'uso di queste guide si rischiava di perdere una quantità rilevante di luce. Per evitare tali inconvenienti si sono adottati dei dispositivi chiamati coni di Winston (di cui sarà data descrizione in seguito). I coni di Winston permettono di ottenere una grande riduzione di aree con la minima perdita di luce compatibilmente col teorema di Liouville [36]. Avendo applicato dunque i coni di Winston all'estremità circolare delle guide di luce si perveniva a una superficie circolare del diametro di 1.4 cm. Infine ai coni erano collegati i fotomoltiplicatori del tipo Philips XP1910. Il fattore totale di riduzione delle aree risultava essere alla fine circa 6.5. Il tempo di transito della luce nei concentratori era all'incirca 1.5 nsec.

4.2 Il setup sperimentale al CERN

La disposizione sperimentale usata al CERN nel corso dei test al fascio T7 Nord è mostrata schematicamente in fig. 4.1 Due contatori Čerenkov a soglia furono disposti lungo il fascio e servivano ad identificare i vari tipi di particelle: π , μ , e . Il punto di impatto del fascio stesso sui prototipi era definito geometricamente per mezzo di tre scintillatori posti di fronte ai moduli. Uno di questi scintillatori era costituito da una superficie larga rettangolare con un foro quadrato di dimensioni (1×1) cm²; il segnale del fototubo ad esso collegato era posto in anticoincidenza con i segnali provenienti dagli altri scintillatori, in questo modo venivano selezionate solamente quelle particelle che passavano attraverso il foro tutelando così contro la presenza di un eventuale "alone" attorno al fascio di particelle.

Un ulteriore contatore a scintillazione posto dietro i due moduli sotto osservazione era usato per rivelare i muoni che attraversavano i prototipi: posto in

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

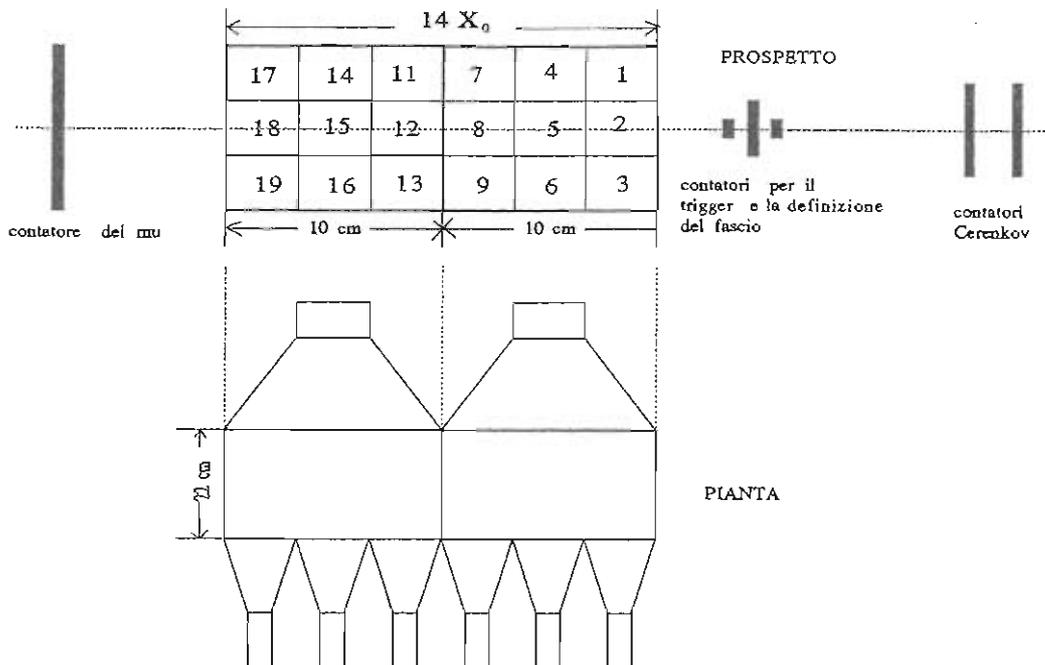


Figura 4.1: Schema del setup sperimentale al CERN. I numeri si riferiscono ai fotomoltiplicatori Philips. I numeri 10 e 20 erano riservati ai fotomoltiplicatori EMI rispettivamente del modulo anteriore e di quello posteriore (vedere il testo)

anticoincidenza consentiva di raccogliere dati relativi agli elettroni, mentre, durante i run di calibrazione in cui servivano particelle al minimo di ionizzazione e quindi muoni, questo contatore contribuiva a formare il segnale di trigger.

Ogni canale di lettura era inoltre equipaggiato con ADC e TDC CAMAC; la raccolta dati e le prime analisi on-line si effettuarono con l'ausilio di un MicroVax (Digital Equipment Corporation).

Principalmente i prototipi furono esaminati in una configurazione di tipo side-on, cioè in modo che il fascio incidesse perpendicolarmente alle fibre e con i piani di piombo ortogonali alla direzione del fascio. I dati esaminati e riportati in questo capitolo riguardano questa configurazione. Si è anche provata una configurazione head-on e una intermedia con un angolo tra fibre e fascio di 23.4° . Per queste sistemazioni le analisi, al momento della stesura della tesi, sono ancora in corso. Un riassunto delle varie prove è presentato

Energia (MeV)	Particelle	Configurazione
1000	μ	side-on
1000,500,250	e	side-on, 0°
1000,500,250	e	side-on, 23.4°
1000,500	e	side-on, 0° , no μ antic.
1000	e	head-on, 0°

Tabella 4.2: Sommario delle configurazioni usate nella presa dati al beam T7 del CERN

nella tabella 4.2.

Mentre il fascio era del tutto accettabile per quanto riguarda la definizione del momento delle particelle (è certificato per una precisione sul momento di $\pm 2\%$) esso era tuttavia del tutto inadeguato sotto l'aspetto dell'intervallo energetico. Infatti il rendimento ottimale si ha per energie comprese tra 1 e 10 GeV, mentre per i nostri scopi servivano particelle con energia minore: tuttavia, pur con qualche difficoltà, si riuscì a ottenere un fascio di qualità accettabile fino ad energie di 500 MeV. Si è provato a scendere ancora nella scala delle energie, ma a mano a mano la definizione geometrica ed energetica del fascio peggioravano sempre più. Si aggiunga il fatto che ci si accorse che lungo il percorso del fascio, a monte dei nostri strumenti, c'era del materiale indesiderato per un totale di circa $0.3 X_0$. Infine, non era disponibile alcuna informazione spaziale per la particelle del beam e, inoltre, tutta la strumentazione utilizzata doveva essere rimossa dal sito sperimentale dopo ogni turno sperimentale rendendo difficoltosa una misura ulteriore in un secondo tempo.

4.3 Risultati sulla risoluzione energetica

Nel calcolo della risoluzione energetica abbiamo prima di tutto cercato di vedere se per caso le nostre misure fossero affette da qualche tipo di errore sistematico. Le distribuzioni dell'energia persa nei prototipi dai muoni sembravano regolari: presentavano la caratteristica forma della curva di Landau. Un esempio di una tale distribuzione è riportata in figura 4.2. Dal momento

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

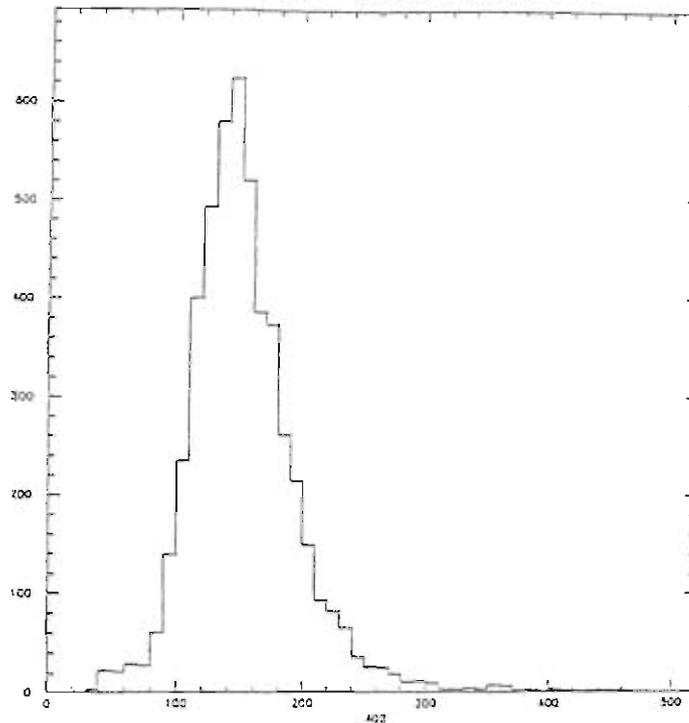


Figura 4.2: Tipico esempio di una distribuzione energetica ottenuta per muoni. I dati sono per il fototubo n° 2; la forma è quella tipica della distribuzione di Landau. In ascissa la scala è tarata in canali ADC.

che particelle μ da 1 GeV sono al minimo di ionizzazione, abbiamo usato il valore di picco della distribuzione di Landau, misurata per ogni canale di lettura, per calibrare la risposta energetica. Ne consegue che l'unità di misura più naturale per le energie in questi test è la "mip". Una volta tolti i piedistalli (i valori dei piedistalli erano stati stimati sperimentalmente con una presa dati in assenza del fascio) tutti i dati relativi agli elettroni e ai muoni sono stati tarati in mip. Dopo questa operazione, che svincola effettivamente la scala delle energie dal guadagno di ogni fotomoltiplicatore, si è constatato che per diversi canali le distribuzioni della perdita di energia per i muoni erano pressoché identiche (cfr. fig 4.3): ciò confermava la bontà delle operazioni di taratura. In tabella 4.3 si riportano i valori dei piedistalli e dei picchi delle distribuzioni di Landau usate nelle calibrazioni.

Dopo il lavoro di taratura si presero in esame gli spettri energetici degli elettroni per varie energie. Inizialmente non si operò nessun tipo di taglio sulle distribuzioni. In fig. 4.4 sono mostrati i depositi energetici (in mip) degli elettroni da 250, 500 e 1000 MeV. Il picco di queste distribuzioni corrisponde

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

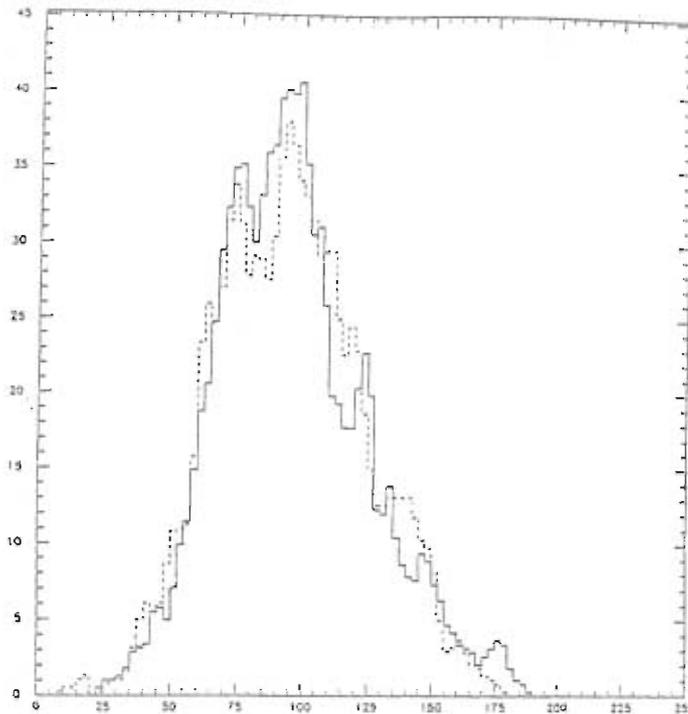


Figura 4.3: Distribuzioni della perdita di energia per muoni per due diversi fototubi. Le distribuzioni sono riscalate in mip

a un'energia rilasciata pari a circa 6 mip per GeV. Usando la calibrazione in fotoelettroni fornitaci dalle misure al LADON in cui si trovò un rendimento di 320 fotoelettroni per mip incidente, si può esprimere il risultato precedente riportando una risposta energetica di 2000 fotoelettroni per GeV. Anche questo valore è in completo accordo con le analisi sui dati presi al LADON.

Si esamini, ora, la figura 4.5: in essa si riporta la distribuzione dell'energia depositata in entrambi i moduli da elettroni con energia di 1 GeV; la lettura

	A01	A02	A03	A04	A05	A06	A07	A08	A09	A10
Pied.	69.0	41.0	40.0	47.5	50.0	35.4	45.6	50.0	42.2	42.8
Picco	101.0	100.0	86.0	106.0	88.0	114.6	79.0	100.0	117.8	86.0
	A11	A12	A13	A14	A15	A16	A17	A18	A19	A20
Pied.	42.9	44.8	31.2	29.3	33.0	39.4	31.9	31.7	31.3	33.2
Picco	53.0	122.0	78.8	77.0	114.0	142.6	93.0	98.0	219.7	100.0

Tabella 4.3: Piedistalli e picchi delle distribuzioni di Landau usate per le calibrazioni (i valori sono in canali ADC).

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

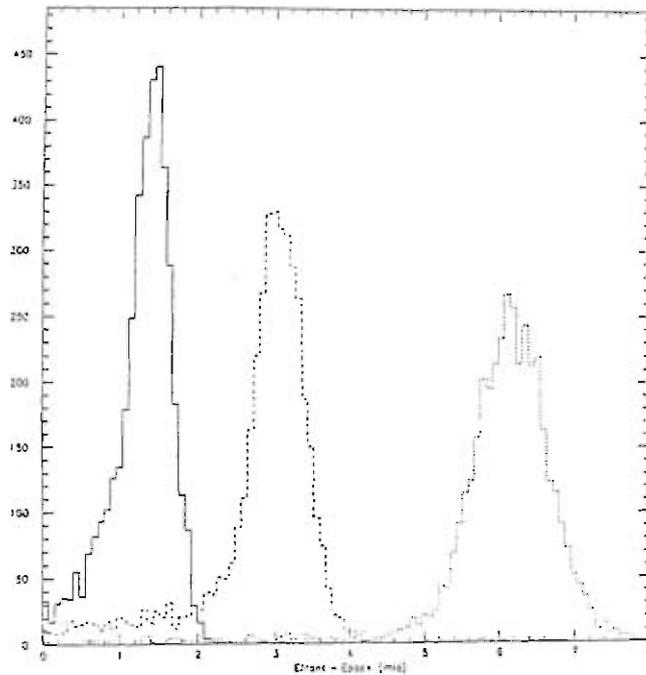


Figura 4.4: Spettri energetici degli elettroni per energia nominale del fascio incidente di 250, 500, 1000 MeV rispettivamente. Nessun taglio operato. Le energie sono misurate in mip. Si nota che il deposito energetico è circa 6 mip per GeV.

è effettuata solamente dai 18 fototubi Philips su uno dei due latidell'apparato (vedere disegno in fig 4.1). Nel riquadro della figura 4.5 si riporta la correlazione tra i depositi energetici nei due moduli: il grafico mostra la somma dei contributi dei canali dal numero 1 al numero 9 verso quella dei canali dal numero 11 al numero 19. La scala delle energie è tarata in mip. Appare chiaramente una frazione di eventi con basso deposito energetico (la coda esponenziale sulla sinistra della campana). Per cercare una spiegazione dello strano fenomeno, si eseguì un'analisi del tempo di volo tra i due contatori Čerenkov delle particelle selezionate come elettroni. Il risultato è mostrato in figura 4.6: in essa ci sono due picchi che sembrano indicare la presenza di due tipi di particelle. Siccome la taratura dei Čerenkov avrebbe dovuto selezionare solo elettroni, il primo dei due picchi indica senz'altro il passaggio di elettroni, e questo è confermato dal tempo di volo tra i due contatori; il secondo picco, quello più basso è dovuto, molto probabilmente, a pioni che scintillano nel radiatore; ancora una volta il tempo impiegato dalle particelle indicate da questo picco per attraversare i due contatori sembra confermare

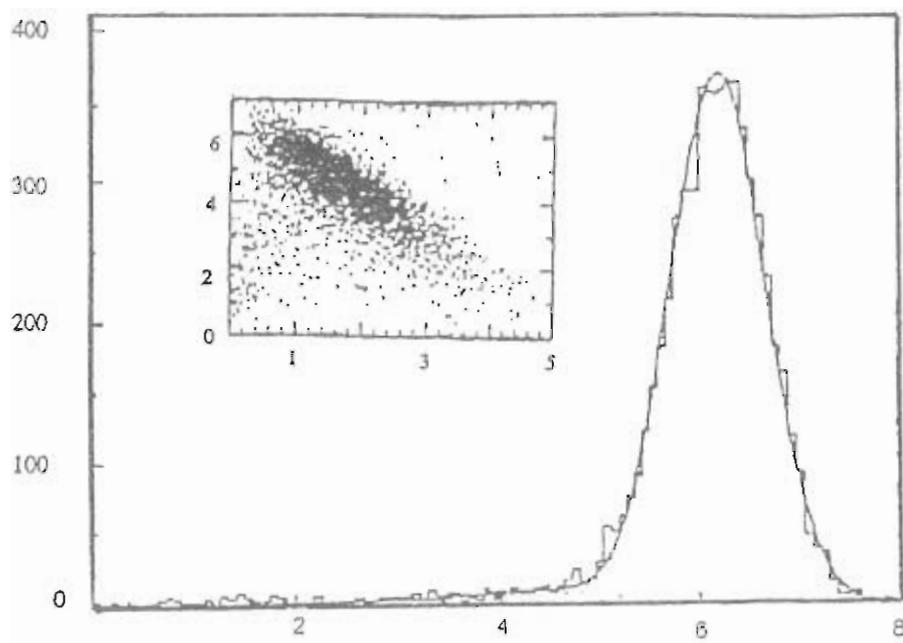


Figura 4.5: Distribuzione dell'energia depositata nei due moduli (in mip) da elettroni di 1 GeV. Nel riquadro si riporta la correlazione tra il deposito energetico nel primo e nel secondo modulo.

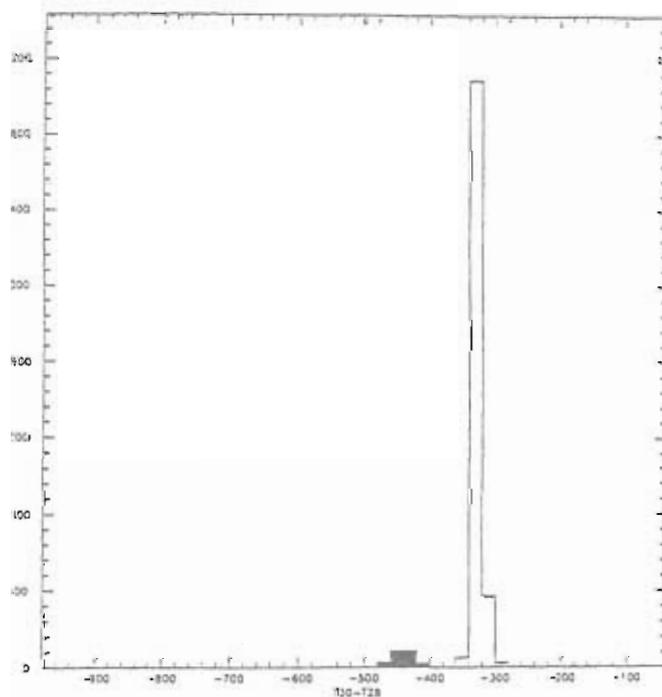


Figura 4.6: Tempi di volo tra i due zontatori Čerenkov. Il picco più basso è probabilmente dovuto a scintillazione nel radiatore.

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

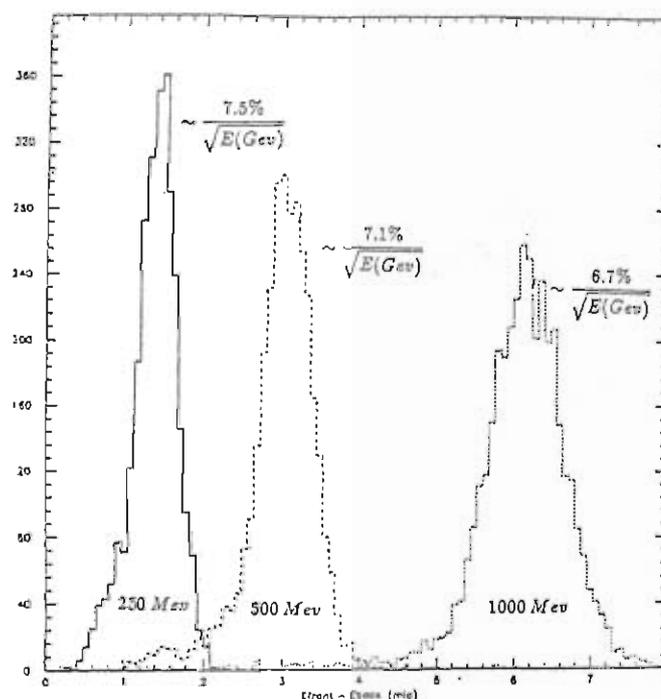


Figura 4.7: Distribuzione dell'energia depositata per elettroni di varie energie. Sono stati operati i tagli descritti nel testo.

questa ipotesi. Gli eventi con basso deposito energetico sono identificati, così, come pioni che contaminano il campione degli elettroni.

Due semplici tagli sono stati impiegati per sopprimere le code delle distribuzioni energetiche:

1. un taglio sui tempi di volo: si richiede che il tempo di volo tra i due contatori Čerenkov sia minore di 400 ns per ottenere un rigetto degli eventi indesiderati come i pioni citati sopra, le mip che generano “ δ -rays”, e gli eventi accidentali in genere.
2. Viene richiesto anche che il deposito di energia nei contatori 2 e 5 (ci si riferisce sempre alla fig. 4.1) sia superiore al valore di piedistallo, questo sempre al fine di evitare eventi spuri e per avere degli sciami ben contenuti lateralmente all'interno dei moduli.

La distribuzione delle energie depositate, ottenuta dopo tali tagli, è mostrata in fig. 4.7. Tutte le analisi sugli istogrammi sono consistenti con una risoluzione energetica di $\sim 7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$, un risultato incoraggiante ottenuto in

condizioni non ottimali con un fascio non adatto a un'analisi nell'intervallo di energia di interesse per gli esperimenti alla ϕ -factory.

4.4 Risoluzione temporale

La possibilità di raggiungere un'eccellente risoluzione temporale sarà una delle caratteristiche fondamentali del futuro calorimetro elettromagnetico di KLOE. Essa è necessaria per la precisa ricostruzione della lunghezza di decadimento L_K per il processo $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Accurati studi, basati sulle simulazioni al calcolatore [40], hanno dimostrato che, con un calorimetro dotato di una risoluzione energetica pari a $\sigma(E)/E = 7\%/\sqrt{E(\text{GeV})}$, una risoluzione del punto di impatto dei fotoni $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = 1$ cm e una risoluzione temporale di $300\text{ps}/\sqrt{E/20\text{MeV}}$, si riesce a ottenere una risoluzione del vertice di decadimento $\sigma_L \approx 0.7$ cm. Se invece si assume, nella misura dei tempi, una accuratezza di 300 ps costante indipendentemente dall'energia, la quantità σ_L peggiora di circa il 30 %.

Per quanto riguarda il problema della risoluzione temporale, si deve osservare che, per un calorimetro lungo 4 metri, l'adozione delle fibre è indispensabile. Infatti le fibre ottiche scintillanti manifestano un tempo di decadimento molto breve nel processo di scintillazione [41], grande lunghezza di attenuazione e, soprattutto, un angolo di "trapping" (cioè l'angolo limite formato dal raggio luminoso con l'asse della fibra oltre il quale la luce non è trasportata) piccolo, dell'ordine di 20° . Quest'ultima prerogativa fa sì che non ci sia troppa differenza tra i diversi cammini ottici possibili all'interno di una fibra e quindi che i tempi impiegati dai fotoni per giungere all'apparato rivelatore non siano di molto diversi fra loro. Tutto ciò significa che un apparato che utilizzi le fibre come elemento attivo, avrà una buona risoluzione temporale e questa risoluzione non dipenderà che in minima parte dal punto di impatto della particella carica lungo la fibra [42].

Nel paragrafo seguente si spiegheranno le tecniche usate per la stima della risoluzione temporale dei due prototipi precedentemente descritti. Per facilitare la notazione si indicheranno i due contatori Čerenkov con i simboli C1 e

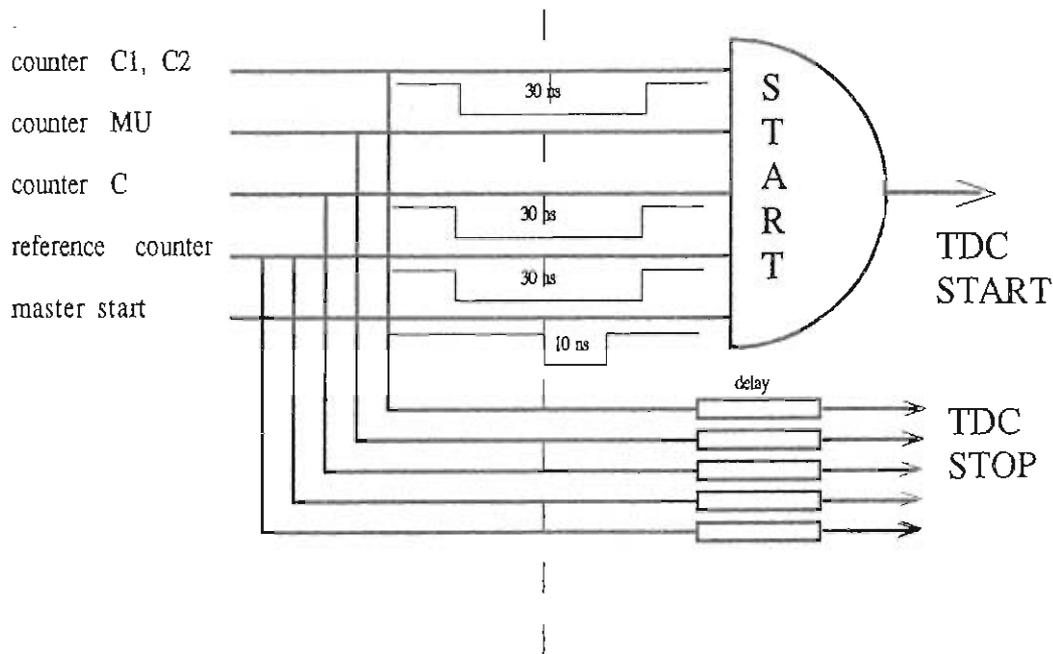


Figura 4.8: Schema del circuito logico usato per la formazione dei segnali di start e stop del TDC.

C2, i tre contatori di fronte ai moduli con le lettere A, B e C, e il rivelatore di particelle dietro ai prototipi con l'abbreviazione MU (per ricordare che rivela i muoni, o in generale le mip che attraversano entrambi i dispositivi). Così per definire un fascio di elettroni si usò la coincidenza $(A \cdot B \cdot C \cdot C1 \cdot C2)$, mentre per selezionare i muoni si prese la coincidenza $(A \cdot B \cdot C \cdot MU \cdot \overline{C1} \cdot \overline{C2})$.

4.4.1 Risoluzione della base dei tempi

Per ottenere una misura della risoluzione temporale nei nostri due prototipi era necessario avere a disposizione un segnale di start per il TDC quanto più preciso possibile e con un *jitter* molto ridotto per non rovinare la misura delle prestazioni del calorimetro. Per lo start utilizzammo il segnale proveniente dai contatori A, B e C, dal contatore dei μ e dai due Čerenkov formato con lo schema logico riportato in figura 4.8. Ci si preoccupò di far in modo che lo start fosse dato sempre dallo stesso contatore, quello indicato con "A" (master start) per permettere di controllare i contributi alla risoluzione temporale provenienti dall'elettronica e dalle fluttuazioni statistiche nel segnale

stesso di start. Il segnale del *master start*, come si deduce dalla figura 4.8, ha una durata minore degli altri segnali necessari per aprire la coincidenza e arriva sempre dopo che l'insieme degli altri contatori ha già raggiunto la configurazione necessaria per l'abilitazione della coincidenza. In questo modo il segnale di start è dato solo al momento dell'arrivo del breve impulso del contatore A.

Tutti i segnali dei contatori di trigger ($T_A, T_B, T_C, T_{MU}, T_{C1}, T_{C2}$) e del calorimetro (T_i) furono opportunamente ritardati e usati come segnali di stop per il TDC.

Per stimare le fluttuazioni della base dei tempi si sono usati due dei contatori di trigger: il contatore A e quello B che erano identici sia per quanto riguarda il materiale plastico scintillante che per i fotomoltiplicatori con cui gli scintillatori erano letti. Uno dei due (quello indicato con la lettera A) fungeva da *master start*, come si è detto, l'altro era utilizzato come riferimento. Usando un fit gaussiano per la distribuzione temporale del contatore di riferimento, si determina la sua fluttuazione totale (σ_B^*). Essa è la somma di due contributi: quello dovuto alla fluttuazione del master start e quello proprio del contatore di riferimento. Dal momento che i due effetti sono statisticamente indipendenti è lecito supporre valida la relazione: $\sigma_B^* = \sqrt{\sigma_B^2 + \sigma_A^2}$, con $\sigma_{A,B}$ indicanti le fluttuazioni temporali proprie di A e B rispettivamente. Assumendo infine $\sigma_A \simeq \sigma_B$, come è logico attendersi dato che i due contatori sono identici, si giunge al risultato: $\sigma_A \simeq \sigma_B^*/2$. Questo è uno dei modi per stimare il *jitter* della base dei tempi.

Alternativamente, senza bisogno di ricorrere all'assunzione dell'uguaglianza di A e B, si può procedere nel modo seguente:

- prima di tutto si introduca una nuova variabile che, per ogni canale i del calorimetro, si definisce come $T_i^* = T_i - T_B$.
- La fluttuazione intrinseca di B è determinata "fittando" le differenze temporali tra gli scintillatori di trigger. L'uso di queste quantità permette una sottrazione statistica del *jitter*, uguale per tutti i contatori, dovuto allo start comune

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

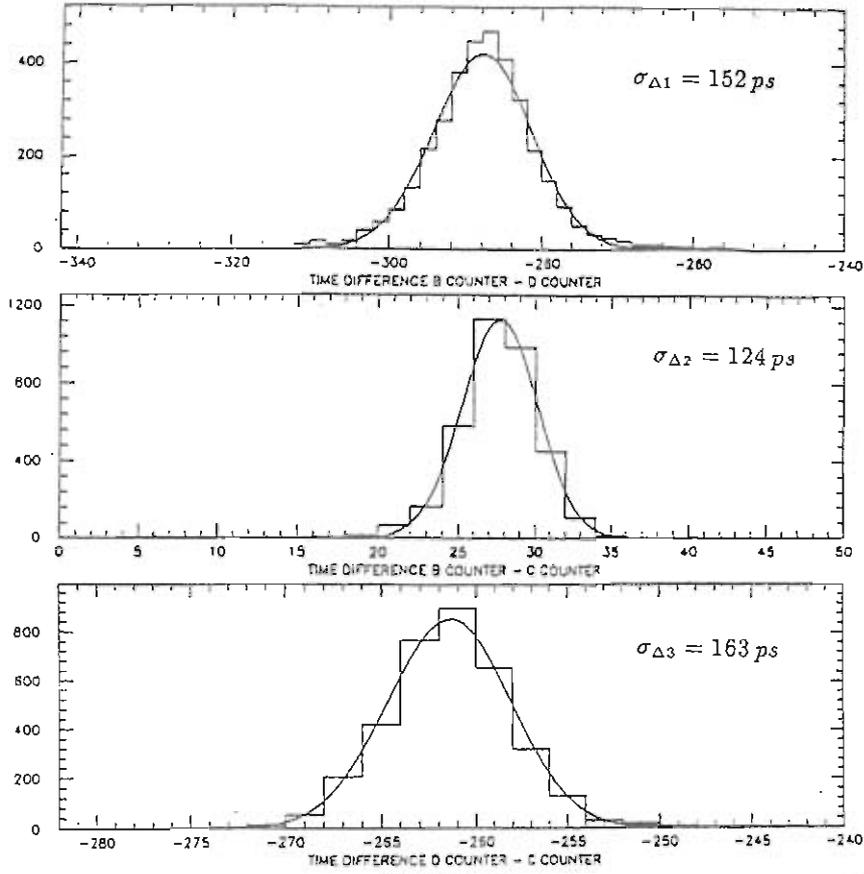


Figura 4.9: Fit gaussiano delle differenze temporali tra i contatori di trigger.

Per chiarire meglio quello che effettivamente è stato fatto, si veda la figura 4.9: sono mostrate le distribuzioni delle quantità $D1 = T_B - T_{MU}$, $D2 = T_B - T_C$ e $D3 = T_{MU} - T_C$. Da un fit gaussiano si ottengono le deviazioni standard σ_{D1} , σ_{D2} e σ_{D3} per le quali valgono le relazioni

$$\sigma_{D1} = \sqrt{\sigma_B^2 + \sigma_{MU}^2} \quad (4.1)$$

$$\sigma_{D2} = \sqrt{\sigma_B^2 + \sigma_C^2} \quad (4.2)$$

$$\sigma_{D3} = \sqrt{\sigma_{MU}^2 + \sigma_C^2}. \quad (4.3)$$

Risolvendo questo sistema di tre equazioni in tre incognite, si possono trovare i valori di σ_B , σ_C e σ_{MU} . Dalle misure si ricava un valore $\sigma_B \simeq 80 \text{ ps}$. La nuova variabile T_i^* segue una distribuzione con larghezza data da $\sigma_i^* = \sqrt{\sigma_B^2 + \sigma_i^2}$; ma σ_B è noto e vale circa 80 ps e σ_i è la risoluzione temporale intrinseca del calorimetro, cioè la grandezza da misurare. Nel seguito i valori

per le risoluzioni temporali saranno da intendere come ottenuti dopo la sottrazione del *jitter* della base dei tempi, salvo dove sia esplicitamente detto il contrario.

4.4.2 Analisi temporale con i muoni

Per analizzare la risposta temporale dei moduli calorimetrici con un fascio di particelle μ , si operarono dei tagli di tipo topologico, per selezionare eventi ben contenuti nella riga centrale dei prototipi (si richiedeva un deposito energetico adeguato nei contatori 2 e 5, si veda quanto detto a pag. 86), come pure dei tagli sui tempi dei contatori di trigger ai quali era richiesto di restare entro un intervallo di confidenza per evitare segnali accidentali.

Per il canale numero 2 la distribuzione di T^* è riportata in figura 4.10 a). Le grandi code non gaussiane sono dovute all'utilizzo di discriminatori a soglia fissa. Il segnale logico fornito da questi dispositivi ha un ritardo che dipende dalla grandezza dell'impulso in entrata (si osservi la figura 4.11). La verifica di tale affermazione si trova osservando lo "scatter-plot" in figura 4.10 b) e il "profile-histogram" di figura 4.10 c) in cui è mostrata la correlazione del tempo (T^*) con l'ampiezza di impulso. Abbiamo fittato l'istogramma 4.10 c) con la funzione:

$$T^* = T_0 + \frac{T_s}{\sqrt{A.I.}} \quad (4.4)$$

formula in cui si indica con A.I. l'ampiezza di impulso, mentre T_0 e T_s sono costanti da ottimizzare nel fit. Fatto ciò, è facile correggere l'effetto dovuto al discriminatore introducendo la nuova variabile temporale $T' = T^* - T_s/\sqrt{A.I.}$. La distribuzione dei tempi corretti T' , centrata evidentemente in T_0 è visibile in figura 4.10 d). L'istogramma è visibilmente gaussiano e la sua deviazione standard è $\sigma_t = 510$ ps.

Questo valore deve essere confrontato con quello ottenuto ai LNF usando raggi cosmici. In realtà per quella misura era stato usato un piccolo modulo di dimensioni $(3.3 \times 3.3 \times 10)$ cm³, per la cui costruzione si erano usate le fibre di qualità scadente che allora erano a disposizione. Si ottenne un risultato di 450 ps con un numero di fotoelettroni (N_{pe}) stimato in circa 80. Usando la

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

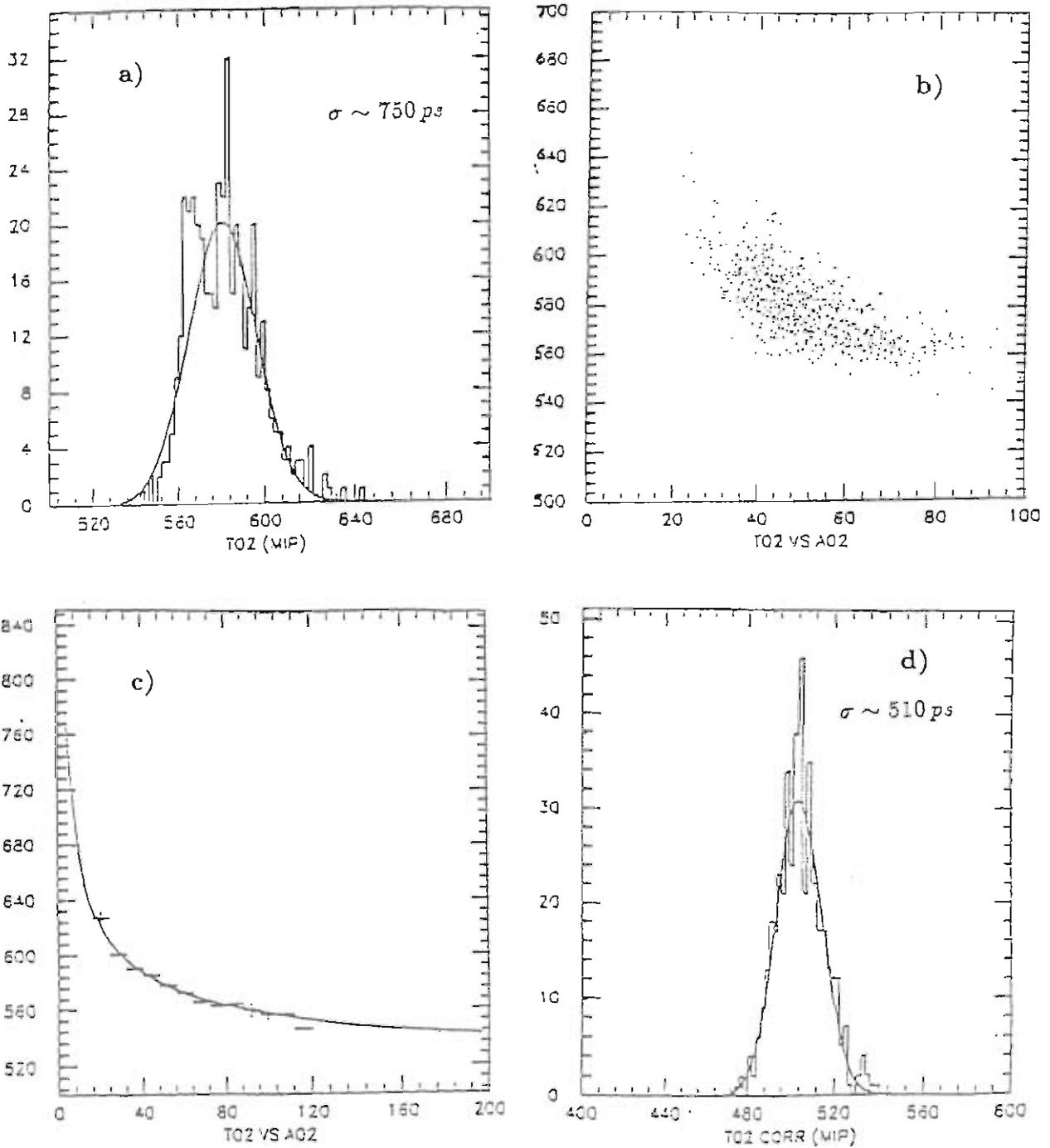


Figura 4.10: Dati ottenuti con run di muoni. Segnale del fototubo numero 2.

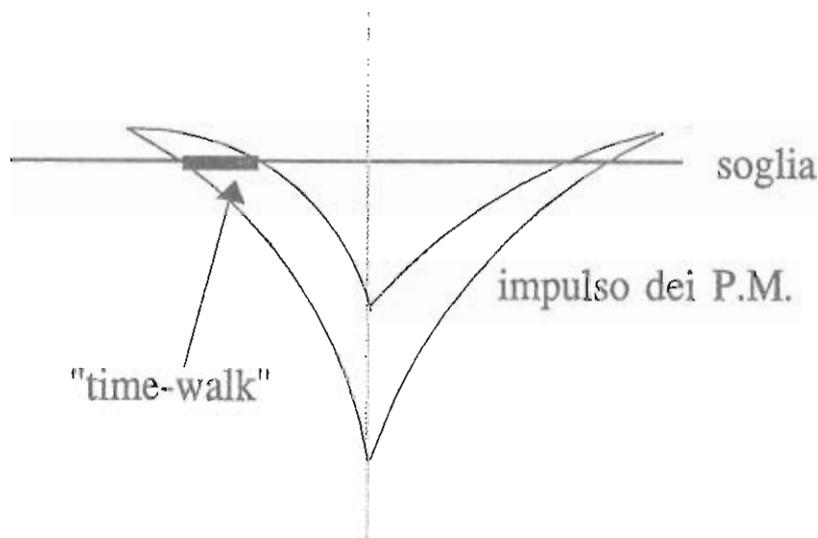


Figura 4.11: Effetto dell'ampiezza di impulso

formula

$$\sigma_t = \sqrt{(\sigma_{pm}^2 + \sigma_{fib}^2)/Npe} = \sigma_{tot}/\sqrt{Npe} \quad (4.5)$$

valida per contatori di piccola lunghezza, in cui σ_{pm} è la fluttuazione temporale tipica del fototubo (~ 1.5 ns), e σ_{fib} è la costante di decadimento veloce delle fibre, si ottiene $\sigma_{tot} = 4.5$ ns. Sottraendo quadraticamente il valore di σ_{pm} risulta $\sigma_{fib} \sim 4$ ns.

Il nuovo risultato, 510 ps, è invece ottenuto usando fibre di qualità superiore con una costante $\sigma_{fib} \simeq 2.7$ ns. Usando questo valore nella formula sopra e sostituendo 1.5 ns al posto di σ_{pm} si ricava un numero di fotoelettroni pari a ~ 40 , come è confermato anche dall'analisi dello spettro di singolo fotoelettrone. Se ne deve dedurre che il leggero peggioramento nella risoluzione temporale è dovuto al minor quantitativo di luce raccolta. Si stima possibile, però, un maggiore guadagno nella raccolta di luce usando fotomoltiplicatori di diametro maggiore; benché per i moduli finali del calorimetro, lunghi 4 metri, bisogna tener conto anche della lunghezza di attenuazione delle fibre, si è abbastanza fiduciosi in un possibile miglioramento in questa direzione.

La risoluzione temporale migliora mediando le misure di tempo su più elementi del calorimetro. Un muone che penetra nel centro del calorimetro

genera 6 segnali leggibili dai fototubi su un lato dei prototipi e altri 2 rivelati dai grandi fototubi sull'altro lato. Definendo la nuova variabile T_{med} come la media su n elementi dei tempi misurati ($T_{med} = \sum_{i=1}^n T_i/n$), è possibile esaminare il comportamento di questa grandezza in funzione di n . In figura 4.12 Si osserva il comportamento di T_{med} aumentando il numero di canali di lettura su cui mediare. Con una media su 6 elementi calorimetrici simili si ottiene una fluttuazione di ≈ 210 ps: ciò significa che, almeno per i muoni la risoluzione è consistente con un andamento del tipo $\sim 1/\sqrt{n}$, il che equivale a dire che essa scala con $1/\sqrt{Edep}$ ($Edep$ indica l'energia depositata), come ci si attendeva.

4.4.3 Analisi temporale con elettroni

Lo stesso tipo di analisi è stata eseguita per i dati che si riferivano a fasci di elettroni. Come per il caso dei muoni una serie di tagli topologici sono stati applicati per avere sciami ben contenuti nei prototipi del calorimetro: si è richiesto un deposito energetico superiore a "mip/3" nelle torri 2 e 5, e è stato eseguito un ulteriore taglio sulle posizioni degli elettroni incidenti. Quanto a queste ultime, sono state stimate con il metodo del "centro di gravità" del deposito energetico. Intendendo indicare con l'indice n (variabile da 1 a 6) il piano verticale definito da 3 torri (per esempio i tre contatori indicati in fig. 4.1 con 1 2 3 o con 4 5 6 ecc. ecc.) e con l'indice i una delle tre torri formanti un piano, la posizione della particella incidente viene ricostruita mediante la formula

$$X_n = \frac{\sum_i x_{i,n} E_{i,n}}{\sum_i E_{i,n}}; \quad (4.6)$$

$x_{i,n}$ indica la posizione del centro della torre rivelatrice ed $E_{i,n}$ l'energia in essa depositata.

Ancora, si sono resi necessari un taglio sui tempi di volo nei contatori di trigger per ottenere un adeguato rigetto degli eventi accidentali e uno sui tempi di volo nei contatori Čerenkov per escludere la componente adronica che dà segnale tramite scintillazione nel radiatore (analogamente a quanto discusso nel caso dei muoni).

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

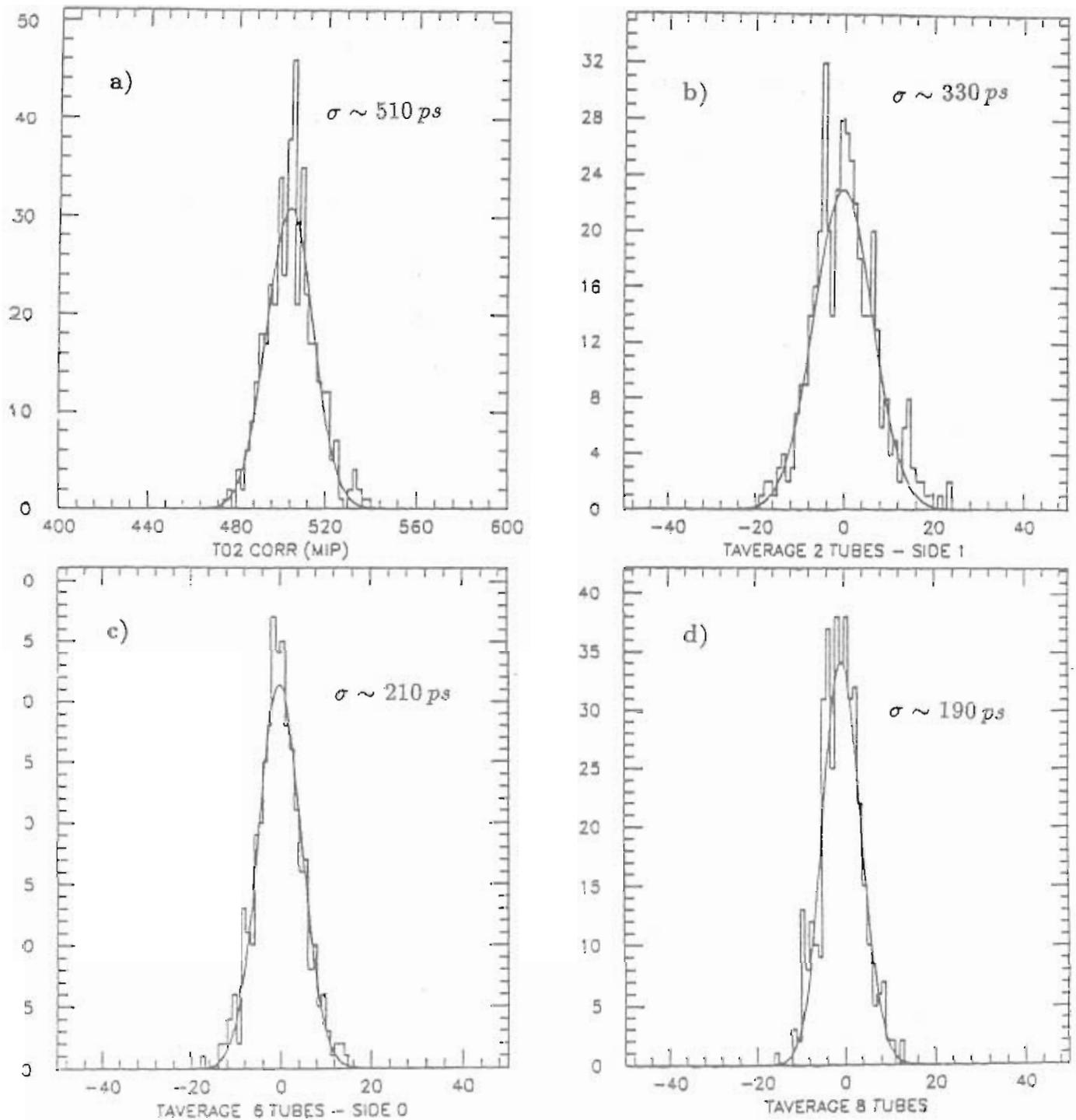


Figura 4.12: Distribuzione di T_{med} per $n = 1, 2, 6, 8$ per muoni (1 GeV).

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

Inoltre tutte le distribuzioni ottenute per i 20 canali di lettura sono state corrette, per tener conto della correlazione tempo ampiezza, con la procedura illustrata precedentemente. La distribuzione dei tempi per il canale con maggior deposito energetico è visibile in fig. 4.13 a). Tale figura si riferisce a elettroni incidenti con energia di 250 MeV. La forma della suddetta distribuzione è pressoché gaussiana (non ci sono code rilevanti) e la risoluzione ottenuta vale circa 320 ps.

Per le analisi dei dati che si riferiscono agli elettroni non è immediato usare le informazioni provenienti dai diversi moduli di cui ogni prototipo è formato. In particolare, dal momento che il deposito energetico degli elettroni varia con la profondità e con la distanza dal centro dello sciame, una semplice media dei tempi misurati non è adeguata. Infatti, come abbiamo già avuto modo di notare, la risoluzione temporale dipende dal numero di fotoni raccolti. Bisogna allora usare una media pesata tenendo conto che la deviazione standard della distribuzione dei tempi è del tipo: $\sigma_i^t \sim 1/\sqrt{E_i}$ (l'indice i individua uno dei fototubi del calorimetro in accordo con la fig. 4.1). Da quanto detto, risulta chiaro che la variabile adatta a descrivere le informazioni provenienti da più torri è:

$$T_p = \frac{\sum_{i=1}^n T_i'' \cdot E_i}{\sum_{i=1}^n E_i}. \quad (4.7)$$

Nella formula sopra compare la variabile T_i'' definita come $T_i' - T_{0,i}$ (ricordando la formula 4.4 e la successiva discussione). È necessario soffermarsi su questo punto poiché è di importanza fondamentale per l'analisi della risoluzione temporale.

La variabile T_i'' è centrata nell'origine (o meglio il suo valore medio è zero) grazie alla sottrazione del valore $T_{0,i}$, che è il valore medio della distribuzione temporale di ogni contatore, da T_i' . La determinazione del valore di $T_{0,i}$ va fatta con molta cura, altrimenti viene reso vano l'effetto di miglioramento della risoluzione dovuto alla dipendenza da $\sim 1/\sqrt{E_i}$ della deviazione standard.

Le distribuzioni ottenute mediando il contributo di 2, 6 e tutti gli elementi

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

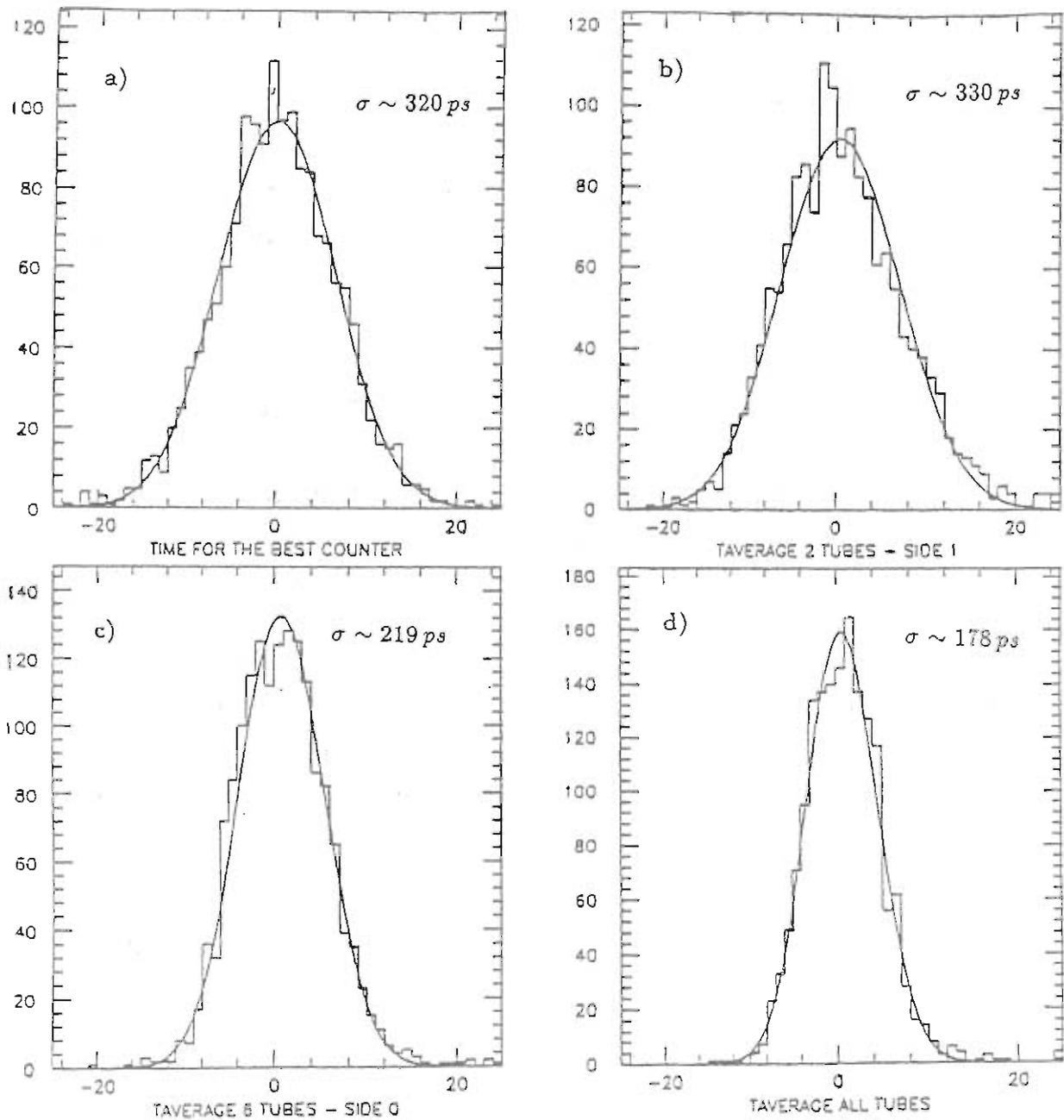


Figura 4.13: Distribuzione dei tempi per elettroni di 250 MeV. a) Distribuzione per il contatore migliore b) media sui due PM "grandi" che leggono un modulo ciascuno, c) media sui 6 PM Philips della riga centrale e d) media su tutti i PM

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

sono visibili in fig. 4.13. Si vede che la risoluzione ottenuta utilizzando tutti gli elementi è ~ 178 ps.

La stessa analisi è stata compiuta per gli elettroni di 500 e 1000 MeV. I risultati sono mostrati in fig. 4.14 e 4.15

La risoluzione temporale in funzione dell'energia depositata è riportata in fig. 4.16. La curva che interpola i punti è parametrizzata come: $\sigma_t = 87ps/\sqrt{E(GeV)}$. In questo grafico il punto a più bassa energia ($E=27, 166$ GeV) sono ottenuti utilizzando muoni. Infatti il deposito energetico medio degli elettroni da 1 GeV corrisponde a circa 6 mip. Dunque l'energia persa dai muoni da 1 GeV nell'intero calorimetro deve essere circa pari a quella che si otterrebbe con un fascio di elettroni con energia di $1/6 GeV \simeq 166 MeV$. Il dato che si riferisce all'energia più bassa (~ 27 MeV) è stimato prendendo uno solo dei 6 contatori della riga centrale (quello con risoluzione migliore) che corrisponde a 1/6 dell'energia persa dalla mip e dunque a 1/36 di GeV (si ricordi che per le medie si considerano solo i fototubi 2, 5, 8, 12, 15, 18 e i due fototubi che leggono l'intero modulo dalla parte opposta)

Il programma di simulazione di cui si è già avuto modo di parlare [40] è stato mandato in esecuzione di nuovo con i dati ottenuti dai prototipi. La risoluzione su L_K è dell'ordine di 1 cm, già accettabile in base alle considerazioni dei capitoli precedenti. La distribuzione della differenza tra il "valore vero" di L_K e il valore ricostruito dai fit è mostrata in fig. 4.17.

In conclusione dai test sui moduli calorimetrici effettuati al CERN, si ottengono i seguenti risultati sulla risoluzione temporale:

- $\sigma_t \simeq 87$ ps ottenuta per elettroni di 1 GeV.
- La risoluzione scala come $\sim 1/\sqrt{E}$ fino a energie di 30 MeV (utilizzando anche informazioni ottenute con muoni)
- La forma delle distribuzioni temporali corrette è gaussiana e non presenta code.

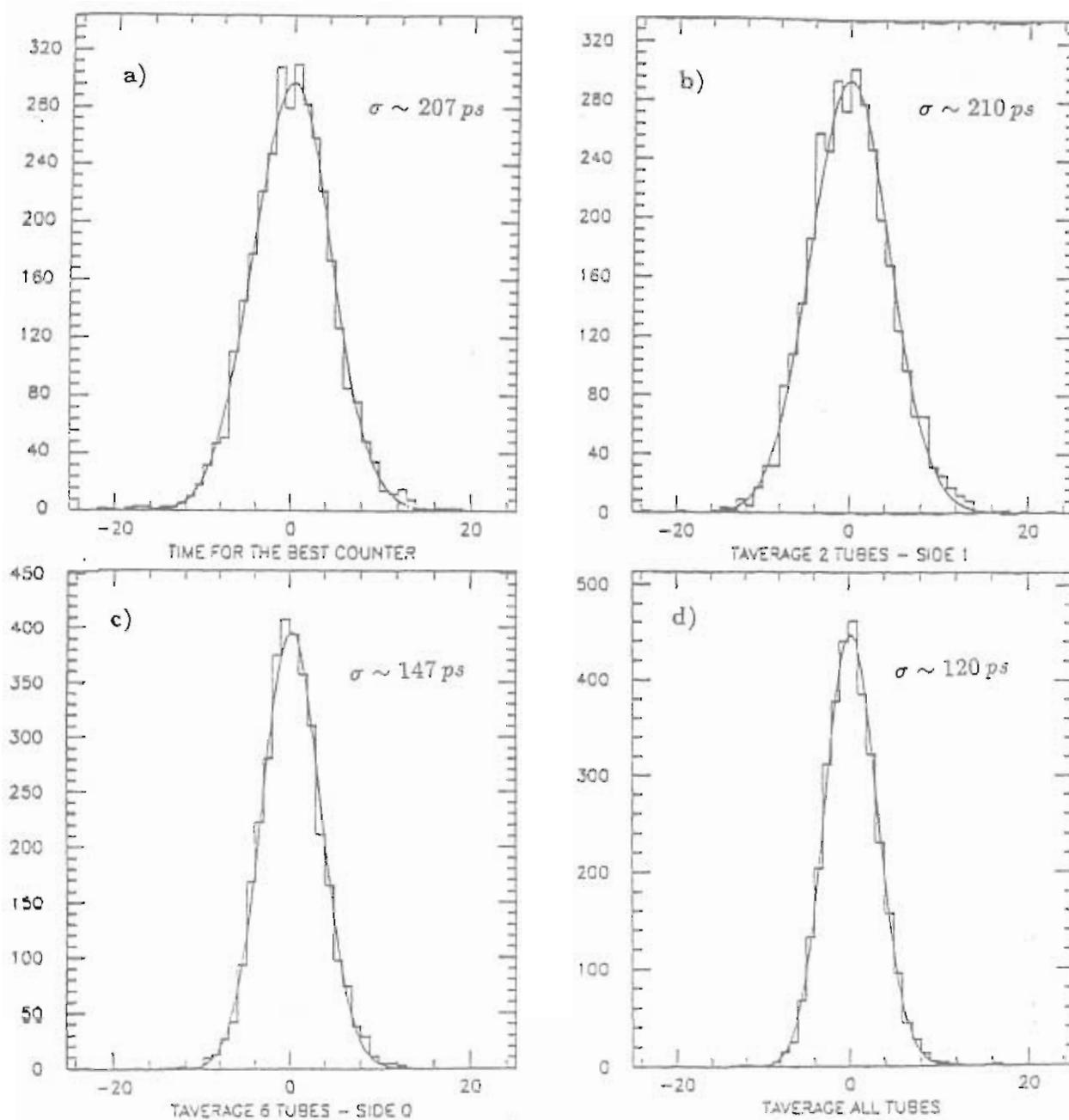


Figura 4.14: Distribuzione dei tempi per elettroni di 500 MeV. a) Distribuzione per il contatore migliore b) media sui due PM "grandi", c) media sui 6 PM Philips della riga centrale e, d) media su tutti i PM

CAPITOLO 4. E.M. CAL.: TEST DEI PROTOTIPI

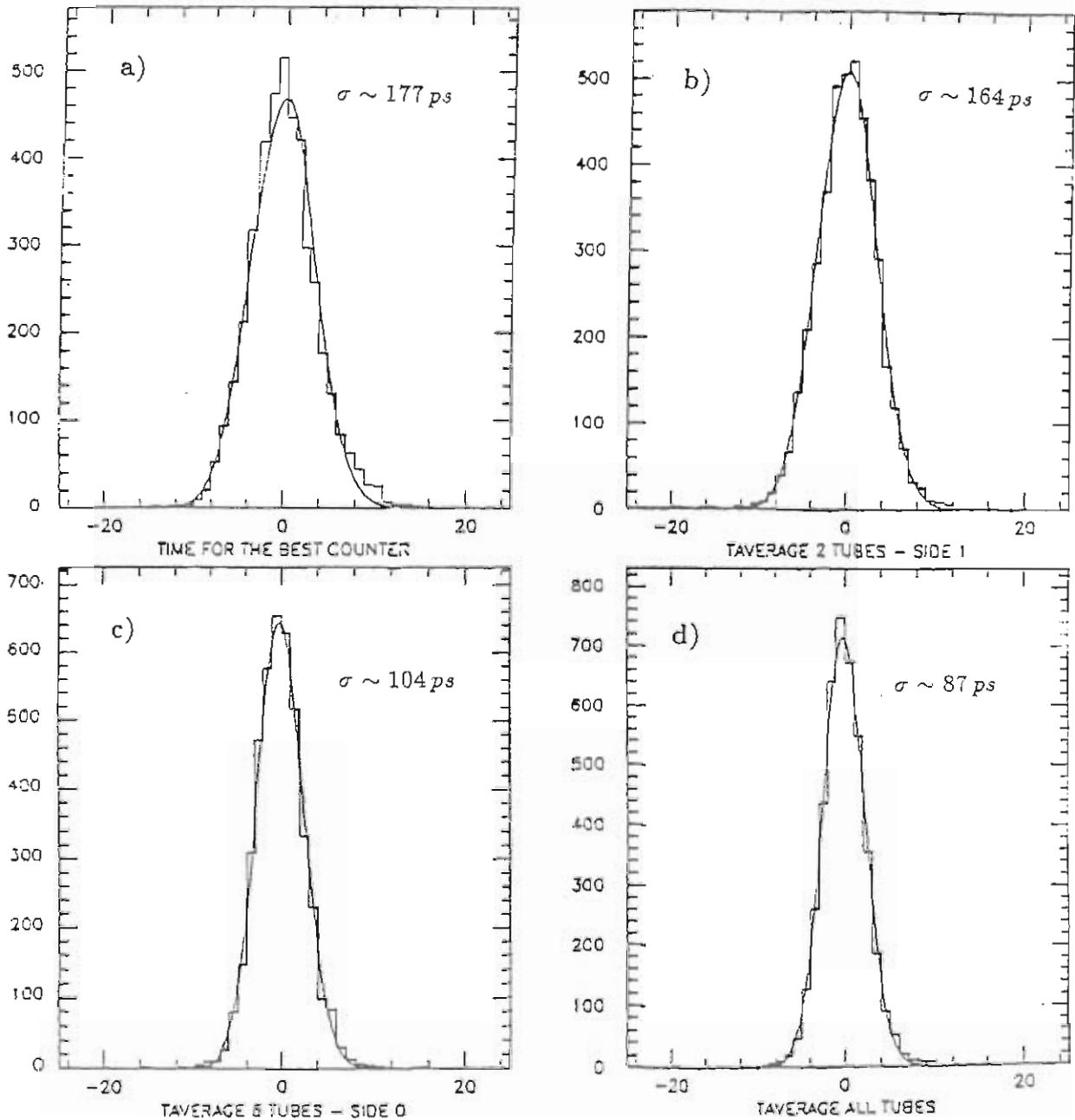


Figura 4.15: Distribuzione dei tempi per elettroni di 1000 MeV. a) Distribuzione per il contatore migliore b) media sui due PM "grandi", c) media sui 6 PM Philips della riga centrale e, d) media su tutti i PM

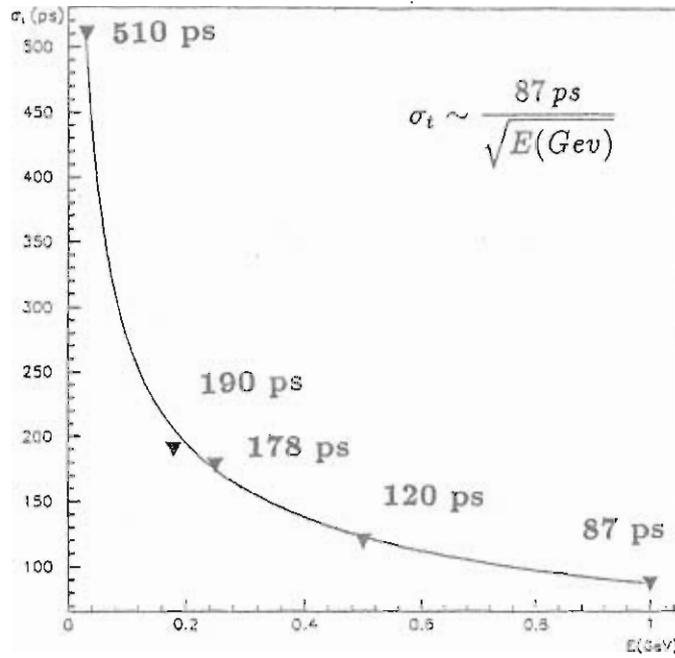


Figura 4.16: Relazione tra risoluzione temporale ed energia depositata.

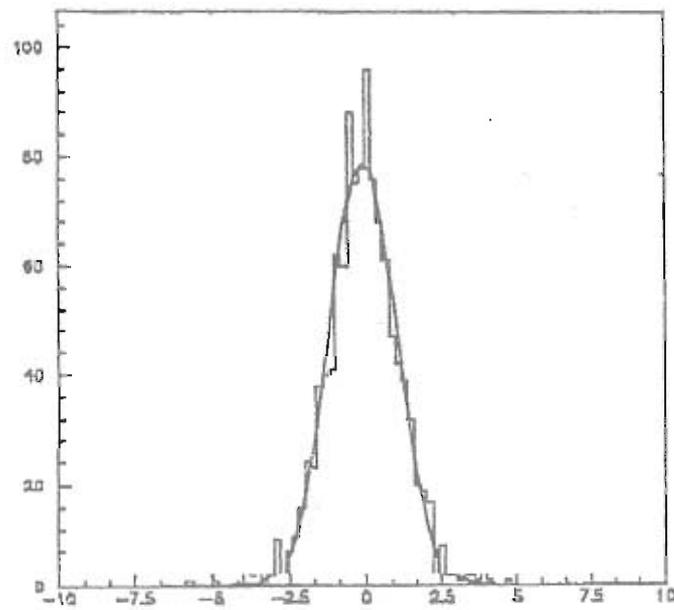


Figura 4.17: Risoluzione spaziale stimata con una simulazione che tiene conto dei risultati dei test al CERN. Nel grafico si riporta la distribuzione di $L_k^{\text{meas}} - L_K^{\text{reconstr.}}$.

Esistono ancora margini di miglioramento per i nostri risultati. Essi sono ottenibili tramite l'uso di fototubi più veloci, di fibre scintillanti di qualità migliore e cercando di ottenere una raccolta di luce più efficiente, magari usando guide di luce con minore rapporto areale.

4.5 Trasporto della luce al fotomoltiplicatore

Abbiamo già accennato al problema del trasporto della luce proveniente dalle fibre fino al fotocatodo. In questo paragrafo ci si occupa in dettaglio della struttura e del funzionamento dei concentratori di luce usati nei prototipi e cioè dei raccordi di lucite e dei coni di Winston.

Ricordiamo qui che i due principali problemi nel trasporto della luce da un fascio di fibre scintillanti sistemate fra lastre di piombo ad un fotomoltiplicatore sono:

1. la riduzione dell' area illuminata dal fascio di raggi luminosi provenienti da ogni modulo da cui è composto ogni prototipo fino a raggiungere l'area della superficie sensibile del fotocatodo.
2. il mescolamento della luce proveniente dalle varie fibre per evitare effetti sistematici dovuti alla posizione delle fibre stesse nella struttura piombo-fibre

Per mescolare la luce si è studiata una struttura composta da un pezzo di lucite lungo 20 cm che, inoltre, viene usato per passare dalla sezione quadrata del modulo a fibre a quella rotonda del dispositivo concentratore: un cono di Winston [36]. Richiamiamo il fatto che, per ragioni di impaccamento, la faccia circolare del pezzo di lucite è inscritta nel quadrato di lato 3.3 cm della faccia opposta. Questa riduzione di area porta ad una perdita trascurabile di luce (si tenga presente che l' angolo massimo di inclinazione degli spigoli rispetto all' asse è circa 1.5 gradi).

I coni di Winston sono dei dispositivi che permettono, grazie alla loro particolare forma geometrica di ottenere la massima riduzione dell'area illuminata da un fascio di raggi luminosi consistentemente con la necessità di

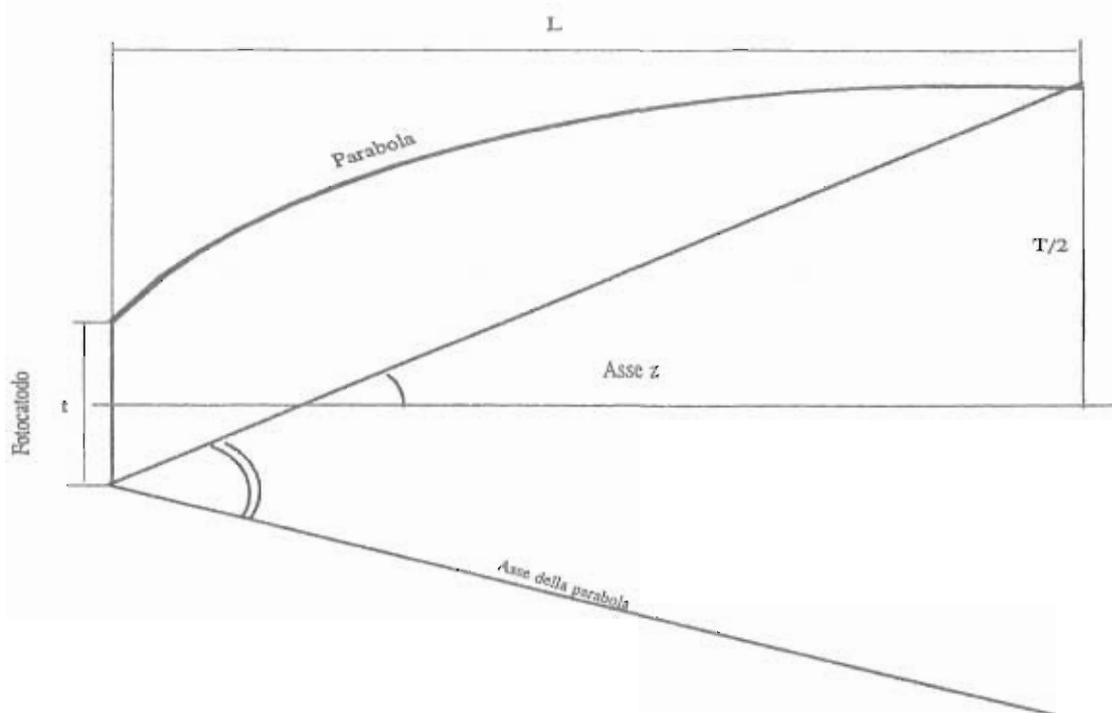


Figura 4.18: Schema del concentratore di luce detto "cono di Winston".

mantenere un'alta efficienza nella raccolta della luce. Per ragioni pratiche, dato che di solito la superficie dei fotocatodi è di solito circolare, ci si limita a concentratori di luce che siano dei solidi di rotazione (da cui il nome improprio di "coni" per tali dispositivi). Sia $\rho(z)$ la superficie laterale del cono di Winston, tale che $\rho \equiv (x^2 + y^2)^{1/2}$ e z sia l'asse di simmetria rotazionale. Poniamo il fotocatodo sul piano $z = 0$ cosicché, detto t il suo diametro, sia verificata la relazione $\rho(0) = t/2$. Supponiamo che il concentratore accetti tutti i raggi con un angolo, rispetto all'asse, minore di ϑ_{max} ; se prendiamo in considerazione quei particolari raggi che giacciono in un piano passante per l'asse del cono di Winston, allora con una costruzione del tipo di quella mostrata in fig. 4.18 e ricordando la proprietà tipica delle parabole secondo cui tutti i raggi paralleli all'asse vengono concentrati nel fuoco, lo scopo è praticamente raggiunto.

Da un punto A, limite della zona sensibile del fotocatodo, disegniamo una linea formante un angolo ϑ_{max} con l'asse z . Con questa linea come asse e A come fuoco, si costruisce una parabola passante per il punto B (l'altro

estremo della superficie sensibile). Da A si disegna un'ulteriore linea formante un angolo $2\vartheta_{max}$ con l'asse della parabola e un angolo ϑ_{max} con l'asse z . Si termina la parabola nel suo punto C di intersezione con quest'ultima retta. In questo punto la tangente alla parabola è parallela all'asse z . Chiamiamo L la lunghezza della parabola come indicato in fig. 4.18 e T la sua apertura. Si noti che terminando la parabola in qualche punto C' più vicino al fotocatodo (per esempio a $z = \frac{2}{3}L$) si riduce l'apertura di molto poco. La rotazione della parabola attorno all'asse z produce il concentratore di luce desiderato. È importante notare che la superficie di rivoluzione non è un paraboloido. L'apertura $T = 2\rho(L)$ e la lunghezza L soddisfano le seguenti relazioni:

$$\frac{t}{T} = \frac{\sin \vartheta_{max}}{1 + \sin \vartheta_{max}} \simeq \sin \vartheta_{max} \quad (4.8)$$

$$L \simeq \left[\left(1 + \frac{1}{\sin \vartheta_{max}} \right) \cdot \frac{1}{2 \tan \vartheta_{max}} \right] \cdot t \quad (4.9)$$

Le fibre usate nel prototipo hanno indice di rifrazione $\eta_F = 1.59$, la lucite $\eta_L = 1.49$, inoltre l'angolo limite di trasmissione nelle fibre è circa $\vartheta = 22^\circ$.

Da ciò consegue che l'angolo massimo della luce in entrata nel blocco di lucite risulta essere:

$$\vartheta_{MAX}^L = \arcsin((\eta_F/\eta_L) \sin \vartheta_{Th}) \simeq 23.6^\circ \quad (4.10)$$

Si supponga, poi, di non perdere luce nelle riflessioni: applicando il teorema di Liouville¹ si trova la seguente relazione per l'angolo massimo in

¹Sia $k = \frac{dN}{dAd\Omega}$ la densità di fotoni nello spazio delle fasi: essa è costante per il teorema di Liouville. Il numero totale di fotoni è:

$$N_0 = \int_0^{A_0} \int_0^{\vartheta_{MAX}} k dA d\Omega = 2\pi A_0 k (1 - \cos \vartheta_{MAX})$$

Variando l'area A e supponendo di non perdere luce ($N_0 = N_1$) si ottiene:

$$1 = \frac{N_0}{N_1} = \frac{A_0(1 - \cos \vartheta_{MAX})}{A_1(1 - \cos \vartheta_1)}$$

da cui la formula 4.11.

uscita dal blocco di lucite ϑ_F^L :

$$1 - \cos \vartheta_F^L = (A_{in}/A_F)(1 - \cos \vartheta_{MAX}^L) \quad (4.11)$$

dove A_{in} è l' area del quadrato di lato 3.3 cm e A_F quella del cerchio inscritto che rappresentano le due facce opposte del raccordo di lucite. Da qui si ricava $\vartheta_F^L \simeq 26.7^\circ$.

Non essendoci variazione di indice di rifrazione la luce non subisce deviazioni entrando nel cono di Winston. Supponendo accoppiamento in aria tra cono e fotocatodo, per calcolare l' apertura del cono di luce uscente dal dispositivo di Winston si deve applicare la formula 4.11 con $A_{in} = 8.55\text{cm}^2$ e $A_F = 4.52\text{cm}^2$ poiché la parte sensibile del fotocatodo ha un diametro di 2.4 cm. Quindi l' angolo in uscita dal cono di Winston è $\vartheta_F^W \simeq 37^\circ$. Infine dalla formula 4.10 l' angolo massimo in entrata nel fotocatodo è: $\vartheta^* \simeq 63.7^\circ$. Fino a questo punto la perdita di luce è trascurabile tenendo anche conto del fatto che l' angolo massimo in entrata in un cono di Winston con tali A_{in} e A_F affinché la luce giunga dopo una o più riflessioni all' uscita del cono stesso è dato da:

$$\sin \vartheta_M = \frac{t}{T} = \frac{2.4}{3.3} \quad (4.12)$$

(t e T sono i diametri delle due facce opposte) per cui $\vartheta_M \simeq 46.6^\circ$ (si ricordi che $\vartheta_F^L \simeq 26.7^\circ$).

L' angolo critico tipico di un fotocatodo con finestra di vetro è circa $\vartheta_C \simeq 42^\circ$. Se questo è vero si sfrutta solo il 46% della luce portata fino al fotocatodo ($\Omega_{PM}/\Omega_{inc} \simeq 46\%$). Per migliorare questo fattore bisogna ridurre il fattore di concentrazione delle aree oppure rinunciare all' accoppiamento in aria.

Capitolo 5

Il trasporto della luce in fibre flessibili a scintillatore liquido

In quest'ultimo capitolo sono presentati i risultati ottenuti studiando il comportamento di fibre ottiche di grande diametro (~ 1 cm) che utilizzano uno scintillatore liquido al loro interno, al contrario di quelle usate nel calorimetro di KLOE le quali sono costituite da scintillatori plastici e hanno diametro di 1 mm.

Il lavoro qui descritto è stato realizzato nei laboratori dell'INFN presso l'Università di Udine. Anzi, per questi studi abbiamo attrezzato un apposito laboratorio con tutte le attrezzature necessarie.

L'idea base da cui questi studi sono nati era, in origine, di vedere se le fibre con scintillatore liquido potevano essere introdotte nel calorimetro di KLOE come dispositivi adatti per la determinazione della terza coordinata (la coordinata z) del punto di impatto dei fotoni con precisione maggiore di quella fornita dal metodo basato sulle misure del tempo di arrivo dei segnali luminosi ai due capi opposti delle fibre plastiche del calorimetro stesso (si veda la discussione sulla precisione richiesta nel paragrafo 3.3.2 e seguenti).

Comunque l'uso delle fibre presenta alcune difficoltà: le fibre plastiche renderebbero la struttura del calorimetro meno compatta e ciò potrebbe causare gravi problemi quando l'apparato fosse immerso nel forte campo magnetico richiesto; inoltre lo scintillatore in uso in tali fibre, essendo corrosivo, potrebbe danneggiare la struttura se andasse disperso per un qualunque

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

motivo. Per questi motivi e per ragioni ingegneristiche di fattibilità, alcuni membri della collaborazione hanno proposto l'utilizzo di "mattonelle" di scintillatore plastico lette da fibre di wave-length-shifter.

Tuttavia il nostro lavoro, al di là di un suo utilizzo specifico all'interno del progetto DAΦNE, è senz'altro interessante di per sé e potrà rivelarsi utile in seguito per altre applicazioni in esperimenti che utilizzano la tecnologia delle fibre ottiche [43,44,45,46][47].

5.1 La fibra a scintillatore liquido

Le misure sono state eseguite su una fibra lunga 3 metri, di sezione circolare fornitaci dalla LUMATEC di Monaco [48]. In effetti il dispositivo è costituito da un tubo di plastica flessibile (che chiameremo "cladding") con diametro interno 5 mm e spessore 0.5 mm all'interno del quale si trova un olio scintillante (il "core" della fibre). La struttura è rivestita esternamente con una protezione di gomma grigia opaca, mentre il contenimento del liquido è assicurato da due tappi di quarzo che penetrano per 2 cm nel volume del core. Lo scintillatore usato è una miscela di PPO (2.5 g/l), BIS-MSB (2.5 mg/l), BHT (40-80 ppm) in olio minerale "Petroleum Specialties". La miscela è drogata con pseudocumene in una percentuale pari al 6% in concentrazione [49].

Per questa fibra ci sono stati forniti i seguenti dati: indice di rifrazione $\eta_{oil} = 1.456$ per lo scintillatore e $\eta_{cladd} = 1.35$ per il cladding a una lunghezza d'onda $\lambda = 580$ nm [50].

Per luce emessa da un punto sull'asse della fibra, la direzione e il punto di incidenza sulla superficie di separazione tra il core e il cladding dipendono solamente dalla variabile ϑ : l'angolo polare tra l'asse della fibra e la direzione della luce emessa. Il raggio luminoso resta intrappolato nella regione del core se $\vartheta \leq \vartheta_{thr}$ dove ϑ_{thr} è l'angolo limite ricavato dalla relazione $\cos \vartheta_{thr} = \eta_{cladd}/\eta_{oil}$. La luce non intrappolata nel core è rifratta nel cladding a in seguito, può essere riflessa alla superficie tra cladding e aria, oppure persa fuori della fibra a seconda se l'angolo di incidenza è minore o maggiore di $\bar{\vartheta}_{thr}$

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

dove $\cos \bar{\vartheta}_{thr} = \eta_{air}/\eta_{cladd}$. Eseguendo i calcoli si trova per il core il valore $\vartheta_{thr} = 22^\circ$ e per il cladding $\bar{\vartheta}_{thr} = 42.2^\circ$; così la luce emessa sull'asse della fibra viene riflessa sulla superficie core-cladding se $\vartheta \leq 22^\circ$, mentre viene intrappolata alla superficie cladding-aria se $\vartheta \leq \arccos(1/\eta_{core}) = 46.6^\circ$ (qui si intende sempre ϑ come l'angolo iniziale di emissione nel core, prima della rifrazione alla superficie core-cladding).

Per fibre circolari l'angolo limite (o di "trapping") non rappresenta un taglio netto fra i raggi intrappolati e quelli persi: infatti la luce emessa fuori asse ha un angolo di incidenza, rispetto alla normale alla superficie della fibra, che dipende sia dall'angolo polare che da quello azimutale di emissione. La condizione affinché un raggio luminoso sia intrappolato alla superficie core-cladding risulta essere:

$$\sin \vartheta \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{r} \sin(\phi - \Phi)\right)^2} < \sin \vartheta_{tr} \quad (5.1)$$

Qui (ρ, Φ) definiscono la posizione della scintillazione nel core, (ϑ, ϕ) sono gli angoli polare e azimutale di emissione e r è il raggio del core. Questi raggi "fuori asse" spiralizzano lungo la fibra con un gran numero di riflessioni; il loro cammino all'interno della fibra risulta essere quindi molto più lungo rispetto a quello dei raggi originati sull'asse. Questo effetto contribuisce a determinare i limiti alla risoluzione temporale dato che i vari raggi impiegano tempi molto diversi per percorrere la distanza tra il punto di emissione primaria e il fotocatodo del rivelatore. Inoltre, dato che per forza di cose la lunghezza di attenuazione tiene conto dei vari cammini possibili dei raggi luminosi l'effetto dei raggi che spiralizzano è quello di diminuire il valore della lunghezza di attenuazione stessa.

Da questa breve discussione appare chiaro che quanto più è piccolo il diametro della fibra, tanto migliore è la risoluzione temporale e, a parità di altri parametri, più grande la lunghezza di attenuazione.

Sia la luce che procede nel core che quella viaggiante nel cladding danno il loro contributo alla luce globalmente rivelata. Comunque, la luce emessa (magari per effetto Čerenkov) o trasmessa nel cladding è attenuata in misura

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

maggiore rispetto a quella del core soprattutto a causa della peggiore qualità della superficie di separazione aria-cladding (per danneggiamento durante l'uso della fibra o per imperfezioni costruttive).

L'accoppiamento ottico della fibra col fotomoltiplicatore è stato realizzato in modo da lasciare un sottile strato d'aria tra il tappo di quarzo della fibra e il fotocatodo per assicurare una riproducibilità migliore di quella ottenibile con un accoppiamento per contatto, magari con l'ausilio di grasso ottico.

5.2 Apparato sperimentale

Le misure sulle fibre furono eseguite con l'apparato schematizzato in fig. 5.1. L'intero apparato ottico è chiuso in una scatola di legno il cui interno è stato dipinto di nero per evitare interferenze da parte della luce proveniente dall'ambiente esterno. Due fototubi sono accoppiati alle estremità della fibra. Sono state eseguite misure con due tipi diversi di fototubi: PHILIPS 2262 con alto guadagno ($3 \cdot 10^7$), ma con un tempo di salita del segnale piuttosto lungo (~ 2 ns) e con piccoli fototubi HAMAMATSU 1635 di guadagno più modesto, ma con tempo di salita ~ 0.8 ns. Una sorgente radioattiva collimata di Sr^{90} è stata usata per produrre raggi β che, investendo la fibra, provocavano la scintillazione dell'olio contenuto nel core. Al di sotto della sorgente era posto un piccolo pezzo di scintillatore plastico con superficie sensibile pari a 2×2 cm², letto da un fotomoltiplicatore. Gli eventi che inducono una scintillazione nella fibra erano selezionati da una tripla coincidenza del segnale dello scintillatore con i segnali dei fototubi accoppiati alla fibra. Muovendo sorgente e scintillatore lungo la fibra è possibile studiare la risposta della fibra alle sollecitazioni prodotte in punti diversi. Gli eventi accidentali sono quasi del tutto soppressi, come dimostra l'assenza di piedistalli nello spettro dell'ampiezza d'impulso di cui un esempio è visibile in fig. 5.2. Inoltre l'energia media degli elettroni emessi dallo Sr^{90} (0.546 MeV) è ben al di sotto della soglia per la produzione di luce Čerenkov.

Il segnale di carica dei fototubi è elaborato in forma digitale da ADC LeCroy tipo 2249W e i tempi di arrivo dei segnali stessi sono misurati da TDC

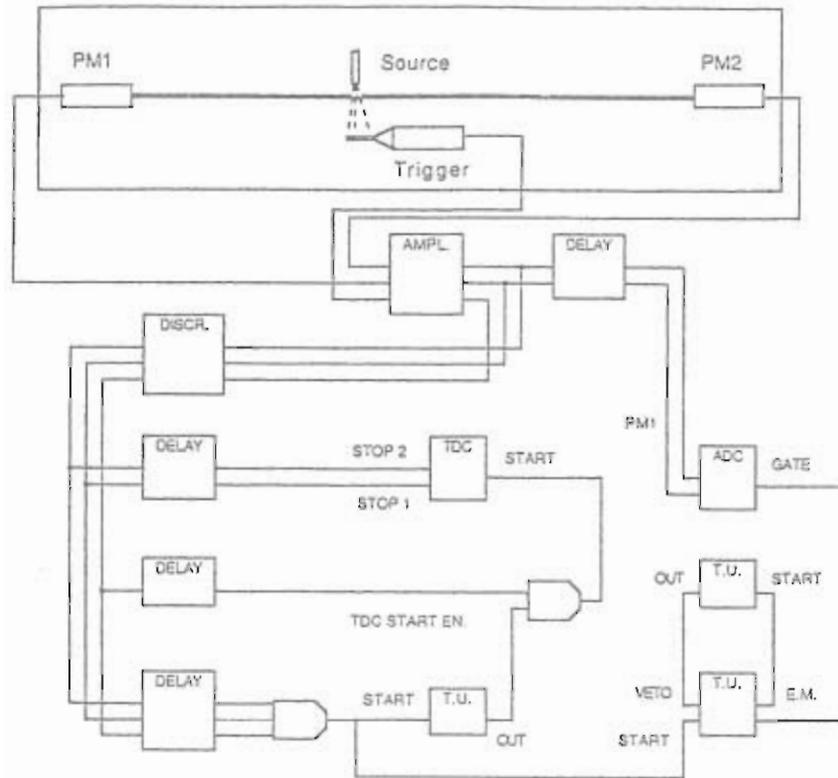


Figura 5.1: Schema dell'apparato sperimentale

LeCroy tipo 2228A; i discriminatori usati sono a soglia fissa e le ampiezze dei segnali forniti in uscita sono di 70 ns per i fototubi di segnale e 10 ns per il contatore di trigger. Lo start è dato dal fronte di salita del segnale discriminato del trigger e lo stop dal fronte di salita del segnale discriminato e adeguatamente ritardato proveniente da PM1 e PM2. Le scale usate sono: 0.25 pC/canale per l'ADC e 100 ps/canale per il TDC. Prima di essere inviati all'ADC i segnali sono stati amplificati 10 volte da un dispositivo LeCroy tipo 612A a basso *noise*.

I ritardi relativi dei segnali sono stati scelti in modo da assicurare, in uscita dalla coincidenza tripla, un segnale lungo almeno 10 ns per ogni posizione

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

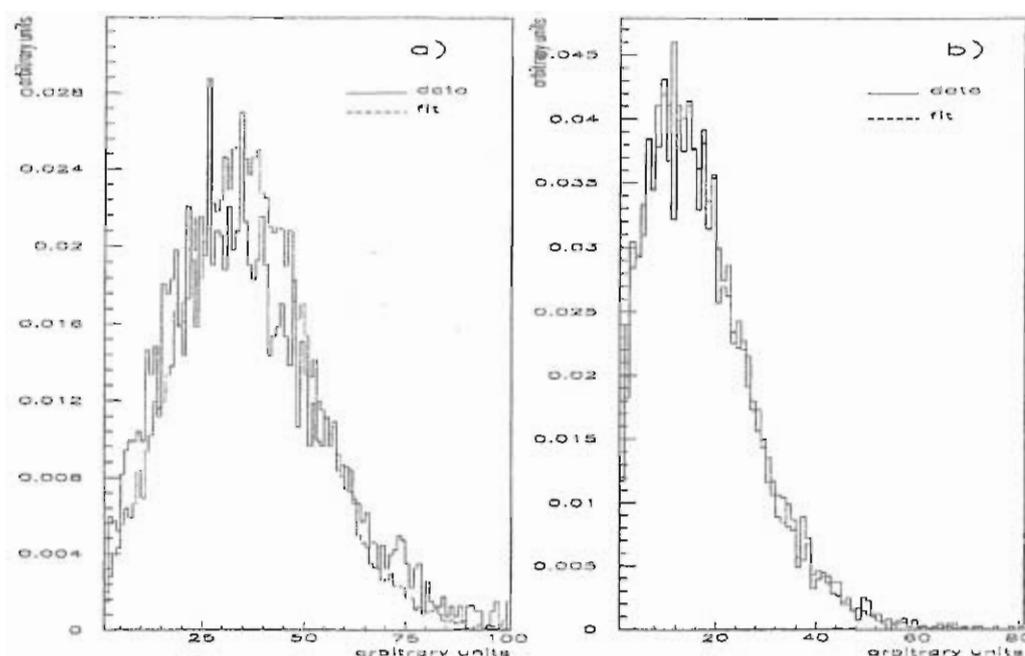


Figura 5.2: Spettro dell'ampiezza di impulso per il PM1: sorgente a a) 44 cm b) 288 cm dal fotocatodo

assunta dalla sorgente lungo la fibra.

Come si vede dalla fig. 5.1, la coincidenza tripla PM1-PM2-TRIGGER è usata per abilitare la conversione nel TDC e per formare il segnale di "gate" dell'ADC. Nell'acquisizione dati, realizzata tramite un PC con interfaccia CAMAC, sono stati adottati opportuni sistemi di veto per questi dispositivi.

5.3 Analisi dei dati

5.3.1 Misura della lunghezza di attenuazione

I dati ottenuti sono stati analizzati seguendo una procedura standard [51]. Prima di tutto abbiamo misurato la distribuzione dell'ampiezza di impulso di un singolo fotoelettrone (cioè la carica raccolta all'anodo come conseguenza di un singolo elettrone emesso dal fotocatodo) per il PM1 e il PM2. Per ottenere l'emissione di un solo elettrone dal catodo si sono usati dei filtri neutri

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

posti tra la fibra e il catodo stesso per diminuire l'intensità della luce incidente. Abbiamo continuato ad aumentare il numero di filtri finché la forma dell'istogramma risultante risultava stabile. Per queste misure la sorgente radioattiva era posizionata all'estremità della fibra opposta a quella affacciata al fototubo analizzato. La distribuzione di singolo fotoelettrone è una proprietà del fotomoltiplicatore e non della fibra o di qualsiasi dispositivo luminoso.

A questo punto i filtri sono stati rimossi e molti spettri, ognuno di 5000 eventi, sono stati misurati posizionando la sorgente in varie posizioni lungo l'intera fibra.

Le misure sulla lunghezza di attenuazione sono state fatte stimando il numero medio di fotoelettroni rivelati in corrispondenza a ogni spettro di ampiezza di impulso (o, equivalentemente a ogni posizione della sorgente lungo la fibra). L'analisi procede nel modo seguente: si suppone che l'emissione fotonica primaria segua una statistica poissoniana e si prende in considerazione il fatto che il cammino della particella carica nello scintillatore varia a seconda dell'angolo di emissione. Per fare questo si usa come densità di probabilità una convoluzione di una poissoniana con un fattore geometrico; esplicitamente, la distribuzione di probabilità per il numero di fotoelettroni rivelati è:

$$P(n, \mu, r) = \int_0^r \frac{x/r}{\sqrt{r^2 - x^2}} \frac{e^{-2\mu x} (2\mu x)^n}{n!} dx \quad (5.2)$$

dove μ è il numero medio di fotoelettroni rivelati per unità di lunghezza percorsa dalla particella ionizzante nella fibra e r è il raggio della fibra.

Sia N_{tot} il numero totale di eventi: per mezzo dell'equazione 5.2 si calcola il numero $N(n, \mu)$ di eventi caratterizzati da un particolare numero n di fotoelettroni come $N(n, \mu) = N_{tot} \cdot P(n, \mu, r)$ per vari valori di μ . Poi, per ogni n , si estraggono a caso, dallo spettro sperimentale di singolo fotoelettrone, n eventi e se ne somma il contributo energetico ripetendo la procedura $N(n, \mu)$ volte. Gli insiemi di N_{tot} valori ottenuti dipendono solamente dal parametro μ e sono istogrammi (Monte Carlo) che simulano il deposito di carica all'anodo. Infine, con il metodo del minimo χ^2 , si adattano gli istogrammi prodotti dalla

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

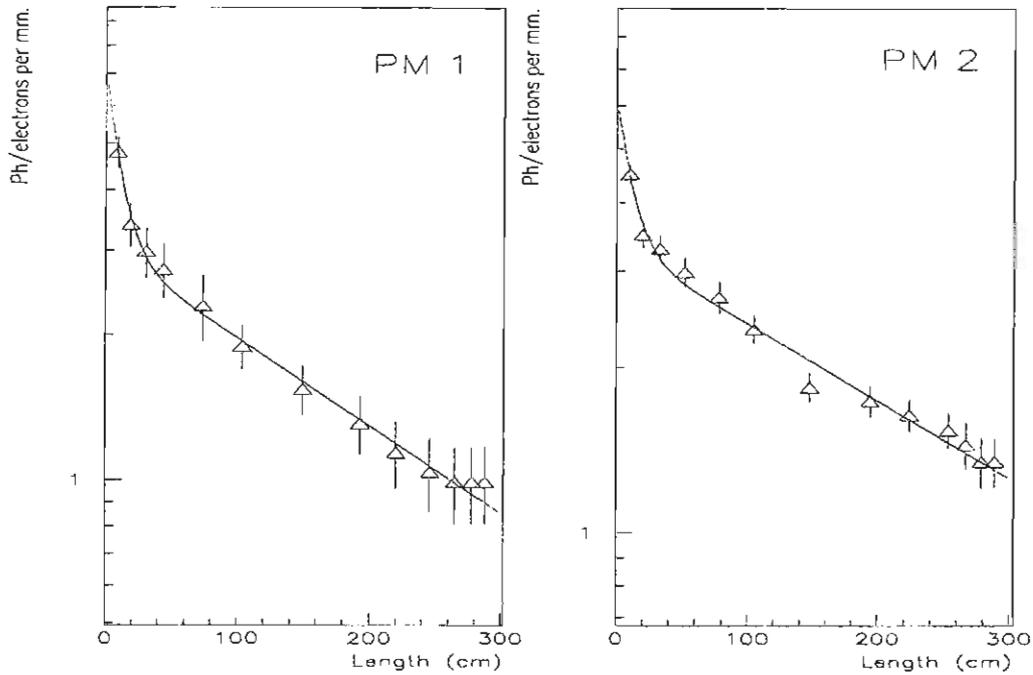


Figura 5.3: Lunghezze di attenuazione per PM1 e PM2

simulazione descritta a quelli sperimentali ricavando il valore più probabile per il numero di fotoelettroni emessi per unità di lunghezza ovvero sia per μ . In figura 5.2 sono mostrati degli esempi di fit ottenuti utilizzando questa procedura.

La distribuzione dei valori di μ rispetto alla distanza x della sorgente dai fototubi sono riportate in fig. 5.3; i dati utilizzati sono quelli raccolti con i fototubi Philips.

Le distribuzioni sono “fittate” con la somma di due funzioni esponenziali per tener conto sia del contributo del core che di quello del cladding alla luce raccolta:

$$f(x) = p_{core} e^{-x/\lambda_{core}} + p_{cladd} e^{-x/\lambda_{cladd}} \quad (5.3)$$

dove λ_{core} e λ_{cladd} sono le lunghezze di attenuazione del core e del cladding rispettivamente, e p_{core} e p_{cladd} rappresentano il corrispondente numero di fotoelettroni per unità di lunghezza. La costante λ_{cladd} descrive globalmente gli

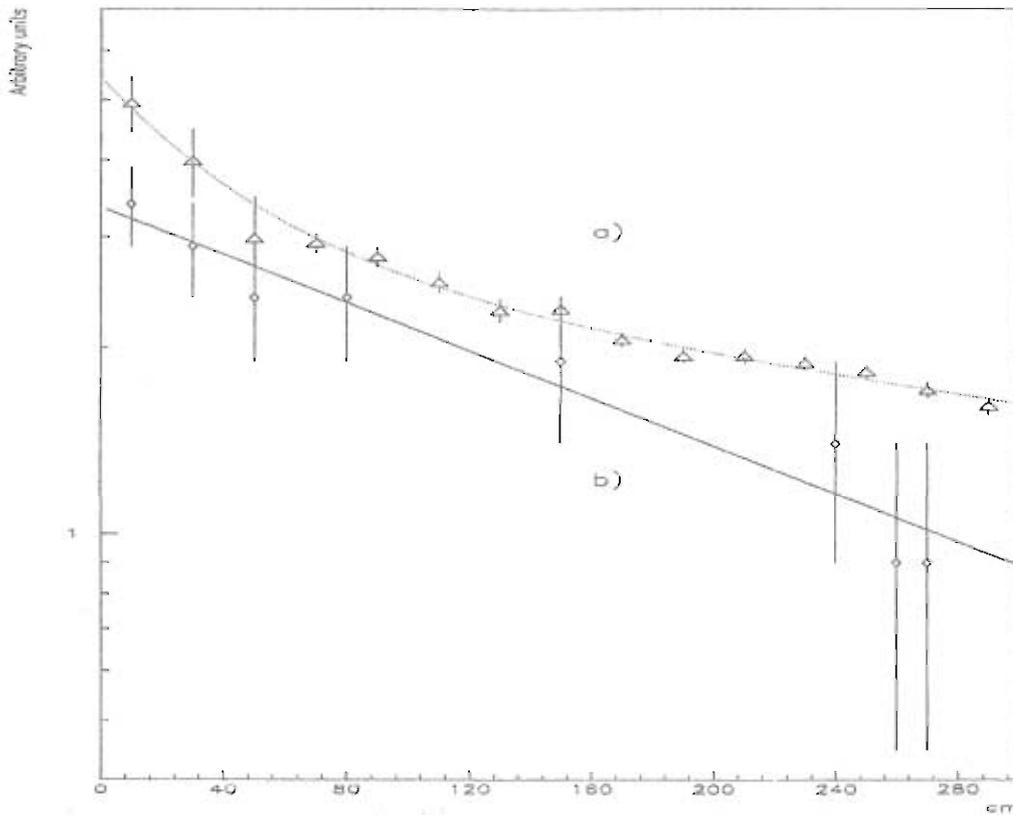


Figura 5.4: Spettri (Hamamatsu) per il PMI. *a*): senza mascherare il cladding (fit con due esponenziali); *b*): mascherando il cladding (fit con un solo esponenziale).

effetti dell'attenuazione della luce dovuti al passaggio dei raggi luminosi nel materiale del cladding come pure quelli generati dalle possibili perdite nella riflessione alla superficie di separazione tra core e cladding e tra cladding e aria (a causa di impurità o irregolarità costruttive). Il nostro apparato non è stato pensato per misurare quale particolare effetto fisico sia in realtà responsabile per l'attenuazione della luce nel cladding: noi siamo interessati al comportamento fenomenologico di una tale fibra e la nostra parametrizzazione deve essere intesa in questo senso.

Fra l'altro abbiamo anche provato a "mascherare" la luce proveniente dal cladding perché non colpisce il fotocatodo. Come risultato si nota la scomparsa della parte ripida della curva di attenuazione a bassi valori di x . In fig. 5.4 sono confrontati gli spettri ottenuti con i fototubi Hamamatsu con (curva *b*) e senza (curva *a*) maschera sul cladding.

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

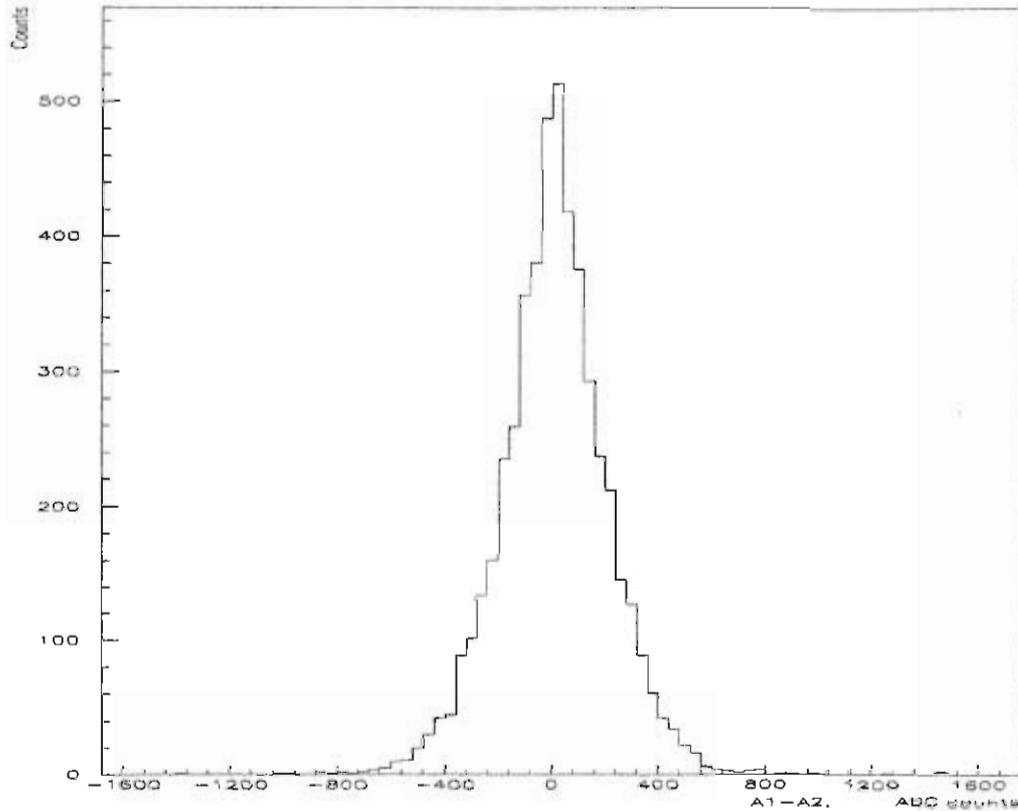


Figura 5.5: Tipico spettro delle differenze tra l'ampiezza d'impulso del PM1 e del PM2.

Come controllo di consistenza, abbiamo comparato i risultati ottenuti dal fit delle distribuzioni in fig. 5.3 con quelli ottenuti con un metodo alternativo. Per ogni posizione della sorgente abbiamo misurato la differenza dell'ampiezza d'impulso tra PM1 e PM2 in ogni evento; in fig. 5.5 è mostrato un tipico istogramma rappresentante la differenza sopra menzionata ottenuta per una data posizione della sorgente.

La distribuzione dei valori medi degli istogrammi in funzione della posizione della sorgente è visibile in fig. 5.6; gli errori statistici sono valutati a partire dalla larghezza a mezza altezza (FWHM) degli istogrammi che rappresentano la differenza delle ampiezze di impulso. In fig. 5.6 la curva che interpola i punti è:

$$f(x) = A_1(e^{-x/\lambda_{core}} + Be^{-x/\lambda_{clad}}) - A_2(e^{(L-x)/\lambda_{core}} + Be^{(L-x)/\lambda_{clad}}) \quad (5.4)$$

dove i parametri A_1 e A_2 tengono conto di tutti i fattori di guadagno e sono

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

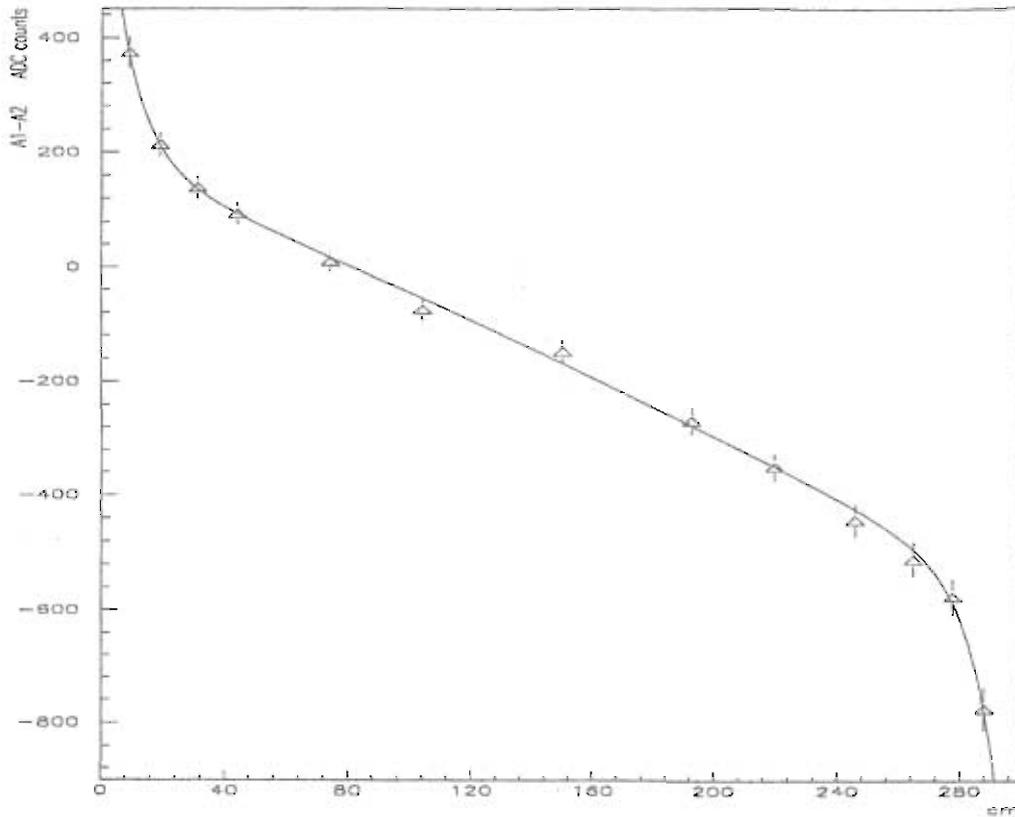


Figura 5.6: Differenza della ampiezza d'impulso (PM1-PM2) rispetto alla distanza della sorgente dal PM1. (fototubi Philips).

espressi in unità arbitrarie, non in termini di *numero di fotoelettroni* come p_{cladd} e p_{core} in eq. 5.3; il parametro B è il rapporto tra il contributo del core e quello del cladding alla luce trasmessa, L è la lunghezza della fibra e x la distanza tra la sorgente e il PM1. I valori ottenuti per le lunghezze di attenuazione e per B sono in accordo, entro gli errori, con quelli ottenuti con l'altro metodo.

5.4 Misure di tempo

Una tecnica complementare per determinare il punto di impatto sulla fibra di una particella ionizzante, consiste nel misurare la differenza tra i tempi di arrivo dei raggi luminosi ai due fotocatodi. Si noti che la differenza tra i tempi misurati al TDC non è affetta da problemi inerenti alle fluttuazioni della base dei tempi dato che, nel fare la differenza, si elide il contributo del

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

tempo di start.

Anche in questa analisi si sono dovuti correggere i dati per tenere conto dell'ampiezza di impulso (se ne è già discusso nel capitolo precedente). Un tipico esempio di "scatter plot" in cui si nota, anche per queste misure, la correlazione tempo-ampiezza è dato in fig. 5.7. Come nel caso delle misure effettuate al CERN la funzione con cui si è interpolata la distribuzione dei valori medi della variabile temporale rispetto alla carica depositata (il "profile histogram" ricavato dallo "scatter plot") è del tipo:

$$t = t^* + \frac{A}{\sqrt{E}} \quad (5.5)$$

in cui t^* il tempo medio corretto, A un parametro libero ed E è l'ampiezza di impulso. In fig. 5.8a) si osserva una tipica distribuzione ottenuta facendo la differenza tra i tempi corretti misurati per i due fotomoltiplicatori di segnale; la forma dell'istogramma non è gaussiana a causa delle lunghe code. Un fit è però possibile con la somma di due gaussiane. Il fattore di normalizzazione per la più stretta delle due è sempre più di un fattore 100 maggiore di quello che si ottiene per la più larga. Si potrebbe dunque pensare che ci sia qualche evento che, o a causa del cammino dei raggi luminosi all'interno della fibra, o per problemi dovuti alla catena di amplificazione del segnale, impiega molto più tempo degli altri per essere rivelato. Il fatto che, quando la sorgente è vicina a uno dei due fototubi, le code degli istogrammi sono asimmetriche potrebbe indicare che questo è un effetto geometrico dovuto al percorso dei fotoni nella fibra. In ogni caso la percentuale degli eventi che vanno a finire nelle code è bassa; avendo preso atto di questo effetto abbiamo quotato come errore statistico la larghezza a mezza altezza (HWHM) della gaussiana "stretta". Per ogni posizione della sorgente lungo la fibra si è ottenuto il valore pressoché costante di 1.8 ns: questo corrisponde a un'indeterminazione di circa 20 cm nella misura del punto di impatto della particella carica sulla fibra come si può dedurre dalla curva in fig. 5.8b) in cui le differenze temporali sono rappresentate in funzione della posizione della sorgente.

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

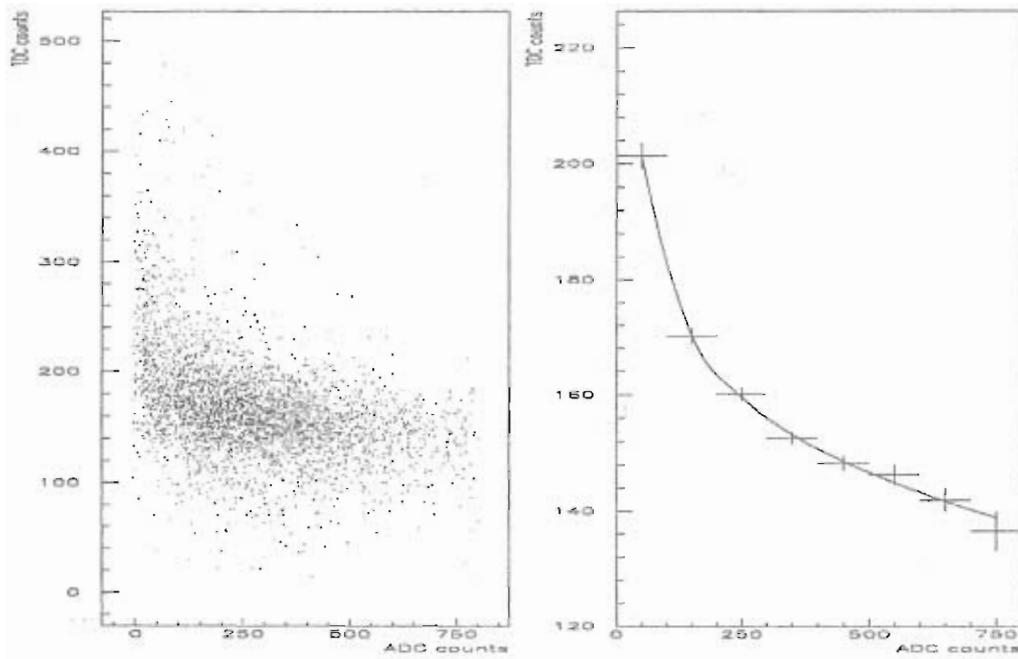


Figura 5.7: a): scatter plot tempo rispetto ampiezza di impulso e b): fit del cosiddetto profile-plot

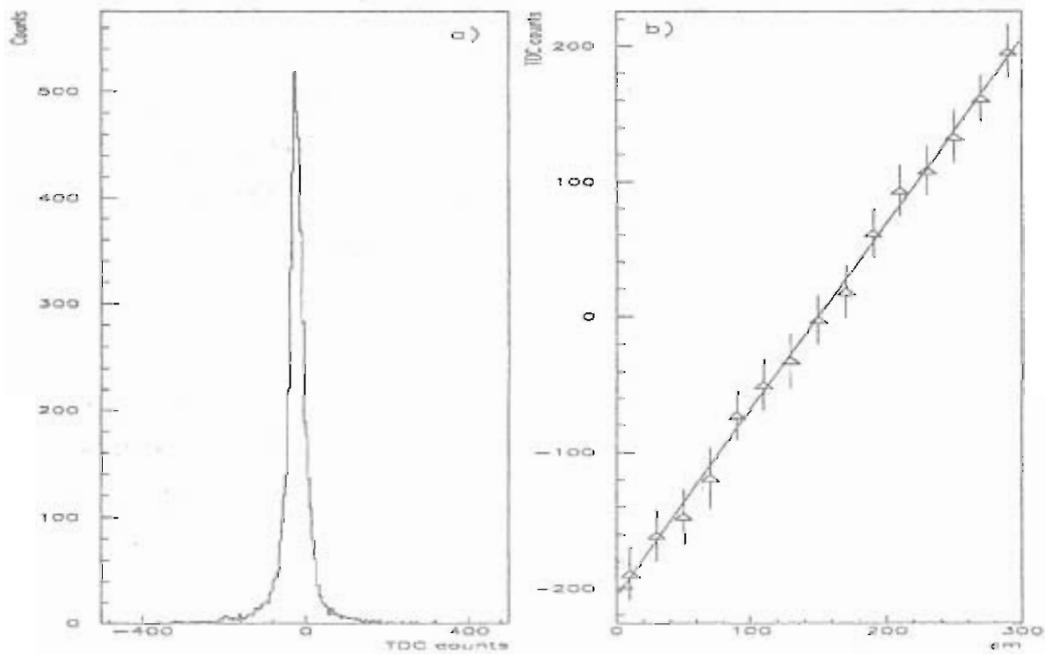


Figura 5.8: a): distribuzione delle differenze dei tempi corretti; sorgente al centro della fibra; b): differenze temporali rispetto alla posizione della sorgente.

5.5 Errori sistematici

Prima di iniziare la discussione sugli effetti sistematici è necessaria una precisazione: con i fototubi Philips sono stati riscontrati risultati migliori per quanto riguarda la lunghezza di attenuazione, mentre per le misure temporali le precisioni ottenute con i due tipi di rivelatori sono all'incirca equivalenti. Questo dipende dal fatto che la risoluzione temporale dipende dal guadagno dei fotomoltiplicatori perché, tra gli elettroni della cascata generata tra i dinodi, il primo a raggiungere l'anodo è quello responsabile del segnale di stop. Così mentre con i Philips l'alto guadagno permette un'ottima determinazione della forma e dell'andamento delle ampiezze di impulso, specialmente nel caso dello spettro di singolo fotoelettrone, le prestazioni migliori dei tubi Hamamatsu nelle misure di tempo sono bilanciate e, in definitiva, rese inutili dal basso guadagno. Il punto fondamentale è rappresentato dal fatto che una sola fibra emette relativamente poca luce e così all'anodo giungono in ogni caso pochi elettroni. Si aggiunga a ciò la grande diversità dei possibili cammini ottici all'interno della fibra a causa soprattutto del suo grande diametro: questo si traduce immediatamente in una grande fluttuazione nel tempo di arrivo del segnale luminoso al fotocatodo.

Per cercare di ovviare a quest'ultimo effetto, si è anche provato a collimare i raggi luminosi provenienti dalla fibra per selezionare solo quelli uscenti con piccolo angolo rispetto all'asse della fibra stessa. Tuttavia la diminuzione dell'intensità di luce ha reso pressoché inutile questa prova.

Diversi tipi di errore sistematico possono affliggere la misura della lunghezza di attenuazione: il più importante sorge probabilmente perché l'effetto su λ_{core} dei diversi cammini possibili per i fotoni emessi sull'asse della fibra o meno non è ancora stato inserito nel programma di fit degli istogrammi. Una rozza stima dell'effetto di questi cammini differenti è stato ottenuto comparando le misure ottenute con la sorgente a distanze fissate dai catodi, ma sistemando la fibra in modo che ci fossero un cappio e due (del diametro di 50 cm) in essa. I corrispondenti valori del parametro μ concordano con un margine di deviazione del 10% (si veda fig. 5.9)

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

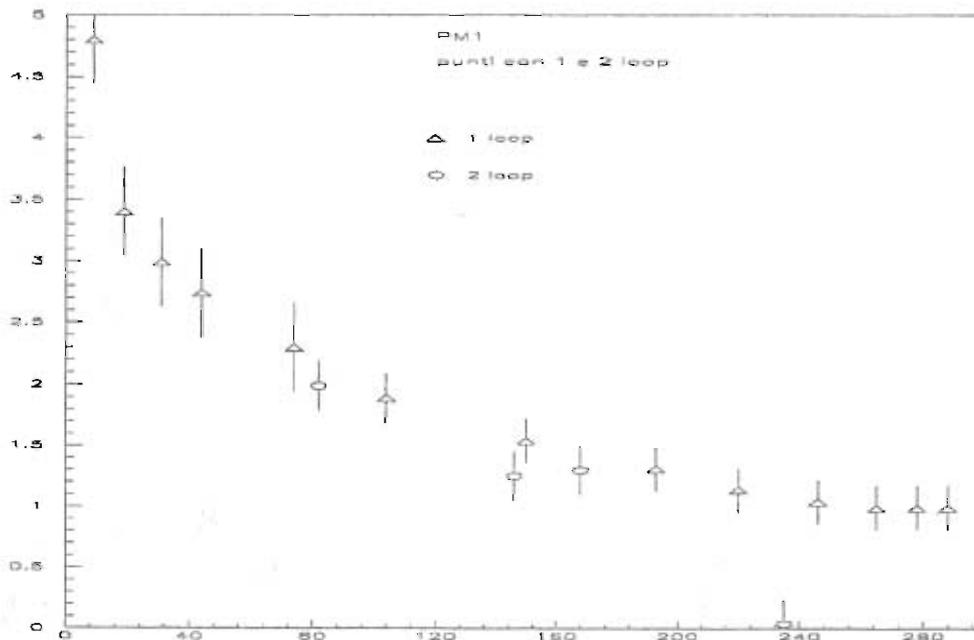


Figura 5.9: Effetto della presenza di cappi (loop) con piccolo raggio di curvatura lungo la fibra.

Inoltre il metodo di fit adottato dipende in maniera critica dalla misura preliminare dello spettro di singolo fotoelettrone. Per essere sicuri di non introdurre grossi errori abbiamo costruito un programma che simula la cascata elettronica tra i dinodi di un fototubo. Con questo strumento si sono potuti simulare gli spettri energetici ottenuti a partire da un unico elettrone emesso dal fotocatodo. Gli eventi simulati sono in buon accordo con i risultati sperimentali per cui siamo convinti che, in questo ambito, non siano stati introdotti errori tali da rovinare le misure.

Un errore sistematico sul numero di fotoelettroni ottenibili può nascere da un cattivo accoppiamento tra gli estremi della fibra e i fotocatodi dei fotomoltiplicatori. Abbiamo cercato di evitare ciò lasciando tra fibra e catodo uno strato di 5 mm d'aria cercando di non muovere la fibra durante le misure e di mantenere quanto più possibile costante lo spessore dello strato d'aria tra fibra e catodo. In ogni modo, per provare la stabilità delle misure abbiamo

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

provato a smontare la fibra dai supporti e a riprendere le misure dopo avere risistemato il tutto. I nuovi dati erano in perfetta consistenza con quelli presi in precedenza.

Altri effetti sistematici possono provenire dall'elettronica usata per amplificare, elaborare e analizzare il segnale. Comunque pensiamo che tale contributo all'errore totale sia trascurabile dato che lo stesso apparato è stato usato per dei test su una fibra plastica di caratteristiche ben note e i risultati ottenuti erano, ancora una volta, in accordo con quanto ci si attendeva.

5.6 Risultati

<i>fototubo</i>	λ_{core} (cm)	λ_{cladd} (cm)	P_{core} (ph/mm)	P_{cladd} (ph/mm)
PM1	239 ± 51	< 23	3 ± 0.5	4.2 ± 3.4
PM2	310 ± 65	< 33	3.3 ± 0.5	< 7
PM1-PM2	268 ± 65	< 15		
PM1 <i>1 exp.</i> ^{a)}	233 ± 34		3.05 ± 0.34	
PM2 <i>1 exp.</i> ^{a)}	308 ± 29		3.33 ± 0.18	

Tabella 5.1: Lunghezze di attenuazione e numero di fotoni emessi per unità di lunghezza; a): $x > 40$ cm.

Nella tabella 5.1 sono evidenziati i risultati ottenuti per la lunghezza di attenuazione: gli errori quotati comprendono gli effetti statistici e la stima di quelli sistematici. L'errore dovuto alla parametrizzazione scelta per la funzione da adattare ai punti sperimentali (la somma di 2 esponenziali) è stato stimato confrontando il risultato ottenuto per λ_{core} proveniente da un fit con un singolo esponenziale per i punti di fig. 5.3 a distanze della sorgente dal fotocatodo maggiori di 40 cm, cioè prendendo solamente punti per i quali la distanza dal fotocatodo è molto maggiore della lunghezza di attenuazione λ_{cladd} . L'errore dovuto alla scelta della parametrizzazione si manifesta in un effetto del 2.5%.

Anche i risultati riguardanti l'intensità luminosa e la lunghezza di attenuazione ottenuti per il core per mezzo di un fit con una singola funzione

CAPITOLO 5. FIBRE A SCINTILLATORE LIQUIDO

esponenziale sono riportati in tab. 3.15. L'analisi mostra che i fotoelettroni provenienti dal core della fibra sono trasmessi con una lunghezza di attenuazione ~ 3 m e dunque le fibre a scintillatore liquido possono essere usate in rivelatori di grandi dimensioni allo scopo di misurare le coordinate di un qualche evento di interesse con metodi proiettivi.

Una risoluzione di 1.8 ns nella misura della differenza dei tempi di arrivo dei segnali ai due fotomoltiplicatori (misura ottenuta per fibre di lunghezza pari a 3 metri) si traduce in un'indeterminazione di 20 cm sul punto di impatto di una particella carica su una singola fibra.

Miglioramenti sulle precisioni da noi ottenute si possono avere usando più fibre invece che una sola al fine di avere più luce e un campionamento maggiore per ridurre l'errore statistico (avendo a disposizione molte fibre attraverso cui far passare le particelle ionizzanti è possibile migliorare la misura della perdita di energia e si possono ottenere molte misure di tempo qualora si usi uno strumento di lettura per ogni fibra). Anche leggendo più di una fibra con un unico fotomoltiplicatore si dovrebbe migliorare la risoluzione sui tempi dal momento che ci aspettiamo per essa un andamento del tipo $\sim 1/\sqrt{E}$.

5.7 Conclusioni

Dai risultati sopra citati, per mezzo di una media pesata, si ottiene, per la fibra a scintillatore liquido analizzata, una lunghezza di attenuazione $\lambda_{core} \simeq 267 \pm 34$ cm e un deposito di energia per elettroni provenienti da una sorgente di Sr^{90} pari a $P = P_{core} + P_{cladd} \simeq 6.8 \pm 2.6$ fotoelettroni/mm. Quest'ultimo errore è grande e dovuto principalmente al metodo usato per simulare l'emissione di fotoni stimolata da una particella ionizzante. Le misure di lunghezza di attenuazione e di perdita di energia (o di numero di fotoelettroni per millimetro) da noi ottenute per la miscela scintillante analizzata sono compatibili con quelle ottenute per altre miscele usate in fibre capillari e nella stessa zona spettrale di emissione (attorno a 500 nm) [46]. La lunghezza di attenuazione piuttosto grande e il trascurabile effetto siste-

matico introdotto dalla curvatura della fibra sono fonte di molte possibilità di impiego per questi dispositivi. Per i motivi già ricordati nel progetto DAΦNE, tuttavia, non saranno usate. Resta il fatto che, per chi scrive, la comprensione di molti interessanti e divertenti effetti è stata possibile grazie alle fibre scintillanti.

Ringraziamenti

Sono debitore a moltissime pazienti persone che mi hanno aiutato durante questa mia fatica. Sicuramente il primo grazie va al dott. S. Bertolucci e al suo gruppo a Frascati (INFN-LNF), in particolare al dott. S. Miscetti, che mi hanno introdotto ai misteri delle fibre ottiche e mi hanno offerto l'opportunità di seguire di persona le varie fasi delle misure eseguite al CERN sui prototipi del calorimetro elettromagnetico.

Un debito di riconoscenza mi lega senz'altro al dottor F. Scuri sotto il cui occhio vigile sono state effettuate misure e analisi sulle fibre a scintillatore liquido. I suoi consigli e suggerimenti e le utili discussioni avute insieme mi hanno chiarito le idee in moltissime occasioni.

Grazie anche al prof. L. Lanceri per il suo sostegno, anche morale, negli inevitabili momenti di difficoltà.

Infine, ultimi ma non meno importanti, meritano un grazie i miei colleghi laureandi: l'ormai dott. Riccardo Sangoi che con le sue puntualizzazioni e la sua conoscenza approfondita dell'esperimento KLOE mi è stato più volte di grande aiuto, i laureandi del corso di informatica del dipartimento di fisica dell'Università di Udine che hanno risolto i miei problemi "computeristici" e in particolare Chiara Vignaduzzo, Paolo Garlatti, Andrea Linussio, Gianluigi Giroto e Gabriele Cosmo.

Bibliografia

- [1] The KLOE Collaboration, Letter Of Intent
- [2] G. Barbiellini, A. Martinis, R.Sangoi e F. Scuri: Light transport in a flexible liquid scintillator fiber (preprint I.N.F.N.) (prossima pubblicazione su N.I.M.)
- [3] R.H. Dalitz, *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)* 24A (1991) 3-23
- [4] E.P. Wigner, *Nachr. Ges. Wiss. Gottingen Math-Physik K1, No.32* (1932) pp.546-59
- [5] Lüders,G. 1954. *Kgl.Danske Videnskab.Selskab, Matfys. Medd.* 28(5):1
- [6] Pauli,W. 1955. In *Niels Bohr and the development of Physics*, ed. W.Pauli
- [7] A. Wightman, *Phys. Rev.* 101 (1956) pp. 860-6.
- [8] J.S. Schwinger, *Phys. Rev.* 82 (1951) pp. 914-27.
- [9] R. Jost, *Helv. Phys. Acta* 30 (1957) pp. 409-16.
- [10] D. Hall and A.S. Whightman, *K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd.* 31 (1957) pp. 1-41
- [11] Christenson, J. H., Cronin, J. W., Fitch, V. L., Turley, R. *Phys. Rev. Lett.* 13:138 (1964)
- [12] Wolfenstein *Ann. Rew. Nucl. Sci.* 1986 36:137-70

Bibliografia

- [13] E. S. Abers and B. W. Lee, Phys. Rep. 9C, 1 (1973)
- [14] Vedi "XVI International Meeting on Fundamental Physics
CP non conservation and B physics"
Peñiscola (Spain) 25-29 April 1988
Editor J. Bernabeu, A. Ferrer, J. Velasco (World Scientific)
- [15] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 1285 (1970)
- [16] M. Gell-Mann and M. Levy, Nuovo Cimento 16 705 (1960)
N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)
M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214 (1964)
- [17] M. Kobayashi e T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49,652 (1973)
- [18] Konrad Kleinknecht, Ann. Rev. NUcl. Sci. 1976. 26:1-50
- [19] J. L. Rosner: Heavy Quarks, Quark Mixing and CP Violation; EFI 90-63
December 1990
- [20] R. L. Goble, L. Rosenfeld, J. L. Rosner Phys. Rev. D 39, 3264 (1989)
- [21] L. Rosselet et al. Phys. Rev. D 15, 574 (1977)
- [22] P. Estabrooks and A. D. Martin Nucl. Phys. B79, 301 (1974)
- [23] CERN NA31 Collaboration, H. Burkhardt e al. Phys Lett. B 206, 169
(1988)
- [24] Fermilab E731 Collaboration J. R. Patterson et al. Phys. Rev. Lett. 64,
1491 (1990)
- [25] Particle Data Group: Review of particles properties, Phys. Lett. B204
(1988) 1
- [26] G. Barbiellini e C. Santoni "A measurement of ε'/ε at a ϕ -factory".
CERN-EP/89-88

Bibliografia

- [27] F. Buccella, G. D'Ambrosio, M. Miragliuolo: "CP violation in the decay of neutral kaons into two photons" contributo a "Proposal for a ϕ -factory", LNF-90/031(R) 31 aprile 1990 (pp. 121 segg.)
- [28] D. H. Perkins: Introduction to high energy physics; Addison Wesley (3rd edition)
- [29] D. Cocolicchio et al. "CP violation measurements at the ϕ resonance". CERN-TH 5610/89
- [30] M. Giorgi, M. Greco, M. Piccolo: "Physics programme at a ϕ -factory: contributo a "Proposal for a ϕ -factory", LNF-90/031(R) 30 aprile 1990
- [31] vedere, ad esempio, A. N. Skrinsky: Novosibirsk project of ϕ -meson factory. Presentato al Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE. Frascati, 9-12 aprile 1991.
- [32] vedi p. es.: G. Batignani et al. "Preliminary study for the design of a tracking system at DAΦNE". Presentato al *Workshop on physics and detectors for DAΦNE* Frascati 9-12 Aprile 1991.
- [33] A. Zallo The Frascati ϕ -factory DAΦNE. NAN-91 Workshop on $p\bar{p}$ collisions, Moscow July 1991. LNF-91/078(R) 6 novembre 1991.
- [34] KLOE, a general purpose detector for DAΦNE. (The KLOE collaboration): documento di presentazione del progetto.
- [35] H. Hinterberger and R. Winston: "Efficient light coupler for threshold Čerenkov counters". N.I.M. 1 March 1966.
- [36] M. Fukawa et al. Physics a a ϕ -factory, KEK 90-12 8/90
- [37] S. Bianco: Overview Of The KLOE E.M. Cal. At CERN; KLOE note 1991-10)

Bibliografia

- [38] S.Bianco et al. High resolution, low energy E.M. Pb-SCIFI calorimetry. An investigation on fibres and tests on photon beam with low energy photons; LNF-91/061(R) 11 settembre 1991
- [39] C. Bloise, Proceedings of the Workshop on Physics and Detectors for Daphne. G. Pancheri Ed., Frascati, 1991, p. 495
- [40] C.M. Haekes et al., Decay time and light yield measurements for plastic scintillating fibres, *Nim A*292 (1990) 329-336.
- [41] M.Kuhlen, Timing properties of long scintillation counters based on scintillating fibers, CALT-68-1648, Aug, 1990
- [42] D. Acosta et al., CERN-EP/90-37 23 March 1990
D. Acosta et al., CERN-PPE/90-172 16 Nov 1990
D. Acosta et al., CERN-PPE/91-11 18 Jan 1991 (submitted to N.I.M.)
- [43] The Delphi collaboration, *Nucl. Instr. and Meth.* A303 (1991) 233-276
- [44] C. Angelini et al.,*Nucl. Instr. and Meth.*,A300 (1991) 53;
G.Zacek, CERN-PPE/91-06 (1991);
K.Winter, *Acta Physica Hung.*, 68 (1990) 135;
H. Leutz, Proc. ECFA study week on Instrumentation and Technology for High Luminosity Hadron Colliders, Barcelona,1989, CERN 89-10, ECFA 89-124 (1989) p. 176;
N.S. Bamburov et al., *Nucl.Instr.and Meth.*,A289 (1990) 265.
- [45] The MACRO collaboration, HE7,2-21;
C. Peck and R. Batitti MACRO internal memo 1016/86
- [46] J.Bähr et al.,*Nucl. Instr. and Meth.*,A306 (1991) 169.
- [47] LUMATEC Steinenstraße 15 , 8000 München 70

Bibliografia

- [48] R. Steinberg et al., MACRO internal memo 1006/85
C. Lane, J. Panetta, R.I. Steinberg MACRO internal memo 1006/88
- [49] LUMATEC: private communication
- [50] T. Shimizu et al., Nucl. Instr. and Meth. A292(1990) 329-336