

ISTITUTO NAZIONALE DI FISICA NUCLEARE

Sezione di Trieste

INFN/AE-92/16

11 maggio 1992

R. Sangoi

LA VIOLAZIONE DI CP A DAΦNE: STUDIO DEL CALORIMETRO ELETTROMAGNETICO

Tesi di Laurea

Relatore: Prof. G. Barbiellini

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

Tesi di Laurea in Fisica

La violazione di CP a DAΦNE : studio del
calorimetro elettromagnetico

Candidato:

Riccardo Sangoi

Relatore:

Prof. Guido Barbiellini

Anno Accademico 1990-1991

Indice

Prefazione	IX
1 Il sistema del mesone K : introduzione teorico-fenomenologica.	1
1.1 Simmetrie	1
1.2 Il sistema del mesone K	3
1.3 La matrice di massa complessa	6
1.4 Ampiezze di decadimento ed osservabili di CP	8
1.4.1 Violazioni di CP e CPT in $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi$	9
1.4.2 Violazioni di CP e CPT in $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi l\nu$	14
1.4.3 Violazioni di CP, T e CPT in altri decadimenti dei mesoni K	16
Violazioni di CP e CPT in $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$	17
Violazione diretta di CP in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-, \pi^\pm \pi^0 \pi^0$	18
Violazione di CP in $K_{S,L}^0 \rightarrow 2\gamma$	20
Violazione di T e CPT nel sistema $K^0 - \bar{K}^0$	20
1.5 Il fenomeno della rigenerazione.	22
1.6 Interferenza $K_S^0 - K_L^0$ nei decadimenti dei K neutri.	23
1.7 Modelli teorici di violazione di CP	24
1.7.1 La Teoria Superdebole.	25
1.7.2 Il Modello Standard con la matrice CKM a sei quark	27
2 Misure sperimentali sulla violazione di CP: stato attuale e sviluppi futuri.	33
2.1 L'esperimento FNAL-E731	35
2.2 L'esperimento CERN-NA31	37
2.3 Le ϕ -factory.	39
2.3.1 Studio del processo $K_S^0 K_L^0 \rightarrow 2\pi 2\pi$ ad una ϕ -factory.	40

	Potenzialità di una ϕ -factory.	40
	Ampiezze di decadimento.	41
	L'asimmetria di intensità	42
	Osservabili integrate in tempo.	44
2.3.2	Studio di altri processi che violano CP ad una ϕ -factory.	47
2.3.3	Altri possibili studi ad una ϕ -factory.	48
2.4	Confronto fra gli esperimenti a bersaglio fisso e le ϕ -factory nella misura di $\Re(\varepsilon'/\varepsilon)$	49
3	DAΦNE, la ϕ-factory dei Laboratori Nazionali di Frascati.	52
3.1	La macchina DAΦNE	52
3.2	Il rivelatore KLOE: requisiti generali.	55
3.2.1	Selezione degli eventi ed accuratezza statistica.	55
3.2.2	Controllo degli errori sistematici.	56
	Accuratezza di R_η	57
	Accuratezza di R_V	58
3.2.3	Valutazione del fondo	61
3.3	Il rivelatore KLOE: soluzioni tecniche proposte.	64
3.3.1	Il sistema tracciante.	64
3.3.2	Il calorimetro elettromagnetico.	66
	Caratteristiche richieste.	66
	Confronto fra possibili alternative: il calorimetro Pb-SCIFI.	68
	Prestazioni del calorimetro Pb-SCIFI.	69
	Il calorimetro come parte di KLOE.	70
3.3.3	Il <i>trigger</i> ed i sistemi di acquisizione ed elaborazione dati	72
4	Il calorimetro elettromagnetico di KLOE: ottimizzazione mediante simulazioni MonteCarlo.	74
4.1	Ottimizzazione dei parametri mediante il codice EGS.	74
4.1.1	Descrizione generale del programma.	74
4.1.2	Risultati delle simulazioni: sviluppo e contenimento degli sciami.	76
4.1.3	Risultati delle simulazioni: risoluzione in energia.	81
	Frequenza di campionamento.	86
	Frazione di campionamento.	88

4.2	Sviluppo ed utilizzo di GEANFI, il MonteCarlo generale di KLOE	93
4.2.1	Descrizione generale del programma.	93
4.2.2	Parametri caratteristici della simulazione.	95
4.2.3	Risultati della simulazione.	97
	Probabilità di conversione dei γ	101
	Risoluzione in energia.	103
	I decadimenti di Dalitz.	109
5	Sviluppo e analisi di un prototipo di calorimetro piombo/olio scintillante.	112
5.1	L'opzione dello scintillatore liquido.	112
5.2	Progetto e costruzione del prototipo.	114
	5.2.1 Caratteristiche generali.	114
	5.2.2 Dettagli costruttivi.	117
5.3	L'apparato di misura.	121
	5.3.1 Descrizione.	121
	5.3.2 Taratura.	123
5.4	Procedure preliminari.	124
	5.4.1 Selezione degli eventi.	124
	5.4.2 Calibrazione assoluta dell'apparato.	126
5.5	Risultati delle misure.	128
	5.5.1 Vasca contenente il solo scintillatore.	129
	5.5.2 Vasca con moduli "riflettenti" alle pareti.	133
	5.5.3 Prototipo completo: vasca contenente tutti i moduli.	137
5.6	Analisi dei risultati.	138
	Conclusioni	141

Indice delle Tabele

1.1	Frazioni di decadimento (BR) dei K neutri.	10
1.2	Parametri della matrice di mixing per n famiglie di quark.	29
2.1	Confronto fra gli esperimenti CERN-NA31 e FNAL-E731.	39
2.2	Frazioni di decadimento del mesone ϕ	40
2.3	Possibili misure sperimentali riguardanti CP (e T) ad una ϕ -factory . . .	47
2.4	Possibili misure sperimentali riguardanti CPT ad una ϕ -factory	48
2.5	Confronto statistica esperimenti a bersaglio fisso/ ϕ -factory.	49
3.1	Parametri di DAΦNE per $E_{CM} = 510 MeV$	53
3.2	Principali rese di DAΦNE per $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2} s^{-1}$	53
3.3	Proprietà cinematiche dei K carichi e neutri ad una ϕ -factory	55
3.4	Valori di ω per vari risoluzioni nella posizione del vertice neutro.	60
3.5	Principali tipi di fondo e relativi fattori di reiezione.	62
3.6	Frequenze caratteristiche dei processi rivelabili a DAΦNE.	72
4.1	Parametri caratteristici delle simulazioni effettuate con i codici EGS. . .	76
4.2	Caratteristiche principali del rivelatore simulato con GEANFI.	96
4.3	Caratteristiche dei γ che attraversano il calorimetro senza dare segnale. .	102
5.1	Posizioni del telescopio durante le misure.	128
5.2	Stima dei parametri: caso di solo scintillatore.	130
5.3	Stima dei parametri: caso di scintillatore e pareti "riflettenti".	133

Indice delle Figure

1.1	Diagramma di Wu-Yang.	13
1.2	Phase shift pione-pione nei canali $I_{\pi\pi} = 0$ e $I_{\pi\pi} = 2$	13
1.3	Asimmetrie di carica nei decadimenti semileptonici del K_L^0	16
1.4	Violazione di CP nei decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$	18
1.5	Contributi al decadimento del K neutro in $\pi\pi$	31
1.6	Previsioni per ϵ'/ϵ per vari valori della massa del top.	31
2.1	Misure di ϵ'/ϵ	34
2.2	Misure di $\Delta\phi$	34
2.3	Esperimento FNAL-E731: schema del rivelatore.	35
2.4	Esperimento CERN-NA31: schema del rivelatore.	37
2.5	Confronto fra gli esperimenti CERN-NA31 e FNAL-E731.	38
2.6	Andamento delle funzioni $I(\Delta t)$ ed $A(\Delta t)$	44
3.1	Schema generale di DAΦNE	54
3.2	Distribuzione spaziale integrata dei decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$	59
3.3	L'opzione del tempo di volo: relazioni fondamentali.	67
3.4	Calorimetro Pb-SCIFI: dettaglio e possibile struttura modulare.	68
3.5	Dimensioni caratteristiche del rivelatore KLOE a DAΦNE	71
3.6	Schema generale del rivelatore KLOE a DAΦNE	72
4.1	Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale $\sim 13X_0$): caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$	77
4.2	Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale variabile): caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$	78
4.3	Energia rivelata dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale $\sim 13X_0$): caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$	79

4.4	Energia rivelata dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale variabile) : caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$	80
4.5	Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale $\sim 13X_0$) : caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$	82
4.6	Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale variabile) : caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$	83
4.7	Energia rivelata dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale $\sim 13X_0$) : caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$	84
4.8	Energia rivelata dal calorimetro per varie geometrie (spessore totale variabile) : caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$	85
4.9	Distribuzione dell'energia depositata nel mezzo attivo da fotoni di energia $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$	87
4.10	Distribuzione dell'energia depositata nel mezzo attivo da fotoni di energia $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$	87
4.11	Risoluzione in energia per diverse frequenze di campionamento (frazione di campionamento costante).	88
4.12	Energia depositata nel primo strato di scintillatore dopo la conversione del γ primario; confronto fra diversi spessori di scintillatore.	89
4.13	Risoluzione in energia per vari spessori di scintillatore.	90
4.14	Risoluzione in energia per diverse geometrie: 48 moduli.	91
4.15	Risoluzione in energia per diverse geometrie: 72 moduli.	92
4.16	Eventi selezionati ($15\text{cm} < L_{K_L^0} < 150\text{cm}$) : confronto.	98
4.17	Eventi selezionati: distribuzione dell'energia globale rivelata.	99
4.18	Eventi selezionati con 4 γ sul calorimetro.	99
4.19	Eventi selezionati con 4 γ sul calorimetro: ΣE_γ e ΣE_{riv}	100
4.20	Distribuzione dei vertici di conversione primaria.	101
4.21	Probabilità integrate di conversione per i fotoni primari.	102
4.22	Distribuzione dei singoli γ nel piano <i>energia rivelata/energia iniziale</i>	103
4.23	Distribuzione in energia dei fotoni primari e risposta del calorimetro.	104
4.24	Schema generale di un evento e definizione degli angoli nei vari sistemi di riferimento.	106
4.25	Distribuzione in energia dei fotoni primari: confronto fra il campione fornito da GEANFI ed il risultato del calcolo.	108

4.26	Ellissi di confidenza.	109
4.27	Distribuzione in energia dei γ provenienti da decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$	110
4.28	Distribuzioni energetiche caratteristiche dei fotoni e delle coppie leptoniche "di Dalitz".	111
5.1	Ipotesi di calorimetro Cu-SciOil.	114
5.2	Ipotesi di calorimetro Pb-SciOil.	116
5.3	Calcolo dell'angolo di rifrazione totale per l'ipotesi Pb-SciOil.	117
5.4	Progetto di costruzione della vasca in acciaio.	118
5.5	Progetto di costruzione delle chiusure laterali in plexiglass.	119
5.6	Sezione delle testate dell'apparato.	120
5.7	Schema dell'apparato di misura.	122
5.8	Segnale all'ADC dei fototubi del telescopio.	124
5.9	Illustrazione schematica delle concidenze buone ed errate.	125
5.10	Selezione degli eventi sulla base del segnale di T1 e T2; esempio di effetto della selezione sul segnale del prototipo.	125
5.11	Singolo fotoelettrone: esempio di spettri sperimentale e MonteCarlo.	128
5.12	Risposta del prototipo nella prima configurazione (solo scintillatore).	129
5.13	Prima configurazione (solo scintillatore): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 1,2,3 e 4.	131
5.14	Prima configurazione (solo scintillatore): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 5,6,7 e 8.	132
5.15	Risposta del prototipo nella seconda configurazione (scintillatore e pareti).	134
5.16	Confronto fra le risposte del prototipo nelle prime due configurazioni.	134
5.17	Seconda configurazione (scintillatore e pareti): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 1,2,3 e 4.	135
5.18	Seconda configurazione (scintillatore e pareti): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 5,6,7 e 8.	136
5.19	Prototipo completo: dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 5 e 6.	137
5.20	Confronto fra riflessioni: pareti metalliche e moduli in plexiglass.	139
5.21	Attenuazione per riflessioni multiple fra i moduli in plexiglass.	139

Prefazione

Nel mondo delle particelle elementari il sistema del mesone K rappresenta un caso davvero unico, tanti sono i singolari fenomeni prettamente quantistici che in esso si manifestano; fra tali fenomeni, particolare importanza riveste la rottura della simmetria per la trasformazione composta *coniugazione di carica-inversione spaziale*, detta più brevemente violazione di CP . Questa violazione è stata chiaramente osservata nei decadimenti del mesone K neutro a vita lunga (K_L^0) ma, nonostante sia conosciuta sin dal 1964, non si è ancora potuto stabilire con certezza quale sia il meccanismo che la genera, causa soprattutto la piccolissima entità del fenomeno.

Attualmente due sole teorie sono consistenti con i dati sperimentali raccolti: il Modello Standard con tre famiglie di quark e l'Ipotesi Superdebole di Wolfenstein. Tali teorie sono entrambe in grado di riprodurre il valore misurato di ϵ ($\sim 2.26 \times 10^{-3}$), parametro che esprime la violazione di CP dovuta al mixing $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$. Esse differiscono invece nelle previsioni sul parametro ϵ' che quantifica la violazione di CP diretta $K_2 \rightarrow \pi\pi$, dove K_2 indica l'autostato dispari per CP ($CP|K_2\rangle = -|K_2\rangle$) preponderante in K_L^0 ; mentre infatti il Modello Standard consente valore pur piccoli di ϵ' ($\approx 10^{-6}$), la Teoria Superdebole richiede che tale parametro sia sostanzialmente nullo.

Purtroppo le misure di ϵ' , o meglio di grandezze dalle quali poi ricavarne una stima, non sono per nulla semplici; le più recenti esperienze, condotte su fasci di K prodotti per urto di protoni su bersaglio fisso, hanno finora fornito risultati contraddittori, o quantomeno non dotati della precisione necessaria a distinguere fra i due modelli teorici. Un nuovo promettente approccio sperimentale al problema è rappresentato dalle ϕ -factory, collisori e^+e^- ad altissima luminosità capaci di produrre un elevato numero di mesoni K in condizioni estremamente favorevoli; DAΦNE, la ϕ -factory attualmente in fase di sviluppo presso i Laboratori Nazionali di Frascati, si prefigge il fondamentale risultato di una misura di ϵ' in grado di chiarire definitivamente la natura della violazione di CP .

Un rivelatore per misure di CP a $DA\Phi NE$, così come per le altre ϕ -factory, deve soddisfare richieste molto stringenti, in particolare per quanto riguarda il calorimetro elettromagnetico; in questa tesi, dopo una introduzione teorico/fenomenologica ed un rapporto sull'attuale stato sperimentale, vengono illustrate le soluzioni tecniche proposte per il rivelatore $KLOE$ a $DA\Phi NE$. In particolare è esposto il lavoro svolto dal gruppo $DA\Phi NE$ di Trieste/Udine, sull'ipotesi di un calorimetro elettromagnetico a campionamento basato su piombo ed olio scintillante. Lo sviluppo di tale ipotesi, ampiamente studiata dal punto di vista calorimetrico tramite simulazioni MonteCarlo, ha condotto alla progettazione e costruzione di un prototipo sperimentale, sul quale sono state eseguite misure di attenuazione di segnali luminosi.

Capitolo 1

Il sistema del mesone K : introduzione teorico-fenomenologica.

1.1 Simmetrie

I principi di simmetria ricoprono un ruolo fondamentale nella comprensione dei fenomeni fisici, vista anche la corrispondenza fra tali principi e l'esistenza di leggi di conservazione, come espresso dal teorema della Noether.

Nello studio delle proprietà di invarianza di un sistema rispetto a particolari trasformazioni è immediato distinguere queste ultime in continue (addittive) e discrete (moltiplicative): delle prime fanno parte ad esempio le traslazioni temporali e spaziali, e la richiesta di invarianza delle forze rispetto a queste trasformazioni porta alla conservazione dell'energia e della quantità di moto, grandezze misurabili macroscopiche. Nel campo dei fenomeni quantistici si ottengono nuove leggi di conservazione imponendo l'invarianza per trasformazioni discrete; in tal caso però le osservabili costanti del moto non hanno una corrispondenza con quantità macroscopiche.

Le trasformazioni discrete alle quali si fa normalmente riferimento sono:

- P inversione spaziale
- C coniugazione di carica
- T inversione temporale.

Invarianza delle leggi di natura sotto P significa che l'immagine speculare di un esperimento fornisce nel suo sistema di riferimento risultati uguali a quelli dell'esperimento

originale nel sistema di riferimento originale; ciò comporta, in breve, l'indistinguibilità fra destra e sinistra.

Similmente l'operatore C trasforma ogni particella nell'antiparticella corrispondente, vale a dire che ogni numero quantico addittivo cambia di segno. L'invarianza sotto C significa che sistemi formati da particelle e sistemi formati da antiparticelle sono fisicamente indistinguibili, nel senso che una distinzione assoluta tra materia ed antimateria risulta impossibile.

L'ultima trasformazione discreta che si considera è T , l'inversione temporale; richiedere che sia una trasformazione di simmetria impone che dato un qualunque processo anche il suo inverso temporale sia fisicamente corretto.

Per molto tempo si suppose che le leggi della natura fossero invarianti per ciascuna di queste tre trasformazioni separatamente; nei primi anni 50 inoltre Lüders e Pauli [1] formularono il cosiddetto *teorema CPT*, dimostrando che, sotto assunzioni piuttosto generali, in una teoria di campo locale tutti i processi sono invarianti per l'operatore composto $C \cdot P \cdot T$. La situazione mutò profondamente nel 1956 quando Lee e Yang [2], nel tentativo di spiegare i contraddittori risultati sperimentali riguardanti il decadimento del mesone K^+ , ipotizzarono che la simmetria P potesse essere violata: le loro previsioni furono confermate l'anno seguente dall'esperimento di Wu [3] e successivamente da molti altri, dimostrando in modo inequivocabile la non conservazione della parità P nelle interazioni deboli.

Assumendo la validità del teorema CPT si possono allora considerare solo Hamiltoniane contenenti termini dei seguenti tipi:

- | | | | |
|----|--------------------|--------------------|---------------------|
| 1) | C invarianti | P invarianti | T invarianti |
| 2) | C non invarianti | P non invarianti | T invarianti |
| 3) | C non invarianti | P invarianti | T non invarianti |
| 4) | C invarianti | P non invarianti | T non invarianti. |

L'osservazione, sin dai primi esperimenti, di una violazione della simmetria C concomitante a quella di P e tale da conservare la validità del teorema, portò in brevissimo tempo alla teoria $V-A$ delle interazioni deboli [4]. L'Hamiltoniana $V-A$ contiene termini di tipo 1 e 2, quindi ipotizza che non solo CPT ma anche CP e T singolarmente siano buone simmetrie; fino ad oggi un gran numero di esperimenti ha confermato molte previsioni di questa teoria e tutte le ricerche di non invarianza delle interazioni deboli sotto T hanno dato esito negativo.

Nel 1964 però si ebbe un nuovo fondamentale sviluppo: Christenson *et al.* [5] scoprirono sperimentalmente che la simmetria CP viene violata nel decadimento del mesone K neutro a vita lunga (K_L^0), rimettendo così in discussione il quadro teorico consolidato. Molte teorie furono sviluppate nel corso degli anni per spiegare il nuovo imprevisto fenomeno [6,7], ma ancora oggi, dopo quasi trent'anni, non è possibile dire una parola definitiva sul meccanismo che produce la violazione di CP . L'evidente diversità rispetto alla non conservazione di parità, scoperta e spiegata nell'arco di pochi anni, è dovuta al fatto che nessun altro sistema oltre al K_L^0 ha in seguito evidenziato rottura dell'invarianza CP , e che anche in questo unico caso si tratta di effetti molto piccoli.

1.2 Il sistema del mesone K

Allo scopo di spiegare lo 'strano' comportamento di particelle scoperte negli anni 40 e 50 aventi massa superiore alla massa dei mesoni π , che venivano prodotte con sezioni d'urto di tipo forte ($\sim mb$) ma decadevano debolmente, Gell-Mann e Nishijima [8] proposero nel 1953 l'assegnazione di un numero quantico aggiuntivo S (detto appunto *stranezza*) a tutte le particelle che interagivano forte allora conosciute. Posero $S = 0$ per nucleoni e pioni, $S = \pm 1$ per K^\pm , $S = -1$ per Λ e Σ , $S = -2$ per Ξ ed altre ancora; ipotizzando poi che la stranezza venisse conservata nelle interazioni forti ma non in quelle deboli, il comportamento anomalo delle particelle con $S \neq 0$ era immediatamente comprensibile. Ovviamente restava ancora non chiarito il significato fisico di tale nuovo numero quantico.

I mesoni K neutri vennero osservati ad esempio nelle reazioni



e poiché tali interazioni forti conservano la stranezza, seguendo le convenzioni sopra indicate si ottenne $S = +1$ per K^0 ed $S = -1$ per \bar{K}^0 . Questi due stati sono degeneri e coniugati in carica: secondo le argomentazioni originali di Gell-Mann e Pais [9], sviluppate prima della scoperta della violazione di P , valevano le relazioni

$$C|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \qquad C|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \quad ; \quad (1.1)$$

supponendo allora che le interazioni deboli fossero invarianti sotto C , gli stati fisici dovevano essere

$$\begin{aligned}
|K_1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle] \\
|K_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle]
\end{aligned}
\tag{1.2}$$

autostati appunto dell'operatore C secondo le

$$\begin{aligned}
C|K_1\rangle &= +|K_1\rangle \\
C|K_2\rangle &= -|K_2\rangle .
\end{aligned}
\tag{1.3}$$

All'epoca dell'articolo Di Gell-Mann e Pais erano stati osservati decadimenti dei K neutri in due pioni ; detto ℓ è il momento angolare orbitale relativo dei due pioni, tramite le relazioni

$$\begin{aligned}
C|\pi^+\pi^-\rangle &= (-1)^\ell |\pi^+\pi^-\rangle \stackrel{\ell=0}{\Rightarrow} C|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle \\
C|\pi^0\pi^0\rangle &= +|\pi^0\pi^0\rangle
\end{aligned}
\tag{1.4}$$

essi evidenziarono che solo K_1 poteva presentare tale canale di decadimento, vietato invece a K_2 . Con motivazioni analoghe dimostrarono che a quest'ultimo è permesso decadere in tre pioni e, da considerazioni sullo spazio delle fasi, calcolarono infine che la sua frequenza di decadimento dovesse essere circa tre ordini di grandezza inferiore di quella del K_1 . Il partner a vita lunga del K neutro conosciuto venne evidenziato sperimentalmente l'anno successivo [10], confermando così l'ipotesi della stranezza. Denominati quindi K_S^0 e K_L^0 gli stati aventi vita media rispettivamente $\tau_S \simeq 0.9 \times 10^{-10}$ s e $\tau_L \simeq 5.2 \times 10^{-8}$ s osservati in laboratorio, si formularono le identificazioni $K_S^0 \equiv K_1$ e $K_L^0 \equiv K_2$.

La conferma sperimentale da parte M.me Wu delle ipotesi di Lee e Yang stimolò lo sviluppo della teoria $V-A$, portando alla sostituzione di C con CP quale simmetria conservata dalle interazioni deboli; operando una ridefinizione della fase dell'operatore C (in quanto $P|K^0\rangle = -|K^0\rangle$ e $P|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$) si pose

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \qquad CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle
\tag{1.5}$$

da cui risultò

$$\begin{aligned} CP|K_1\rangle &= +|K_1\rangle \\ CP|K_2\rangle &= -|K_2\rangle . \end{aligned} \quad (1.6)$$

Si analizzino ora le proprietà CP di un sistema a due pioni:

$$\begin{aligned} CP|\pi^+\pi^-\rangle &= C|\pi^+\pi^-\rangle P|\pi^+\pi^-\rangle = (-1)^\ell(-1)^\ell|\pi^+\pi^-\rangle = +|\pi^+\pi^-\rangle \\ CP|\pi^0\pi^0\rangle &= C|\pi^0\pi^0\rangle P|\pi^0\pi^0\rangle = (+1)(-1)^\ell|\pi^0\pi^0\rangle \\ &\text{ma } P|\pi^0\pi^0\rangle = +|\pi^0\pi^0\rangle \implies \\ &= +|\pi^0\pi^0\rangle, \quad \ell = \text{pari} ; \end{aligned} \quad (1.7)$$

quindi quelle di stati a tre pioni con $J = 0$, come nel caso dei decadimenti del K :

$$\begin{aligned} CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle &= (-1)^{\ell_3} CP|\pi^+\pi^-\rangle CP|\pi^0\rangle = (-1)^{\ell_3} (+1)(-1)|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \\ &\quad \overset{J=\ell_{12}+\ell_3=0}{(-1)^{\ell_{12}+1}} |\pi^+\pi^-\pi^0\rangle \\ CP|\pi^0\pi^0\pi^0\rangle &= \dots = (-1)^{\ell_{12}+1} |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \\ &\quad \overset{\ell_{12}(\pi^0\pi^0)=\text{pari}}{-} |\pi^0\pi^0\pi^0\rangle \end{aligned} \quad (1.8)$$

dove si è indicato con ℓ_{12} il momento orbitale relativo dei primi due pioni e con ℓ_3 il momento orbitale del terzo pione rispetto al centro di massa dei primi due; inoltre, poiché valori di ℓ_{12} non nulli sono fortemente depressi per effetti di barriera centrifuga, anche per $|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$ predomina lo stato a $CP = -1$. Questi risultati, uniti alla definizione 1.6 ed alla osservazione di $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ e $K_L^0 \rightarrow \pi\pi\pi$, portavano quindi ancora alle attribuzioni $K_S^0 \equiv K_1$ e $K_L^0 \equiv K_2$.

Fino al 1964 questo era lo schema teorico accreditato, in grado di spiegare le principali caratteristiche fenomenologiche dei K neutri; l'esperienza di Christenson *et al.*, rivelando il decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$ e quindi la rottura della simmetria CP , modificò radicalmente la situazione. Gli interrogativi a tutt'oggi irrisolti suggeriscono di usare nel seguito un approccio il più generale possibile.

1.3 La matrice di massa complessa

Nel sistema del K neutro gli autostati di stranezza sono una coppia particella-antiparticella definita dalle relazioni

$$CPT|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \qquad CPT|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \ ; \quad (1.9)$$

sono inoltre autostati delle Hamiltoniane di interazione forte (H_{st}) ed elettromagnetica (H_{em}), quindi le loro masse possono essere espresse come

$$\begin{aligned} m(K^0) &= \langle K^0 | H_{st} + H_{em} | K^0 \rangle \\ m(\bar{K}^0) &= \langle \bar{K}^0 | H_{st} + H_{em} | \bar{K}^0 \rangle \ ; \end{aligned}$$

l'invarianza per trasformazioni CPT di tali Hamiltoniane impone infine

$$m(K^0) = m(\bar{K}^0) \ . \quad (1.10)$$

Poiché l'interazione debole non conserva la stranezza, $|K^0\rangle$ e $|\bar{K}^0\rangle$ non possono essere autostati dell'Hamiltoniana di tale interazione (H_{wk}); gli stati osservabili fisicamente possono però essere espressi in termini di K^0 e \bar{K}^0 diagonalizzando la *matrice di massa complessa* $\mathcal{M} \equiv H_{st} + H_{em} + H_{wk}$ rispetto a questa base. Nel sistema di riferimento del K , l'evoluzione temporale di un generico stato

$$|\psi(t)\rangle = p(t)|K_S^0\rangle + q(t)|\bar{K}^0\rangle \equiv \begin{bmatrix} p(t) \\ q(t) \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

può quindi essere scritta :

$$i \frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} p(t) \\ q(t) \end{bmatrix} = \mathcal{M} \begin{bmatrix} p(t) \\ q(t) \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

dove \mathcal{M} viene solitamente espressa come somma di due matrici Hermitiane 2×2 , \mathbf{M} e $\mathbf{\Gamma}$, dette rispettivamente *matrice di massa* e *di decadimento*

$$\mathcal{M} \equiv \mathbf{M} - i \frac{\mathbf{\Gamma}}{2} \ . \quad (1.13)$$

Autostati ed autovalori di \mathcal{M} hanno la forma generale:

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= p_S |K^0\rangle + q_S |\bar{K}^0\rangle & \mu_S &= m_S - i\frac{\Gamma_S}{2} \\ |K_L^0\rangle &= p_L |K^0\rangle + q_L |\bar{K}^0\rangle & \mu_L &= m_L - i\frac{\Gamma_L}{2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

con $|p_{S,L}|^2 + |q_{S,L}|^2 = 1$ e $m_{S,L}, \Gamma_{S,L}$ reali ; ponendo $\varepsilon_{S,L} \equiv (p_{S,L} - q_{S,L})/(p_{S,L} + q_{S,L})$ ed operando una scelta di segno si possono riscrivere gli autostati come

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_S|^2)}} [(1+\varepsilon_S)|K^0\rangle + (1-\varepsilon_S)|\bar{K}^0\rangle] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_S|^2)}} [|K_1\rangle + \varepsilon_S |K_2\rangle] \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_L|^2)}} [(1+\varepsilon_L)|K^0\rangle - (1-\varepsilon_L)|\bar{K}^0\rangle] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon_L|^2)}} [|K_2\rangle + \varepsilon_L |K_1\rangle] \quad ; \end{aligned} \quad (1.16)$$

quindi tramite le ulteriori sostituzioni

$$\begin{aligned} \varepsilon &\equiv (\varepsilon_S + \varepsilon_L)/2 \\ \delta &\equiv (\varepsilon_S - \varepsilon_L)/2 \end{aligned} \quad (1.17)$$

si ottengono le

$$\begin{aligned} |K_S^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon+\delta|^2)}} [(1+(\varepsilon+\delta))|K^0\rangle + (1-(\varepsilon+\delta))|\bar{K}^0\rangle] \\ |K_L^0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\varepsilon-\delta|^2)}} [(1+(\varepsilon-\delta))|K^0\rangle - (1-(\varepsilon-\delta))|\bar{K}^0\rangle] \end{aligned} \quad (1.18)$$

Valori non nulli dei termini complessi ε e δ significano rispettivamente violazione di CP e di CPT , come si può verificare immediatamente applicando tali operatori alle 1.18. Dall'equazione degli stati stazionari si possono quindi ottenere le relazioni fra ε e

δ e gli elementi di matrice M_{ij}

$$\varepsilon = \frac{(\mathbf{M}_{12} - \mathbf{M}_{12}^*) - i(\Gamma_{12} - \Gamma_{12}^*)/2}{2(\mu_S - \mu_L)} \quad (1.19)$$

$$\delta = \frac{(\mathbf{M}_{11} - \mathbf{M}_{22}) - i(\Gamma_{11} - \Gamma_{22})/2}{2(\mu_S - \mu_L)} ; \quad (1.20)$$

la violazione di CP dipende perciò dalla parte immaginaria degli elementi non diagonali delle matrici Hermitiane M e Γ

$$\varepsilon = \frac{\Im(\Gamma_{12}/2) + i\Im\mathbf{M}_{12}}{\mu_S - \mu_L} \quad (1.21)$$

$$\arg \varepsilon = \arctan(2(m_L - m_S)/(\Gamma_S - \Gamma_L)) - \arctan(\Im\Gamma_{12}/2\Im\mathbf{M}_{12}) . \quad (1.22)$$

Attualmente non esiste alcuna misura che indichi δ non nullo; i fenomeni conosciuti di violazione di CP , vale a dire i decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$ e l'asimmetria di carica in $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu$, possono invece essere riprodotti attribuendo a $|\varepsilon|$ il valore

$$|\varepsilon| = (2.26 \pm 0.02) \times 10^{-3} \quad (1.23)$$

mentre i dati sperimentali [11]

$$\Gamma_S/\Gamma_L = (581 \pm 4.5)$$

$$\Delta m_{LS} \equiv m_L - m_S = (0.477 \pm 0.003)\Gamma_S$$

assieme a $|\Im\Gamma_{12}| \ll |\Im\mathbf{M}_{12}|$ forniscono per la fase il valore

$$\arg \varepsilon = (43.67 \pm 0.14)^\circ . \quad (1.24)$$

1.4 Ampiezze di decadimento ed osservabili di CP

I parametri ε e δ introdotti nel paragrafo precedente non sono quantità realmente osservabili, in quanto dipendono dalla convenzione di fase usata per porre in relazione K^0 e \bar{K}^0 . Le osservabili utilizzate realmente sono in genere definite come rapporti fra ampiezze di decadimento e pertanto sono diverse a seconda del processo considerato. Si osserverà come così operando si introducano nuove possibili fonti di violazione di CP , non più legate al mescolamento di stati a diversa simmetria (matrice di massa) bensì dovute ad ipotizzati decadimenti che violino *direttamente* l'invarianza.

1.4.1 Violazioni di CP e CPT in $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi$

Nel processo $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi$ il mesone K di isospin $I = 1/2$ decadendo produce due pioni aventi $I = 1$: lo stato finale può quindi, per la composizione dei momenti, assumere i valori $I = 0, 1, 2$. Gli autostati di isospin dei due pioni di momento p_1 e p_2 possono essere inoltre espressi in termini di stati dell'operatore di carica $|Q[\pi(p_1)] Q[\pi(p_2)] \rangle$, con $Q[\pi(p_{1,2})] = -, 0, +$. Essendo lo stato finale neutro, I_3 è nullo; avremo perciò le seguenti tre possibilità:

$$\begin{aligned} |0\rangle &= \frac{|+-\rangle - |00\rangle + |-+\rangle}{\sqrt{3}} \\ |1\rangle &= \frac{|+-\rangle - |-+\rangle}{\sqrt{2}} \\ |2\rangle &= \frac{|+-\rangle + 2|00\rangle + |-+\rangle}{\sqrt{6}} \end{aligned} \quad (1.25)$$

la cui simmetria per scambio delle variabili di isospin è data da $(-1)^I$. Il principio di Bose generalizzato richiede stati finali totalmente antisimmetrici: ciò significa, valendo $P = (-1)^L$,

$$\begin{aligned} L \text{ pari} &\Leftrightarrow I \text{ pari} \\ L \text{ dispari} &\Leftrightarrow I \text{ dispari} \end{aligned} \quad (1.26)$$

Nel caso da noi considerato del decadimento del K si ha ovviamente $L = 0$ e quindi solo gli stati $|0\rangle$ e $|2\rangle$ sono permessi. Invertendo ora le relazioni 1.25 si ottiene per le ampiezze di decadimento

$$\begin{aligned} \langle \pm \mp | T | K_{S,L}^0 \rangle &= +\langle 0 | T | K_{S,L}^0 \rangle / \sqrt{3} + \langle 2 | T | K_{S,L}^0 \rangle / \sqrt{6} \\ \langle 00 | T | K_{S,L}^0 \rangle &= -\langle 0 | T | K_{S,L}^0 \rangle / \sqrt{3} + \langle 2 | T | K_{S,L}^0 \rangle \sqrt{2/3} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Le relazioni appena ricavate hanno una importante implicazione:

$$\begin{aligned} |I_{\pi\pi} = 0\rangle \text{ dominante} &\Rightarrow \Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = 2\Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \\ |I_{\pi\pi} = 2\rangle \text{ dominante} &\Rightarrow \Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{1}{2}\Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) \end{aligned} \quad .$$

	K_S^0	K_L^0
vita media ($10^{-10}s$)	0.892 ± 0.002	517 ± 4
$BR(\pi^+\pi^-)(\%)$	68.61 ± 0.28	0.203 ± 0.004
$BR(\pi^0\pi^0)(\%)$	31.39 ± 0.28	0.0909 ± 0.0035
$BR(\pi^+\pi^-\pi^0)(\%)$	$< 4.9 \times 10^{-3}$	12.38 ± 0.21
$BR(\pi^+\pi^-\pi^0)(\%)$	$< 3.7 \times 10^{-3}$	21.6 ± 0.8
$BR(\pi^\pm e^\mp \nu)(\%)$		38.7 ± 0.5
$BR(\pi^\pm \mu^\mp \nu)(\%)$		27.0 ± 0.4

Tabella 1.1: Frazioni di decadimento (BR) dei K neutri.

I risultati sperimentali [11], riassunti in tabella 1.1 forniscono un rapporto molto vicino a due

$$\frac{\Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} \simeq 2.2 \quad (1.28)$$

indicando quindi una forte prevalenza di stati finali $I_{\pi\pi} = 0$ e suggerendo la regola $\Delta I = 1/2$ per il decadimento del K neutro. Tale regola non è esatta, come ben evidenziato ad esempio dal processo

$$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$$

$$I = 1/2 \rightarrow I = 0, 2, \quad I_3 = +1$$

vietato se valesse strettamente $\Delta I = 1/2$ e che invece presenta una $BR = 21.2\%$. L'entità del contributo delle transizioni con $\Delta I = 3/2$ può essere stimata dalle

$$\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi\pi) \simeq 1/\tau_S = 1.12 \times 10^{10} s^{-1}$$

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0) \simeq BR(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)/\tau_{K^+} = 1.71 \times 10^7 s^{-1}$$

il cui rapporto vale circa 600.

Si definiscono poi le quantità

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &\equiv \frac{\langle 0|T|K_L^0 \rangle}{\langle 0|T|K_S^0 \rangle} \\ \epsilon_2 &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\langle 2|T|K_L^0 \rangle}{\langle 0|T|K_S^0 \rangle} \\ \omega &\equiv \frac{\langle 2|T|K_S^0 \rangle}{\langle 0|T|K_S^0 \rangle} ; \end{aligned} \quad (1.29)$$

ε_0 ed ε_2 esprimono l'entità della violazione di CP nei decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$, rispetto al processo che conserva CP $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$, per i due possibili valori finali dell'isospin; ω rappresenta invece nient'altro che la violazione della regola $\Delta I = 1/2$. Le grandezze osservabili sperimentalmente si possono indicare come

$$\eta_F \equiv \frac{\langle F | T | K_L^0 \rangle}{\langle F | T | K_S^0 \rangle} = |\eta_F| e^{i\phi_F} \quad (1.30)$$

per stati finali $|F\rangle$ CP -positivi, e

$$\eta_F^* \equiv \frac{\langle F | T | K_S^0 \rangle}{\langle F | T | K_L^0 \rangle} = |\eta_F| e^{-i\phi_F} \quad (1.31)$$

per stati finali $|F\rangle$ CP -negativi. Nel caso in esame esse diventano

$$\eta_{+-} \equiv \frac{\langle + - | T | K_L^0 \rangle}{\langle + - | T | K_S^0 \rangle} \quad \eta_{00} \equiv \frac{\langle 00 | T | K_L^0 \rangle}{\langle 00 | T | K_S^0 \rangle} \quad (1.32)$$

e ricordando le 1.27,1.29 si ottiene

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{\langle 2 | T | K_L^0 \rangle + \sqrt{2} \langle 0 | T | K_L^0 \rangle}{\langle 2 | T | K_S^0 \rangle + \sqrt{2} \langle 0 | T | K_S^0 \rangle} = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_2}{1 + \omega/\sqrt{2}} \simeq \varepsilon_0 + \varepsilon' \\ \eta_{00} &= \frac{\sqrt{2} \langle 2 | T | K_L^0 \rangle - \langle 0 | T | K_L^0 \rangle}{\sqrt{2} \langle 2 | T | K_S^0 \rangle - \langle 0 | T | K_S^0 \rangle} = \frac{\varepsilon_0 - 2\varepsilon_2}{1 - \omega\sqrt{2}} \simeq \varepsilon_0 - 2\varepsilon' \end{aligned} \quad (1.33)$$

dove si sono usate le $\varepsilon_2 \ll \varepsilon_0$, $\omega \ll 1$, e si è posto

$$\varepsilon' \equiv \varepsilon_2 - \frac{\omega\varepsilon_0}{\sqrt{2}} \quad (1.34)$$

Per esprimere le 1.33 in funzione del parametro di mixing ε è necessario discutere le fasi delle ampiezze di decadimento; fattorizzando lo spostamento di fase (*phase shift*) δ_I , relativo allo stato finale $|I\rangle$ di isospin I , si può scrivere

$$\langle I | T | K^0 \rangle \equiv A_I e^{i\delta_I} \quad (1.35)$$

e supponendo valida CPT [12]

$$\langle I | T | \bar{K}^0 \rangle = A_I^* e^{i\delta_I} \quad ; \quad (1.36)$$

utilizzando infine le 1.18 dove si sia posto $\delta = 0$, si ottengono le seguenti relazioni:

$$\begin{aligned}
\varepsilon_0 &= \frac{\langle 0|T|K^0\rangle(1+\varepsilon) - \langle 0|T|\bar{K}^0\rangle(1-\varepsilon)}{\langle 0|T|K^0\rangle(1+\varepsilon) + \langle 0|T|\bar{K}^0\rangle(1-\varepsilon)} = \frac{i\Im A_0 + \varepsilon\Re A_0}{\Re A_0 + i\varepsilon\Im A_0} \\
\varepsilon_2 &= \dots = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{i\Im A_2 + \varepsilon\Re A_2}{\Re A_0 + i\varepsilon\Im A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \\
\omega &= \dots = \frac{\Re A_2 + i\varepsilon\Im A_2}{\Re A_0 + i\varepsilon\Im A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} .
\end{aligned} \tag{1.37}$$

Quest'ultimo risultato mostra come la relazione fra ε_0 ed ε dipenda soltanto dalle fasi di A_0 ; adotteremo d'ora in poi la convenzione di Wu-Yang [13] che definisce K^0 e \bar{K}^0 in modo da avere $\Im A_0 = 0$, nel qual caso

$$\varepsilon_0 = \varepsilon \qquad \varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\Im A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \tag{1.38}$$

da cui otteniamo infine le fondamentali relazioni triangolari di Wu-Yang, illustrate schematicamente in fig.1.1

$$\begin{aligned}
\eta_{+-} &= \varepsilon + \varepsilon' \\
\eta_{00} &= \varepsilon - 2\varepsilon' .
\end{aligned} \tag{1.39}$$

Nelle 1.39 si possono riconoscere due possibili fonti di violazione di CP

1. mixing fra autostati K_1 e K_2 attraverso la matrice di massa complessa, espresso dal parametro ε ;
2. decadimento diretto $K_2 \rightarrow \pi\pi$, espresso da ε' tramite il fattore $\Im A_2$.

La fase di ε' è totalmente governata dalle fasi degli stati finali $\pi\pi$; le attuali informazioni sui phase shift di $\pi\pi$ [14,15] illustrate in fig.1.2 forniscono, per $s^{1/2} \simeq 497 \text{ MeV}$, i valori

$$\begin{aligned}
\delta_0 &= (46 \pm 5)^\circ \\
\delta_2 &= (-7.2 \pm 1.3)^\circ \implies \arg \varepsilon' = (37 \pm 5)^\circ .
\end{aligned} \tag{1.40}$$

Ricordando il precedente risultato per $\arg \varepsilon$ (pag.8) si vede che le fasi di ε ed ε' sono

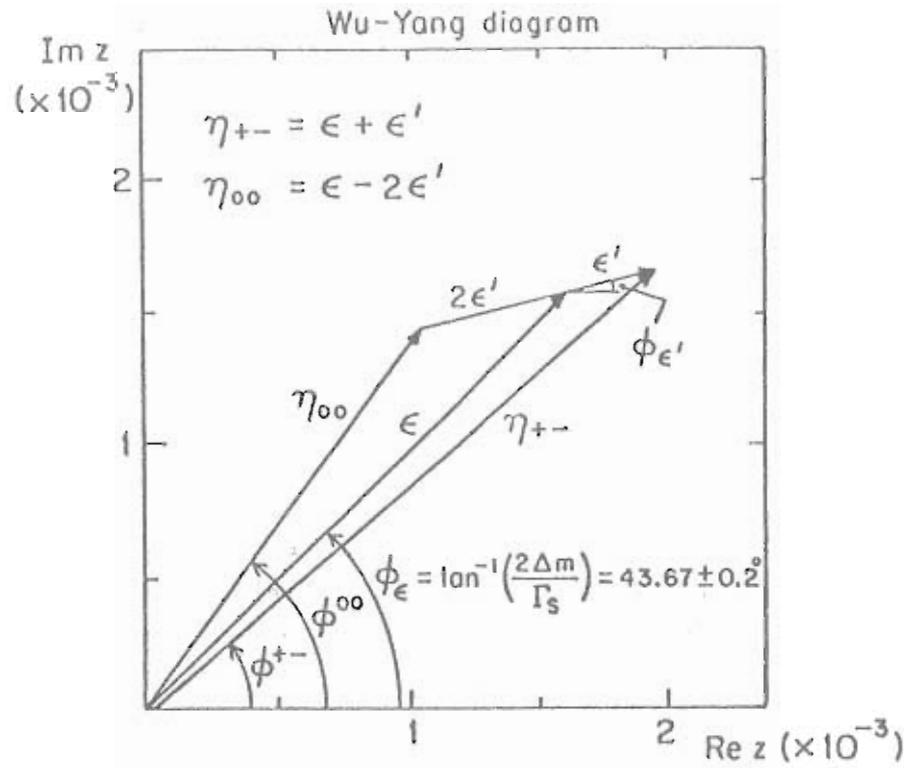


Figura 1.1: Diagramma di Wu-Yang; ϵ' è volontariamente sovradimensionato.

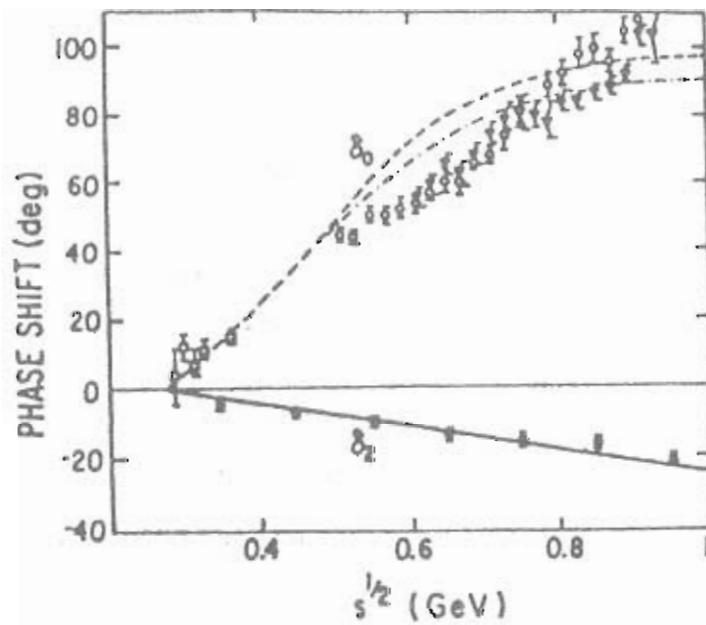


Figura 1.2: Phase shift pione-pione nei canali $I_{\pi\pi} = 0$ e $I_{\pi\pi} = 2$; le linee corrispondono al modello descritto in [15]

comparabili e che quindi il rapporto ϵ'/ϵ è essenzialmente reale. Le 1.39 possono essere riscritte come

$$\begin{aligned} |\eta_{+-}| &\simeq |\epsilon|(1 + \Re(\epsilon'/\epsilon)) \\ |\eta_{00}| &\simeq |\epsilon|(1 - 2\Re(\epsilon'/\epsilon)) \end{aligned} \quad (1.41)$$

fornendo il cosiddetto *doppio rapporto* (*double ratio*)

$$\left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 = \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \simeq 1 + 6\Re(\epsilon'/\epsilon) \quad (1.42)$$

che rappresenta la quantità misurata dai più recenti esperimenti sulla violazione di CP , per una discussione dei quali rimandiamo al prossimo capitolo.

Rilasciando infine l'ipotesi di invarianza CPT , le relazioni di Wu-Yang assumono la forma

$$\begin{aligned} \eta_{+-} &= (\epsilon - \delta) - \frac{1}{2} \frac{B_0}{A_0} + \epsilon' \\ \eta_{00} &= (\epsilon - \delta) - \frac{1}{2} \frac{B_0}{A_0} - 2\epsilon' \\ \epsilon' &= \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\Im A_2 - \frac{1}{2} B_2}{A_0} e^{i(\frac{\pi}{2} + \delta_2 - \delta_0)} \end{aligned} \quad (1.43)$$

dove $B_{0,2}$ sono le ampiezze dei decadimenti non invarianti sotto CPT aventi come prodotti stati con $I_{\pi\pi} = 0, 2$. In questo caso il termine relativo all'isospin 0, cioè $\frac{1}{2} \frac{B_0}{A_0}$, non può essere eliminato da una opportuna scelta della fase relativa di K^0 e \bar{K}^0 ; è evidente allora che una "non chiusura" del triangolo di Wu-Yang fornito dalle 1.39 indicherebbe violazione di CPT .

1.4.2 Violazioni di CP e CPT in $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi l \nu$

Le ampiezze dei decadimenti semileptonici di K^0 e \bar{K}^0 sono normalmente parametrizzate come [16]

$$\begin{aligned} A(K^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) &\equiv f_l \\ A^*(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) &\equiv \bar{f}_l \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) &\equiv g_l \equiv x_l f_l \\
A^*(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) &\equiv \bar{g}_l \equiv \bar{x}_l \bar{f}_l
\end{aligned} \tag{1.44}$$

dove $l = e, \mu$ e non è stata imposta alcuna particolare invarianza o regola di selezione. Le quantità f_l ed \bar{f}_l hanno in generale componenti che conservano ed altre che violano CP , è quindi conveniente scriverle

$$f_l \equiv F_l(1 - y_l) \qquad \bar{f}_l \equiv F_l(1 + y_l) \tag{1.45}$$

con F_l, y_l numeri complessi come gli altri simboli introdotti finora; con questa nomenclatura l'invarianza sotto CPT impone

$$\begin{aligned}
\bar{f}_l &= f_l^* \implies y_l = 0 \\
\bar{x}_l &= x_l^*
\end{aligned} \tag{1.46}$$

mentre la regola $\Delta S = \Delta Q$ dei decadimenti deboli, dovuta come la $|\Delta S| = 1$ alla struttura us della corrente a quark, richiede

$$x_l = \bar{x}_l = 0 \tag{1.47}$$

ed i valori sperimentali [11] sono compatibili con tale previsione ($\Re x = 0.006 \pm 0.018$, $\Im x = -0.003 \pm 0.026$).

Dalle 1.18,1.44 si ottiene

$$\begin{aligned}
\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) &\propto 1 + 2\Re(\varepsilon - \delta - x_l - y_l) \\
\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) &\propto 1 - 2\Re(\varepsilon - \delta + \bar{x}_l - y_l) \\
\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) &\propto 1 + 2\Re(\varepsilon + \delta + x_l - y_l) \\
\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu}) &\propto 1 - 2\Re(\varepsilon + \delta - \bar{x}_l - y_l)
\end{aligned} \tag{1.48}$$

e quindi le asimmetrie di carica per decadimenti leptonici

$$\begin{aligned}
\delta_L^l &\equiv \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})} = 2\Re(\varepsilon - \delta - y_l) - \Re(x_l - \bar{x}_l) \\
\delta_S^l &\equiv \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) - \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu) + \Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ l^- \bar{\nu})} = 2\Re(\varepsilon + \delta - y_l) + \Re(x_l - \bar{x}_l) \quad . \tag{1.49}
\end{aligned}$$

Present Experimental Situation
[From PARTICLE DATA TABLE]
(Lines are the average values by PDG.)

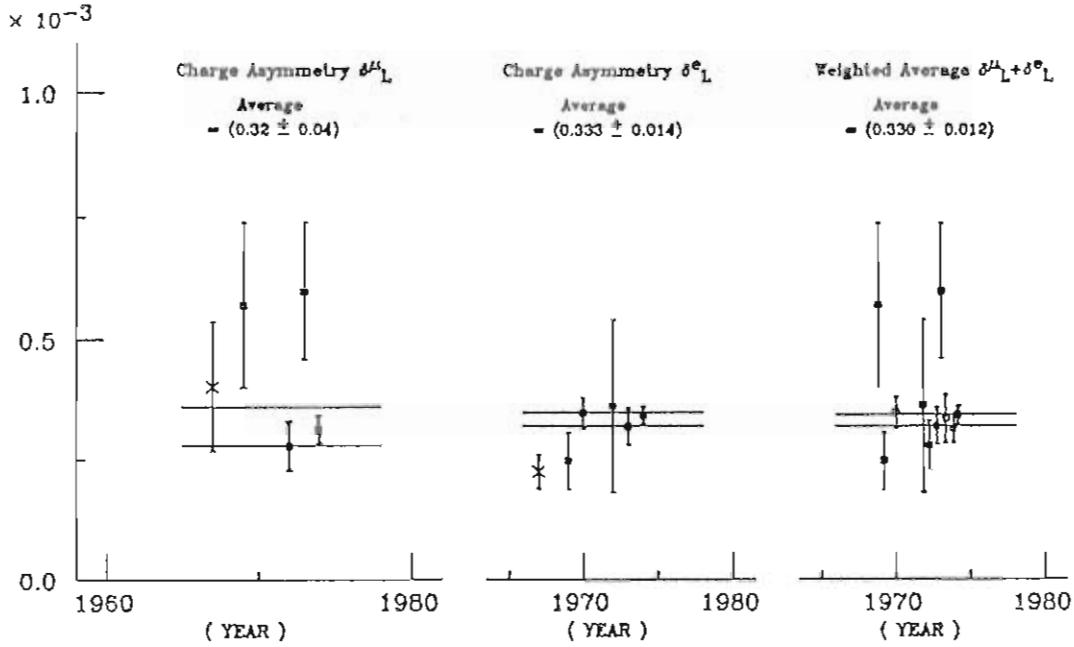


Figura 1.3: Dati sperimentali sulle asimmetrie di carica nei decadimenti semileptonici del K_L^0 .

Solo nel caso valgono contemporaneamente

1. $\Delta S = \Delta Q \iff x_l = \bar{x}_l$, valida nel Modello Standard al livello 10^{-14} ;
2. CPT conservata dalla matrice di massa complessa $\iff \delta = 0$
3. CPT conservata nell'ampiezza di decadimento $\iff y_l = 0$

risulta

$$\delta_L^l = \delta_S^l = 2\Re(\epsilon) \quad . \quad (1.50)$$

In realtà a causa delle piccole BR non esistono dati per δ_S^l , mentre la situazione sperimentale riguardo δ_L^l è riportata in fig.1.3

1.4.3 Violazioni di CP , T e CPT in altri decadimenti dei mesoni K

Come già ricordato, a quasi trent'anni dall'esperienza di Christenson *et al.* si ha evidenza sperimentale di soli tre processi manifestanti violazione di CP . Ciononostante, vari modelli teorici proposti per spiegare tale violazione prevedono l'esistenza di altre

sue manifestazioni e di fenomeni ad essa correlati; la mancata osservazione in laboratorio di questi effetti ipotizzati teoricamente è peraltro compatibile con la "piccolezza" loro attribuita dai calcoli. Si può concludere il paragrafo dedicato ai decadimenti dei mesoni K con un veloce excursus su tali processi

Violazioni di CP e CPT in $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$.

Il decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$, peraltro mai osservato, è la controparte del già analizzato $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$; i parametri della violazione di CP in tale processo sono definiti similmente come

$$\begin{aligned}\eta_{+-0}^* &\equiv \frac{\langle + - 0 | T | K_S^0 \rangle}{\langle + - 0 | T | K_L^0 \rangle_{CP=-}} = \varepsilon + \varepsilon'_{+-0} \\ \eta_{000}^* &\equiv \frac{\langle 000 | T | K_S^0 \rangle}{\langle 000 | T | K_L^0 \rangle} = \varepsilon + \varepsilon'_{000}\end{aligned}\quad (1.51)$$

dove si è supposta valida CPT , ε è il solito parametro di mixing e gli $\varepsilon'_{\pi\pi\pi}$ rappresentano il contributo dell'ampiezza di decadimento alla rottura di simmetria. Come già indicato però, i decadimenti a due pioni sono favoriti rispetto ai decadimenti a tre pioni da un fattore di spazio delle fasi $\simeq 600$; mentre nel caso del K_L^0 questo accresce il canale a CP violata portandolo ad una $BR \simeq 2 \times 10^{-3}$ misurabile, ora la situazione è opposta, e semplici calcoli portano alle scoraggianti conclusioni

$$BR(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0) \simeq 2 \times 10^{-9} \qquad BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \simeq 8 \times 10^{-10} \quad (1.52)$$

che tengono in considerazione il solo contributo alla violazione di CP dovuto alla matrice di massa (ε).

Per quanto riguarda la possibile violazione diretta, parametrizzata dagli $\varepsilon'_{\pi\pi\pi}$, i vari modelli teorici forniscono stime assai diverse fra loro; è comunque opinione comune che valga $\varepsilon'_{\pi\pi\pi} \ll \varepsilon$ e che perciò tali effetti siano quasi impossibili da rivelare. Una ulteriore complicazione rende ancora più difficile la valutazione di η_{+-0} : come già osservato (par.1.2), mentre lo stato $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ presenta solo l'autovalore $CP = -1$, la parità del sistema $\pi^+ \pi^- \pi^0$ dipende dal momento angolare orbitale relativo; decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ che conservino CP sono perciò permessi, anche se fortemente depressi da effetti di barriera centrifuga e dalla regola $\Delta I = 1/2$. Recenti calcoli teorici

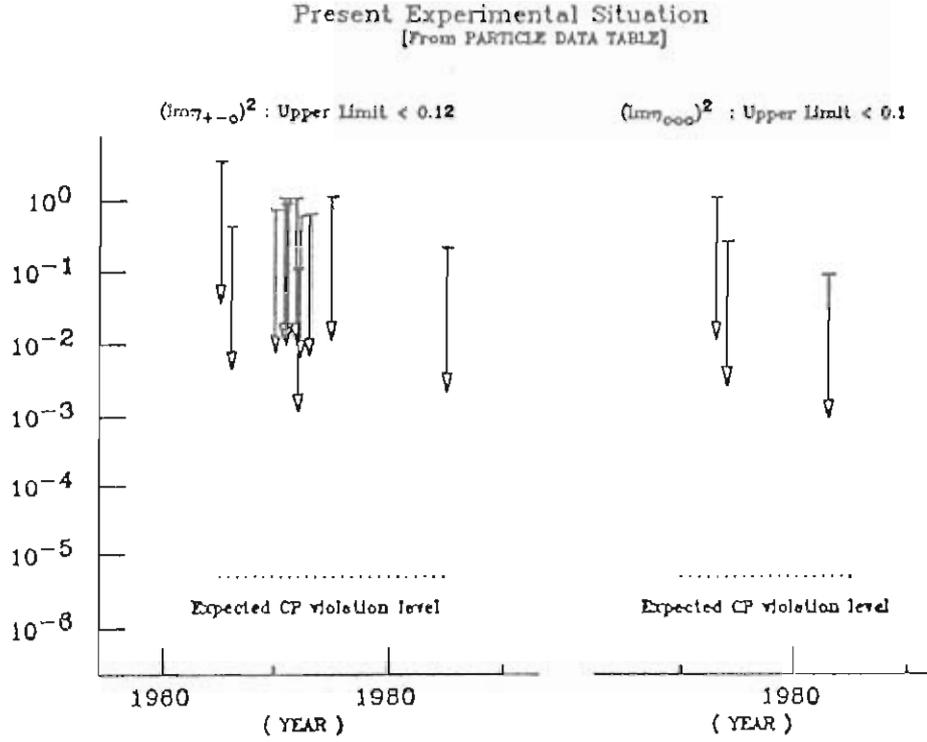


Figura 1.4: Dati sperimentali sulla violazione di CP nei decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$.

nell'ambito della $CHPT$ [17] forniscono la stima

$$BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)_{CP=+} \simeq (2 \div 4) \times 10^{-7} ; \quad (1.53)$$

tale frazione di decadimento, benché piccola, è maggiore della $BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)_{CP=-}$ di più di due ordini di grandezza. Riportiamo infine in fig.1.4 l'attuale situazione sperimentale.

Violazione diretta di CP in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$, $\pi^\pm \pi^0 \pi^0$.

Seguendo la nomenclatura standard si pone

$$\text{decad. } \tau^\pm: K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^- \qquad \text{decad. } \tau'^\pm: K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0 . \quad (1.54)$$

Con queste definizioni le richieste di invarianza CPT e CP impongono rispettivamente

$$\Gamma(\tau^+) + \Gamma(\tau'^+) = \Gamma(\tau^-) + \Gamma(\tau'^-) \quad (1.55)$$

$$\Gamma(\tau^+) = \Gamma(\tau^-) \quad , \quad \Gamma(\tau'^+) + \Gamma(\tau'^-) . \quad (1.56)$$

Si può introdurre quindi il parametro κ di violazione diretta definito come

$$\frac{\Gamma(\tau^+)}{\Gamma(\tau^-)} \equiv 1 + \kappa \quad (1.57)$$

e siccome sperimentalmente si ottiene $\Gamma(\tau) \simeq 3\Gamma(\tau')$, varrà anche

$$\frac{\Gamma(\tau'^+)}{\Gamma(\tau'^-)} \simeq 1 - 3\kappa \quad (1.58)$$

Per misure di laboratorio è utile definire un nuovo doppio rapporto R

$$R \equiv \frac{\Gamma(\tau^+)}{\Gamma(\tau^-)} / \frac{\Gamma(\tau'^+)}{\Gamma(\tau'^-)} \simeq 1 + 4\kappa \quad (1.59)$$

che rappresenta la quantità effettivamente misurabile.

Il canale $K^\pm \rightarrow \pi\pi\pi$ permette anche un'altra via per rivelare la violazione diretta di CP : riferendosi alla parametrizzazione convenzionale della distribuzione del Dalitz plot per tale canale

$$|A(K^\pm \rightarrow \pi\pi\pi)|^2 \propto 1 + gY + jX \quad (1.60)$$

dove si è fatto uso delle variabili di Dalitz

$$Y = \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2} \quad X = \frac{s_1 - s_2}{m_\pi^2}$$

$$s_i = (p_K - p_i)^2, \quad i = 1, 2, 3 \quad s_0 = \frac{1}{3}(s_1 + s_2 + s_3) \quad (1.61)$$

con p_K momento del K , p_i momento del pione i -esimo ed $i = 3$ indice del pione a carica spaiata, si possono definire le asimmetrie di pendenza

$$\delta_g(\tau) = \frac{g_{\tau^+} - g_{\tau^-}}{g_{\tau^+} + g_{\tau^-}}$$

$$\delta_g(\tau') = \frac{g_{\tau'^+} - g_{\tau'^-}}{g_{\tau'^+} + g_{\tau'^-}} \quad (1.62)$$

Tali δ_g risultano proporzionali al parametro ε' del decadimento $K \rightarrow \pi\pi$: un valore non nullo delle asimmetrie indicherebbe perciò una violazione diretta di CP .

Fino ad oggi i valori sperimentali di κ e $\delta_g(\tau, \tau')$ sono affetti da grandi incertezze che li vedono ampiamente compatibili con zero, ed inoltre anche la situazione teorica si presenta alquanto incerta, con previsioni che differiscono l'una dall'altra di un fattore 30 [18]; misure e calcoli più stringenti sono perciò auspicabili.

Violazione di CP in $K_{S,L}^0 \rightarrow 2\gamma$.

Lo stato finale a due fotoni del processo $K_{S,L}^0 \rightarrow 2\gamma$ può presentare entrambi gli autovalori di CP : si indicano perciò con $2\gamma_{\pm}$ le componenti a $CP = \pm$ e si scrive, seguendo il solito schema,

$$\eta_+ \equiv \frac{\langle 2\gamma_+ | T | K_L^0 \rangle}{\langle 2\gamma_+ | T | K_S^0 \rangle} \quad \eta_- \equiv \frac{\langle 2\gamma_- | T | K_S^0 \rangle}{\langle 2\gamma_- | T | K_L^0 \rangle} . \quad (1.63)$$

Nel processo considerato i parametri di violazione di CP possono, in linea di principio, essere ottenuti da osservazioni dell'interferenza $K_S^0 - K_L^0$ nella distribuzione in tempo proprio dei due fotoni [19]; le piccolissime frazioni di decadimento [11]

$$BR(K_S^0 \rightarrow 2\gamma) = (2.4 \pm 1.2) \times 10^{-6} \quad BR(K_L^0 \rightarrow 2\gamma) = (5.70 \pm 0.27) \times 10^{-4} \quad (1.64)$$

rendono però assai difficili tali misure.

Violazione di T e CPT nel sistema $K^0 - \bar{K}^0$.

Supponendo valida la simmetria CPT , l'osservazione di violazioni di CP porta a concludere (cfr. pag.2) che anche l'invarianza per inversione temporale debba essere violata; mentre però la rottura di simmetria CP nei decadimenti del K_L^0 ha evidenza sperimentale da molti anni, nessun sistema di particelle ha ancora manifestato violazione di T . I test più precisi in questo campo riguardano il valore del momento di dipolo elettrico del neutrone, nullo nel caso T sia una simmetria esatta: sperimentalmente risulta essere [11]

$$D_n < 1.2 \times 10^{-25} e \text{ cm} \quad (1.65)$$

con sensibilità ancora inadeguata rispetto alle previsioni dei vari modelli teorici, che suggeriscono $D_n \approx 10^{-30} e \text{ cm}$.

Kabir [20] propose già nel 1970 un test sulla violazione di T nel sistema $K^0 - \bar{K}^0$, basato sul confronto fra la frequenza della transizione $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ (denominata R) e quella dell'inversa temporale $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ (denominata \bar{R}), nella forma dell'asimmetria

$$A_T = \frac{R - \bar{R}}{R + \bar{R}} . \quad (1.66)$$

Dalle relazioni

$$T | K^0 \rangle = | K^0 \rangle \quad T | \bar{K}^0 \rangle = | \bar{K}^0 \rangle \quad (1.67)$$

si ottiene

$$\langle K^0 | e^{-iHt} | \bar{K}^0 \rangle^* = \langle T\bar{K}^0 | e^{-iH_T t} | TK^0 \rangle = \langle \bar{K}^0 | e^{-iH_T t} | K_S^0 \rangle \quad (1.68)$$

dove H_T è l'inversa temporale dell'Hamiltoniana H ; nel caso l'invarianza T sia violata H_T non coincide con H e l'asimmetria A_T ha un valore diverso da zero.

Assunta valida la regola $\Delta S = \Delta Q$ è possibile usare i canali semileptonici per identificare un K neutro come K^0 o \bar{K}^0 al momento del decadimento. In una ϕ -factory (cfr. par.2.3) grazie alla produzione di stati puri $C = -1$ nel processo $\phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$, si possono misurare le distribuzioni in tempo proprio

$$N(K^0_i \rightarrow K^0_f; \Delta t) \quad \text{con } K^0_i, K^0_f = K^0, \bar{K}^0 \quad . \quad (1.69)$$

Esse corrispondono ad eventi nei quali il primo K sia stato identificato come \bar{K}^0 ; ad un certo istante, ed il secondo (che per tale valore di t doveva quindi essere in uno stato K^0_i) decada come K^0_f dopo l'intervallo Δt . Introducendo una asimmetria dipendente dal tempo si ottiene

$$A_T(\Delta t) = \frac{N(\bar{K}^0 \rightarrow K^0; \Delta t) - N(K^0 \rightarrow \bar{K}^0; \Delta t)}{N(\bar{K}^0 \rightarrow K^0; \Delta t) + N(K^0 \rightarrow \bar{K}^0; \Delta t)} = \dots = 4\Re(\varepsilon) - 4\Re(y_I) \quad (1.70)$$

dove si è fatto uso della nomenclatura introdotta nei paragrafi 1.3 e 1.4.2 ; come si può notare tale quantità risulta in realtà indipendente dal tempo proprio Δt e, nel caso non ci sia violazione diretta di CPT , si riduce a

$$A_T(\Delta t) = 4\Re(\varepsilon) \quad . \quad (1.71)$$

È necessario infine tener conto di possibili violazioni di CPT nella matrice di massa complessa: si introduce a tal scopo l'asimmetria

$$A_{CPT}(\Delta t) = \frac{N^-(\Delta t) - N^+(\Delta t)}{N^-(\Delta t) + N^+(\Delta t)} \quad (1.72)$$

con

$$\begin{aligned} N^-(\Delta t) &= N(\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0; \Delta t > 0) + N(K^0 \rightarrow K^0; \Delta t < 0) \\ N^+(\Delta t) &= N(\bar{K}^0 \rightarrow \bar{K}^0; \Delta t < 0) + N(K^0 \rightarrow K^0; \Delta t > 0) \quad . \end{aligned} \quad (1.73)$$

Contrariamente ad A_T , A_{CPT} presenta una dipendenza da Δt ; si dimostrano valere le

$$A_{CPT}(\Delta t \sim \tau_S) \propto \Im(\delta) \qquad A_{CPT}(\Delta t \gg \tau_S) \simeq 4\Re(\delta) \qquad (1.74)$$

dove δ è il già noto parametro di violazione CPT nella matrice \mathcal{M} .

1.5 Il fenomeno della rigenerazione.

Il termine *rigenerazione* venne introdotto da Pais e Piccioni [21] per indicare la creazione di K a vita breve da parte di K a vita lunga che attraversano la materia; questo fenomeno può essere compreso considerando K_S^0 e K_L^0 come combinazioni lineari di K^0 e \bar{K}^0 , e ricordando che le interazioni forti conservano la stranezza. Ciò significa infatti che molte reazioni ammesse per \bar{K}^0 (ad esempio $\bar{K}^0 p \rightarrow \Lambda \pi^+$) non hanno una controparte per K^0 e che quindi sono diverse le sezioni d'urto totali su nucleoni delle due componenti degli stati fisici $K_{S,L}^0$:

$$\sigma_T(\bar{K}^0 N) \geq \sigma_T(K^0 N) \quad . \qquad (1.75)$$

Utilizzando poi il teorema ottico, il quale lega la sezione d'urto totale all'ampiezza di diffusione elastica in avanti ($f(0)$) secondo la relazione

$$\Im f(0) = (k/4\pi)\sigma_T \qquad (1.76)$$

dove $k = p/\hbar$ è il numero d'onda del mesone, otteniamo dalla 1.75

$$|\Im \bar{f}(0)| > |\Im f(0)| \qquad (1.77)$$

con f (\bar{f}) relativo a K^0 (\bar{K}^0); supponendo infine che parte reale ed immaginaria delle ampiezze di diffusione siano fra loro comparabili risulta:

$$|\bar{f}(0)| > |f(0)| \quad . \qquad (1.78)$$

Per interazione con un centro diffusore le componenti del K_L^0 verranno perciò alterate diversamente, e lo stato diffuso ad un angolo θ sarà

$$\begin{aligned} |\psi_f(\theta)\rangle &= \frac{f(\theta)_p |K^0\rangle - \bar{f}(\theta)_q |\bar{K}^0\rangle}{\sqrt{|p|^2 + |q|^2}} \\ &= \frac{f(\theta) - \bar{f}(\theta)}{2} |K_S^0\rangle + \frac{f(\theta) + \bar{f}(\theta)}{2} |K_L^0\rangle \quad . \end{aligned} \qquad (1.79)$$

Nel caso sia $f(\theta) \neq \bar{f}(\theta)$ (già dimostrato per $\theta = 0$) si ha quindi una “rigenerazione” di K_S^0 che in breve decadono secondo i canali loro permessi. Quando si considerano più centri diffusori bisogna poi distinguere fra :

- *rigenerazione coerente*, limitata ad angoli minimi ($\theta \leq 10^{-7} rad$) e dovuta alla somma coerente delle ampiezze su una lunghezza $\approx p_L / (m_L \Delta m_{LS})$;
- *rigenerazione incoerente o diffrattiva*, somma incoerente delle intensità di diffusione da parte di vari centri ;
- *rigenerazione anelastica*.

Ponendo sulla traiettoria di un fascio di K_L^0 puri una lastra di materiale di spessore L e considerando la sola rigenerazione coerente, si può esprimere lo stato emergente come

$$|\psi_f\rangle = |K_L^0\rangle + \rho(L) |K_S^0\rangle \quad (1.80)$$

dove ρ esprime la somma dei contributi dei singoli centri diffusori

$$\rho = i\pi \frac{f(\theta) - \bar{f}(\theta)}{k} \Lambda_S N \frac{1 - \exp[(i\Delta m_{LS}\tau_S/\hbar - \frac{1}{2})L/\Lambda_S]}{\frac{1}{2} - i\Delta m_{LS}\tau_S/\hbar} \quad (1.81)$$

$$\Lambda_S \equiv \beta\gamma\tau_S \quad \text{cammino medio di decadimento}$$

$$N \quad \text{densità di centri diffusori}$$

1.6 Interferenza $K_S^0 - K_L^0$ nei decadimenti dei K neutri.

Qualunque sovrapposizione coerente di stati K_S^0 e K_L^0

$$|\psi(0)\rangle = a_S |K_S^0\rangle + a_L |K_L^0\rangle \quad (1.82)$$

manifesta fenomeni di interferenza quando decade secondo un canale comune ad entrambe le componenti; esplicitando l'evoluzione temporale

$$|\psi(t)\rangle = a_S \exp(-i\mu_S t) |K_S^0\rangle + a_L \exp(-i\mu_L t) |K_L^0\rangle \quad (1.83)$$

si ottiene infatti per lo stato finale $|F\rangle$ una ampiezza

$$\langle F | T | \psi(t) \rangle = \langle F | T | K_S^0 \rangle [a_S \exp(-i\mu_S t) + a_L \eta_F \exp(-i\mu_L t) |K_L^0\rangle] \quad (1.84)$$

e quindi la frazione di decadimento è proporzionale a

$$R_F(t) = |a_S|^2 \exp(-\Gamma_S t) + |a_L \eta_F|^2 \exp(-\Gamma_S t) + \quad (1.85)$$

$$2|a_S||a_L||\eta_F| \exp[-(\Gamma_S + \Gamma_L)t/2] \cos(\Delta m_{LS} \tau + \phi) \quad (1.86)$$

dove $\phi = \arg(a_S) - \arg(a_L \eta_F)$ e si è esteso la definizione 1.30 di η_F a stati finali qualunque.

Questo fenomeno è stato studiato particolarmente per i due canali di decadimento $|F\rangle = |\pi\pi\rangle$ [22] ed $|F\rangle = |\pi l\nu\rangle$ [23]: ciò ha permesso precise misure di Δm_{LS} e le prime attendibili valutazioni dei parametri della violazione di CP . Supponendo condizioni iniziali differenti (stati K^0 o \bar{K}^0 puri, somme incoerenti di K^0 e \bar{K}^0 , K_L^0 rigenerati) si ottengono risultati lievemente diversi, ma che presentano sempre un termine di interferenza.

1.7 Modelli teorici di violazione di CP .

Molti differenti modelli sono stati proposti dal 1964 ad oggi allo scopo di spiegare i fenomeni di violazione di CP osservati; essi possono essere classificati nelle seguenti quattro categorie:

1. **milliforti** ipotizzano l'esistenza di termini che violano CP nell'interazione forte, di ordine $\sim 10^{-3}$ (da cui il prefisso "milli") rispetto ai normali termini che conservano la simmetria. L'attuale teoria QCD e la mancata osservazione di violazione di T nelle interazioni forti, necessaria se si ipotizza CPT valida, portano ad escludere questo tipo di teorie; mancano tuttavia previsioni stringenti con le quali confrontare le misure;
2. **elettromagnetici** richiedono fenomeni di violazione di CP nelle interazioni elettromagnetiche degli adroni; difficilmente compatibili con il complesso dei dati sperimentali;
3. **millideboli** assumono che la violazione di CP avvenga nelle interazioni deboli; il prefisso "milli" indica nuovamente un fattore effettivo 10^{-3} fra i termini che violano e quelli che conservano la simmetria, almeno per quanto riguarda il sistema del K neutro;

4. teoria superdebole_ postula l'esistenza di una quinta forza con costante di accoppiamento $G_{sw} \approx 10^{-9}G_F$ e che permetta transizioni con $|\Delta S| = 2$ al primo ordine della teoria delle perturbazioni (TdP).

I risultati sperimentali raccolti in quasi trent'anni di misure hanno permesso di restringere molto la rosa dei candidati ed attualmente si può ragionevolmente considerare due sole alternative :

- il Modello Standard delle interazioni elettro-deboli nell'ipotesi di tre famiglie di quark (che nei riguardi di CP ha carattere millidebole)
- la teoria superdebole di Wolfenstein

1.7.1 La Teoria Superdebole.

Utilizzando i risultati del par.1.3 si può scrivere

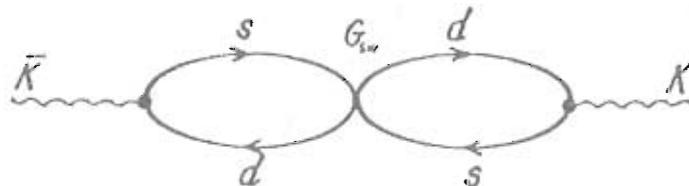
$$\mu_S = \mathcal{M}_{11} + \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}\mathcal{M}_{12} \qquad \mu_L = \mathcal{M}_{11} - \frac{1-\varepsilon}{1+\varepsilon}\mathcal{M}_{12} \qquad (1.87)$$

da cui, essendo $|\varepsilon| \ll 1$,

$$\Delta\mu_{LS} \simeq -2\mathcal{M}_{12} \quad . \qquad (1.88)$$

Oltre al parametro di mixing perciò anche la differenza di massa deriva da transizioni $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ che cambiano la stranezza di due unità , assenti al primo ordine della TdP nella Lagrangiana delle interazioni deboli relativa ai quark.

L'ipotesi superdebole [6] , formulata da Wolfenstein subito dopo l'esperimento di Christenson *et al.*, postula l'esistenza di una quinta forza che presenti al primo ordine tali transizioni con $|\Delta S| = 2$. Detta G_{sw} la costante di accoppiamento della nuova forza (che si suppone per ora essere l'unica a contribuire a \mathcal{M}_{12}) si possono ricavare dal diagramma al limite locale [24]



le relazioni

$$\begin{aligned} |\Delta\mu_{LS}| &\simeq \mathcal{M}_{12} + \mathcal{M}_{21} \propto \Re G_{sw} \\ \mathcal{M}_{12} - \mathcal{M}_{21} &\propto \Im G_{sw} \end{aligned} \quad (1.89)$$

e siccome

$$|\varepsilon| \approx \frac{|\mathcal{M}_{12} - \mathcal{M}_{21}|}{|\mathcal{M}_{12} + \mathcal{M}_{21}|} \approx 10^{-3} \quad (1.90)$$

risulta anche

$$|\Im G_{sw}| \approx 10^{-3} |\Re G_{sw}| \quad . \quad (1.91)$$

La fattorizzazione dei contributi del loop dà [12] :

$$|\Delta m_{LS}| \approx |\Re G_{sw}| f_K^2 m_K \quad (1.92)$$

dove $f_K = 165 \text{ MeV}$ è una costante che caratterizza l'ampiezza di decadimento del processo $K \rightarrow \mu\nu$. Qualora si assuma, come ordine di grandezza, $\Re(\Delta\mu_{LS}) \simeq \Im(\Delta\mu_{LS})$ si può stimare $|\Delta m_{LS}|$ per un'altra via [24] :

$$|\Delta m_{LS}| \approx |\Gamma_S - \Gamma_L| \simeq |\Gamma_S| \approx G_F^2 m_\pi^5 \quad (1.93)$$

Dal confronto fra le 1.91, 1.92 e 1.93 si ricava infine

$$|\Re G_{sw}| \approx 10^{-(6\div 7)} G_F \quad |\Im G_{sw}| \approx 10^{-9} G_F \quad (1.94)$$

ed il valore estremamente modesto così ricavato per la costante di accoppiamento giustifica la denominazione "superdebole" dell'interazione. Queste previsioni furono modificate nei primi anni settanta, quando si riuscì a riprodurre il valore sperimentale di Δm_{LS} nell'ambito delle sole interazioni deboli (*cfr.* paragrafo seguente); ciò impose in definitiva

$$|G_{sw}| \approx 10^{-9} G_F \quad (1.95)$$

Le principali conseguenze della teoria superdebole, riportate di seguito, derivano esclusivamente dal valore minuscolo di G_{sw} :

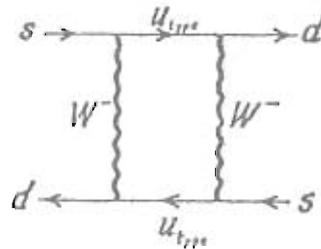
1. il sistema $K_S^0 - K_L^0$ è l'unico in cui, a causa della minima differenza fra le masse, si ha amplificazione degli effetti di violazione di CP fino al livello rivelabile $\sim 10^{-3}$; ricerche di tale violazione in altri decadimenti devono dare risultati nulli;
2. l'effetto diretto dell'interazione superdebole sulle ampiezze di decadimento è trascurabile ($\varepsilon' < 10^{-11}$); risulta quindi

$$\eta_{+-} = \eta_{00} \equiv \varepsilon \qquad \phi_{+-} = \phi_{00} \equiv \arg \varepsilon = 43.7^\circ \quad . \quad (1.96)$$

Gli attuali dati sperimentali sono compatibili con tali previsioni: l'ipotesi superdebole, benché ormai poco allettante sul piano teorico, conserva perciò la sua validità .

1.7.2 Il Modello Standard con la matrice CKM a sei quark

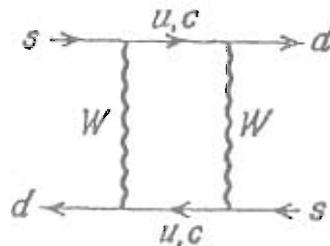
Nell'ambito del Modello Standard, le transizioni $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ aventi $|\Delta S| = 2$ avvengono secondo lo schema



vale a dire al secondo ordine della teoria perturbativa. Considerando il solo quark u , il diagramma di Feynman precedente dà una costante effettiva $G_{eff} \approx G_F^2 m_W^2$ che sostituita nella

$$|\Delta m_{LS}| \approx |\Re G_{eff}| f_K^2 m_K \quad (1.97)$$

(ottenuta, come già visto, al limite locale) fornisce una stima di Δm_{LS} assolutamente incompatibile con il valore sperimentale. L'introduzione del quark c nel diagramma



permette però una cancellazione reciproca dei vari contributi per impulsi dei quark virtuali superiori ad m_c ; questo meccanismo venne introdotto da Glashow, Iliopoulos e Maiani (GIM) nel 1970 [25], quattro anni prima cioè che il quark c venisse rivelato con la scoperta della J/ψ . Il primo valore di m_c calcolato richiedendo che il meccanismo GIM fornisse il giusto valore di Δm_{LS} fu di $\sim 1.5 \text{ GeV}$ [26], in ottimo accordo con le successive misure sperimentali; tale risultato è tuttavia considerato oggi non troppo valido, poiché nel calcolo vennero ignorate correzioni importanti che fortuitamente si annullano a vicenda.

Come vedremo però, il modello a quattro quark non è in grado di fornire un meccanismo per la violazione di CP . Consideriamo la corrente debole carica j_μ

$$j_\mu = \bar{\alpha}_L^i \gamma_\mu V^{ik} \chi_L^k \quad (1.98)$$

dove $\alpha^{1,2,3} = (u, c, t)$, $\chi^{1,2,3} = (d, s, b)$ ed il suffisso L indica quark sinistrorsi; V è una matrice unitaria, che sappiamo differente dalla matrice identica a causa dei decadimenti delle particelle strane e di quelle dotate di bellezza: se fosse infatti $V^{ik} \equiv \delta^{ik}$ la struttura della corrente carica diverrebbe $\bar{u}d + \bar{c}s + \bar{t}b$ e quindi i quark s e b sarebbero stabili. Nel caso generale di n famiglie di quark la matrice di mixing V è costituita da n^2 numeri complessi, cioè da $2n^2$ numeri reali; la condizione di unitarietà

$$V^\dagger V = \mathbf{1} \quad (1.99)$$

impone n condizioni del tipo

$$V_{1k} V_{k1}^\dagger \equiv V_{1k} V_{1k}^* = 1 \quad (1.100)$$

sulla diagonale ed $\frac{1}{2}n(n-1)$ del tipo

$$V_{1k} V_{k2}^\dagger \equiv V_{1k} V_{2k}^* = 0 \quad (1.101)$$

fuori diagonale, che in totale implicano n^2 condizioni su numeri reali. Degli n^2 parametri così rimasti $(2n-1)$ sono fasi non fisiche che possono essere eliminate ridefinendo le fasi (non osservabili) di n α -quark e di $(n-1)$ χ -quark, portando quindi il numero di parametri fisici ad $(n-1)^2$. Poiché infine il numero di rotazioni indipendenti in uno spazio n -dimensionale è

$$n_\theta = \frac{1}{2}n(n-1) \quad (1.102)$$

il numero di fasi fisiche risulta

$$n_{\mathcal{F}} = (n-1)^2 - \frac{1}{2}n(n-1) = \frac{1}{2}(n-1)(n-2) \quad ; \quad (1.103)$$

la situazione per vari valori di n è riassunta in tab.1.2

Famiglie di quark	Numero di parametri	Numero di angoli	Numero di fasi
n	$(n-1)^2$	$n(n-1)/2$	$(n-1)(n-2)/2$
2	1	1	0
3	4	3	1
4	9	6	3

Tabella 1.2: Parametri della matrice di mixing per n famiglie di quark.

Come notarono per primi Kobayashi e Maskawa [27], la presenza di una fase non eliminabile nella matrice di mixing fornisce una potenziale fonte di violazione di T e quindi, supponendo CPT valida, anche di CP ; poiché nell'ipotesi di sole due famiglie è sufficiente per V un unico parametro reale (l'angolo di Cabibbo θ_C), per giustificare la rottura dell'invarianza CP sono necessarie almeno tre famiglie di quark. Kobayashi e Maskawa raggiunsero questo risultato nel 1973, nuovamente in anticipo rispetto ai risultati sperimentali che palesarono l'esistenza del quark b tre anni dopo, con la scoperta della Υ .

Oltre alla originale degli autori, vi sono diverse altre parametrizzazioni della matrice 3×3 di Kobayashi e Maskawa (detta CKM, in quanto estensione della matrice 2×2 di Cabibbo); molto utile nello studio dei fenomeni legati a CP risulta la notazione di Wolfenstein [28], che esprime gli elementi di matrice in termini di potenze dell'angolo di Cabibbo $\theta_C \simeq \sin \theta_C \equiv \lambda \simeq 0.22$

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - (\rho + i\eta)) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.104)$$

L'implicita scelta di fase per i campi dei quark è tale da permettere violazione di CP solo all'ordine λ^3 o maggiori; è comunque ovvio che la convenzione di fase ha come

unico effetto la semplificazione della matrice, mentre la fisica ne è indipendente. Misure sperimentali forniscono le seguenti valutazioni dei parametri [29]

$$\lambda \simeq 0.22 \qquad A = 1 \pm 0.2 \qquad \rho^2 + \eta^2 \leq 0.3 \qquad (1.105)$$

Considerando, sempre nella parametrizzazione di Wolfenstein, le ampiezze di decadimento con $|\Delta S| = 1$ che convertono s in d

$$A(s \rightarrow u + \bar{u} + d) \sim V_{us}V_{ud}^* \approx \lambda \qquad (1.106)$$

$$A(s \rightarrow c + \bar{c} + d) \sim V_{cs}V_{cd}^* \approx -\lambda + i\eta A^2 \eta^5 \qquad (1.107)$$

$$A(s \rightarrow t + \bar{t} + d) \sim V_{ts}V_{td}^* \approx -A^2 \lambda^5 (1 - \eta) - i\eta A^2 \eta^5 \qquad (1.108)$$

si nota come le reazioni che violano CP 1.107 e 1.108 soddisfano la regola $\Delta I = 1/2$ e quindi $\Im A_2 = 0$; utilizzando le relazioni appena ricavate nel calcolo del diagramma a box otteniamo per il parametro di mixing

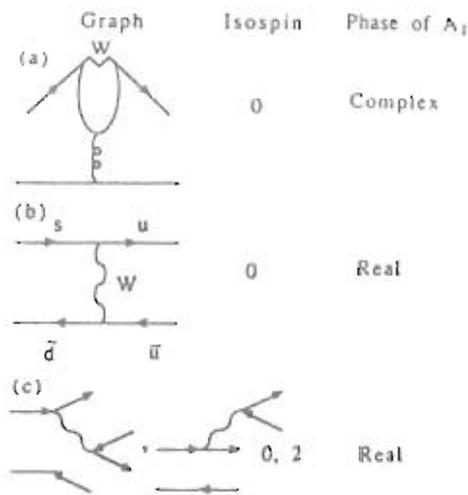
$$\varepsilon \approx \frac{\lambda \cdot \eta A^2 \lambda^5}{\lambda \cdot \lambda} \simeq \eta \lambda^4 \simeq \eta \cdot 2.5 \times 10^{-3} \qquad (1.109)$$

quindi il piccolo valore di ε può essere spiegato dalla gerarchia degli angoli di mixing, senza vincoli stringenti sulla fase.

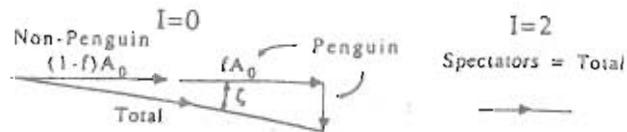
Per il decadimento diretto del K^0 si considerino i processi di fig.1.5: solo i diagrammi “penguin” coinvolgono tutte e tre le famiglie di quark dando così luogo, secondo le 1.108, ad una ampiezza di decadimento complessa. Per le proprietà di isospin dei vari processi (pure indicate in figura) si ottiene il fondamentale risultato che le due ampiezze A_0 ed A_2 hanno una fase relativa non nulla; in questa convenzione di fase risulta $\Im A_0 \neq 0$ ed $\Im A_2 = 0$ ma con una semplice ridefinizione dei campi dei K , equivalente ad una rotazione nel piano complesso, ci si può riportare alla convenzione di Wu-Yang in cui $\Im A_0 \equiv 0$, ottenendo in tal caso $\Im A_2 \neq 0$. Utilizzando le definizioni del par.1.4.1 si ha perciò

$$\varepsilon' = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\Im A_2}{A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \neq 0 \qquad (1.110)$$

In realtà il contributo dei grafici penguin, e quindi il valore di ε' , dipende dalle masse dei quark come schematizzato in fig.1.6, e perciò per particolari valori di m_t ε' potrebbe



Contributions to 2π decays of neutral kaons: isospins and phases. (a) Penguin graph; (b) exchange graph; (c) spectator graphs.



Summary of contributions to $I=0$ and $I=2$ final states in K^0 decays.

Figura 1.5: Contributi al decadimento del K neutro in $\pi\pi$.

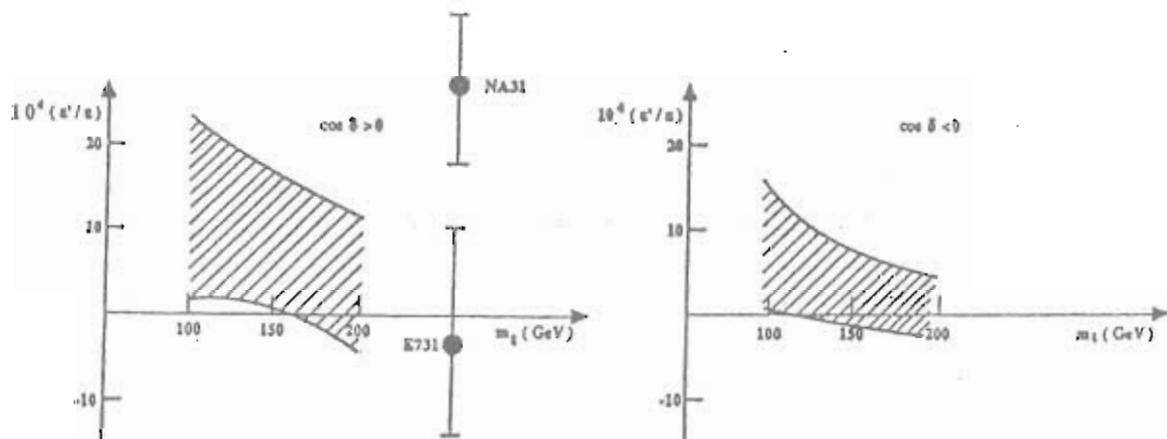


Figura 1.6: Previsioni per ϵ'/ϵ per vari valori della massa del top; qui δ è la fase della matrice CKM responsabile della violazione di CP . I calcoli sono stati effettuati in *lattice* QCD.

ugualmente annullarsi; le attuali valutazioni sui parametri ancora liberi danno comunque un intervallo di aspettativa

$$\varepsilon'/\varepsilon \simeq (0.5 \div 2) \times 10^{-3} \quad . \quad (1.111)$$

Un'altra conseguenza del meccanismo di KM per la violazione di CP è il fatto che tale fenomeno dovrebbe manifestarsi anche in processi diversi dal decadimento del K neutro: il sistema $B^0-\bar{B}^0$ ad esempio, grazie a correnti del tipo

$$b \rightarrow q + \bar{q} + d \approx \lambda^3 + i\lambda^3 \quad (1.112)$$

potrebbe presentare grossi effetti di rottura di invarianza CP ; purtroppo questa prova diretta è per ora impedita da forti difficoltà sperimentali.

Riassumendo, il Modello Standard delle interazioni elettro-deboli con la matrice CKM a sei quark prevede in generale che:

1. la violazione di CP non è limitata al sistema $K_S^0-K_L^0$;
2. la componente diretta di tale violazione è piccola ma non nulla ($\varepsilon'/\varepsilon \approx 10^{-3}$)

Il confronto fra queste conclusioni e quelle del paragrafo precedente evidenzia le possibili strategie sperimentali per distinguere fra i due modelli di violazione di CP ancora validi:

- test sull'invarianza CP in sistemi diversi da $K_S^0-K_L^0$, difficile allo stato tecnico attuale;
- misure di ε'/ε con precisione $\Delta(\varepsilon'/\varepsilon) \sim 10^{-4}$ in grado di evidenziare un eventuale $\varepsilon' \neq 0$, possibili in esperimenti ad elevatissima statistica e limitato rumore.

Capitolo 2

Misure sperimentali sulla violazione di CP : stato attuale e sviluppi futuri.

Nel precedente capitolo si sono introdotte le quantità misurabili $|\eta_{00}|$, ϕ_{00} , $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} e δ_L^I , le uniche attualmente necessarie nella descrizione dei fenomeni conosciuti di violazione di CP ; tramite esse è possibile stimare i parametri $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ e $\Delta\phi$, discriminanti i possibili modelli teorici.

Sin dall'esperimento di Christenson *et al.* si sono susseguite misure sempre più precise delle quantità sopra indicate e di altre ugualmente fondamentali, quali la vita media dei due K neutri e la loro differenza di massa. Una rassegna di tali risultati viene fornita ad esempio negli articoli di Kleinknecht del 1976 [30] e di Steinberger del 1988 [31]. Le misure fino al 1985 sono caratterizzate, come si può vedere nelle fig. 2.1 e 2.2, da notevoli incertezze, che non permettono di risolvere il problema del meccanismo responsabile della rottura di simmetria CP ; non va però dimenticato che questi esperimenti devono misurare quantità piccolissime in presenza di valori enormi del fondo.

Le prime esperienze che, grazie all'elevatissima statistica e ad un accurato controllo della sistematica, si sono avvicinate alle risoluzioni richieste (*cf.* paragrafo precedente) sono l'esperimento E731 al Fermilab [32] e l'esperimento NA31 al CERN [33].

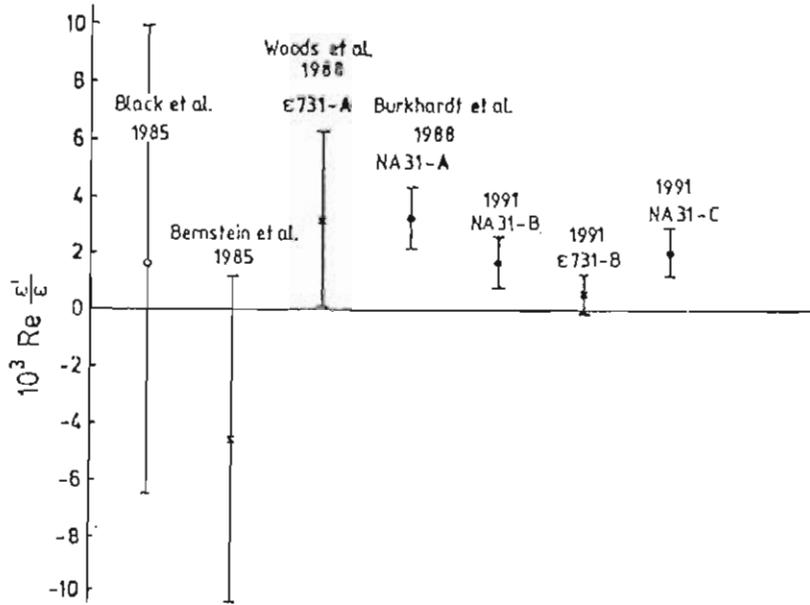


Figura 2.1: Misure di ϵ'/ϵ .

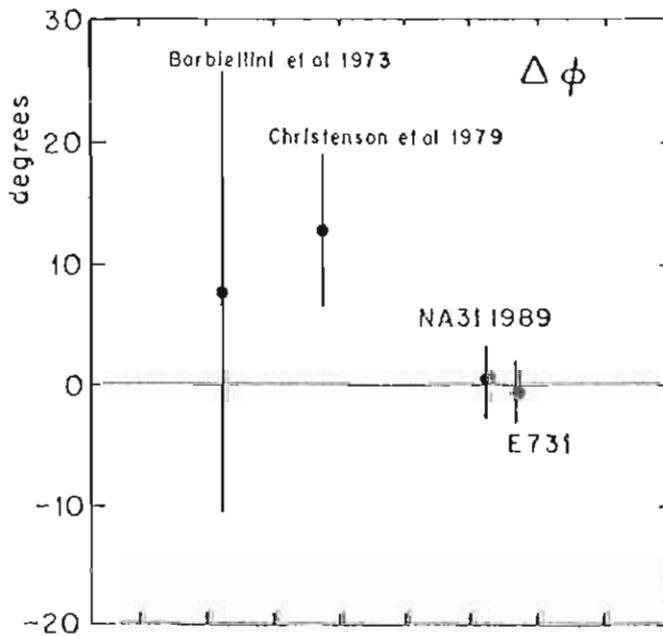


Figura 2.2: Misure di $\Delta\phi$.

2.1 L'esperimento FNAL-E731 .

Frutto di una collaborazione Chicago-Saclay, l'esperimento E731 del Fermilab utilizza due fasci paralleli da $0.3 \mu\text{srad}$ di K_L^0 , prodotti dall'urto di protoni a 900 GeV su un bersaglio di berillio. Nella parte iniziale del rivelatore (cfr. fig.2.3) un rigeneratore di due lunghezze di interazione viene inserito alternativamente sulla traiettoria di uno dei due fasci, addizionandogli così una componente coerente di K_S^0 . I decadimenti del K_S^0 e del K_L^0 sono osservati simultaneamente, ma (almeno per l'80% dei dati finora raccolti) gli eventi con stati finali neutri vengono raccolti in tempi diversi rispetto a quelli con stati finali carichi, questo a causa di differenze dell'apparato nei due casi. Il *doppio rapporto* è calcolata sulla base dei decadimenti avvenuti nel volume a vuoto esistente fra il rigeneratore ed un piano di scintillatore che funge da avvio (*trigger*), situato 14 metri oltre; durante l'osservazione dei canali neutri una sottile (0.5 mm) lamina di piombo è posta dinanzi a tale piano, e si richiede che almeno uno dei quattro fotoni del processo $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ vi converta per "avviare" l'apparato. La zona a vuoto si estende poi per altri 20 metri per permettere la separazione delle tracce, quindi uno spettrometro di 18 metri effettua misure sulle tracce cariche. Quest'ultimo è costituito

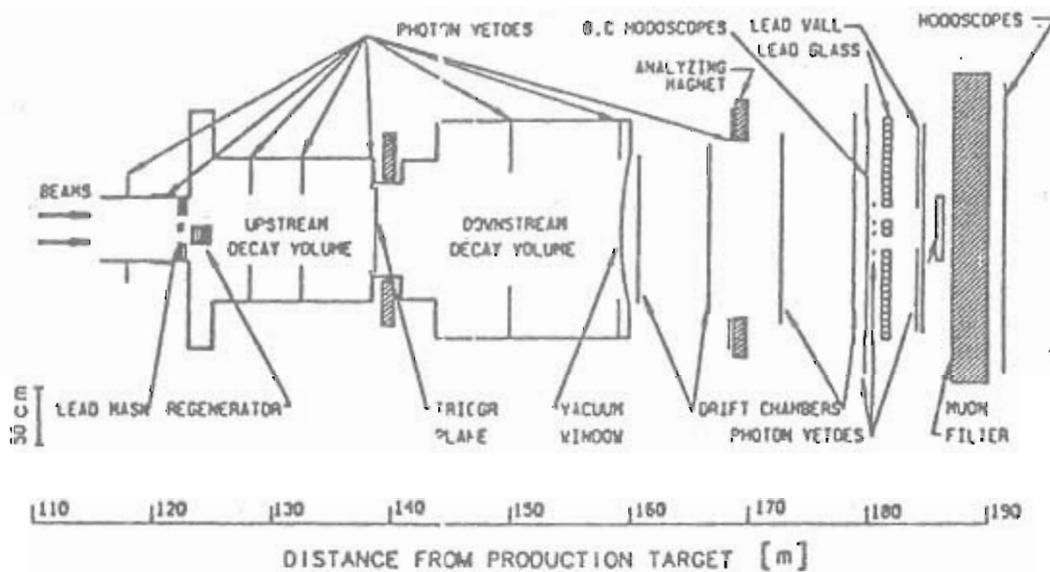


Figura 2.3: Esperimento FNAL-E731: schema del rivelatore.

da due coppie di camere a deriva situate prima e dopo un magnete che imprime un momento trasverso di $200 \text{ MeV}/c$ alle particelle cariche passanti, camere in grado di misurare la posizione delle tracce con $\sim 100 \mu\text{m}$ di precisione; due odoscopi posti agli estremi dello spettrometro ne costituiscono il trigger. La posizione e l'energia di fotoni ed elettroni sono misurate per mezzo di un calorimetro a struttura circolare formato assemblando 804 elementi di vetro al piombo di misure $5.82\text{cm} \times 5.82\text{cm} \times 19 X_0$; la risoluzione in energia di questo dispositivo risulta $\delta E/E = 1.5\% + 5\%/\sqrt{E_e(\text{GeV})}$ per gli elettroni e $\delta E/E = 2.5\% + 5\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ per i fotoni. Odoscopi e spessi strati di piombo terminano l'apparato e servono da veto per eventi adronici e soprattutto per il massiccio fondo dato da $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$.

Il numero di eventi raccolti per ciascun canale di decadimento è in grado di garantire un errore statistico su $\Re(\epsilon'/\epsilon) \simeq 5.5 \times 10^{-4}$; per gli errori sistematici la situazione è complicata dalla differente accettazione dell'apparato rispetto ai decadimenti di K_L^0 e K_S^0 , che impone una sensibile correzione degli η sperimentali e quindi di R , e dal fondo di difficile valutazione. Quest'ultimo è dato essenzialmente :

- per il canale $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ da eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$ nei quali due fotoni siano persi o non risolti; stimato tramite la distribuzione in massa invariante;
- per il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ da K a vita breve rigenerati inelasticamente o in modo rifrattivo; stimato mediante MonteCarlo.

I canali carichi sono praticamente esenti da fondo grazie all'eccellente risoluzione dello spettrometro.

La difficoltà di queste misure è ben evidenziata dall'andamento nel tempo delle stime per $\Re(\epsilon'/\epsilon)$

$3.2 \pm 2.8(\text{stat}) \pm 1.2(\text{sist})$	E731-A 1988 [34]
$-0.4 \pm 1.4(\text{stat}) \pm 0.6(\text{sist})$	E731-B,G-set 1990 [35]
$0.6 \pm 0.58(\text{stat}) \pm 0.37(\text{sist})$	E731-B 1991 [36]

che evidentemente non permettono di operare una scelta fra i modelli teorici alternativi esposti nel paragrafo precedente.

2.2 L'esperimento CERN-NA31 .

Anche l'esperimento NA31, messo in atto presso il CERN di Ginevra da una collaborazione fra diverse istituzioni scientifiche , analizza il decadimento in volo di K neutri prodotti dall'urto di protoni su un bersaglio di berillio. In questo caso però i prodotti carichi e neutri sono rivelati simultaneamente, mentre si opera alternativamente l'analisi dei K_L^0 e dei K_S^0 a causa del particolare metodo di produzione del fascio di quest'ultimi. Come si può vedere in fig.2.4 esso è prodotto all'interno del volume (sottovuoto) di decadimento, dove il bersaglio di berillio è montato su un dispositivo mobile: ciò permette di variare la distanza fra il punto di creazione dei K_S^0 ed i dispositivi di rivelazione, quindi di equiparare l'accettanza dell'apparato per i due stati del K neutro malgrado il loro cammino medio assolutamente diverso.

Al termine del volume di decadimento si trovano :

- camere a drift per la misura della posizione delle tracce cariche ($\Delta x = \Delta y \simeq 300 \mu m$) in grado di valutare la posizione del vertice di decadimento con una precisione di $\simeq 35 cm$ nella direzione del fascio;
- un odoscopio a scintillatore per il trigger degli eventi a prodotti carichi;

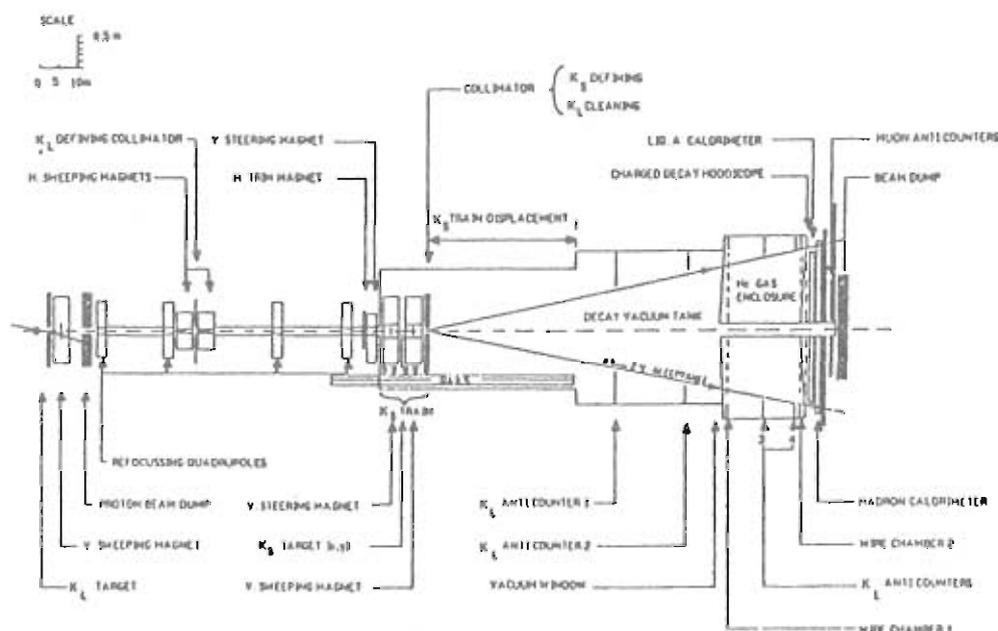


Figura 2.4: Esperimento CERN-NA31: schema del rivelatore.

- un calorimetro a piombo/argon liquido di $25 X_0$ le cui risoluzioni in posizione (grazie a piani catodici interni) ed energia sono rispettivamente $\approx 0.5 \text{ mm}$ in x ed y e $\delta E/E = 7.5\%/\sqrt{E_0(\text{GeV})}$, con E_0 energia della particella incidente; un piano di scintillatore interno al calorimetro funge da trigger per gli eventi neutri.

Un calorimetro adronico ed un dispositivo di anti-coincidenza per muoni terminano l'apparato, munito anche di veti anulari per la riduzione di alcuni tipi di fondo.

La scelta del meccanismo di produzione dei K_S^0 rende gli eventi ad essi relativi praticamente esenti da fondo, in quanto non c'è il problema della rigenerazione non coerente, e distribuiti lungo tutto il volume di decadimento. Per quanto riguarda i K_L^0 , il fondo è costituito essenzialmente da eventi K_{e3} (ridotti a livelli accettabili dalla richiesta di deposito di energia nel calorimetro adronico superiore ad un valore di soglia) ed in misura inferiore da eventi $K_{\mu 3}$ e $K_{\pi 3}$. L'assenza di uno spettrometro magnetico fa sì che i decadimenti $K_L^0 \rightarrow \text{carichi}$ siano determinati con minor precisione rispetto all'esperimento del Fermilab; ciò è però compensato dalla migliore analisi degli eventi di K_S^0 e soprattutto, come riportato in fig.2.5 ed in tab.2.1, dalle correzioni di accettazione ~ 40 volte inferiori.

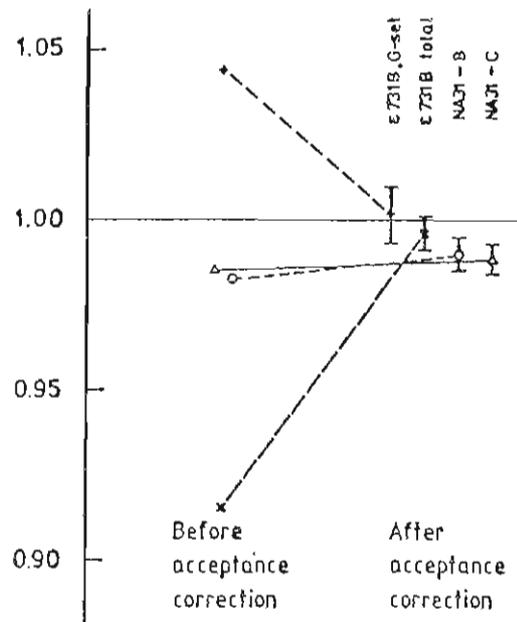


Figura 2.5: Confronto fra gli esperimenti CERN-NA31 e FNAL-E731: valore sperimentale del *doppio rapporto* prima e dopo le correzioni di accettazione

	NA31-A	NA31-B	NA31-C	E731-C
<i>eventi raccolti</i>				
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	109k	110k	180k	224k
$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	932k	560k	630k	775k
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	295k	290k	470k	330k
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	2300k	1380k	1530k	1062k
<i>fondo %</i>				
L_{00}	4.0	3.25	2.60 ± 0.17	4.27 ± 0.05
S_{00}	< 0.1	0.04	–	2.55 ± 0.07
L_{+-}	0.6 ± 0.2	0.91	0.90 ± 0.15	0.339 ± 0.015
S_{+-}	< 0.1	–	0.06	0.150 ± 0.011
R non corretta	0.980	0.983	0.985	0.915
corr. accettazione	+0.003	+0.0023	+0.0022	+0.09
corr. accidentali	-0.0034	+0.0005	-0.0048	
altre correzioni		+0.0041	+0.0056	
R corretta	0.980	0.990	0.988	0.9964
err. stat.	± 0.004	± 0.004	± 0.003	± 0.0035
err. sist.+MC	± 0.005	± 0.004	± 0.004	± 0.0022
$\epsilon'/\epsilon \times 10^3$	3.3	1.7	2.1	0.6
err. stat.	± 0.66	± 0.66	± 0.55	± 0.58
err. sist.	± 0.8	± 0.66	± 0.66	± 0.37

Tabella 2.1: Confronto fra gli esperimenti CERN-NA31 e FNAL-E731.

I risultati sperimentali ottenuti per $\Re(\epsilon'/\epsilon)$

$$3.3 \pm 0.66(stat) \pm 0.8(sist) \quad \text{NA31-A 1988 [33]}$$

$$1.7 \pm 0.66(stat) \pm 0.66(sist) \quad \text{NA31-B 1991 [37]}$$

$$2.1 \pm 0.55(stat) \pm 0.66(sist) \quad \text{NA31-C 1991 [36]}$$

pur con una risoluzione non ancora sufficiente, rappresentano la prima indicazione sperimentale di violazione diretta di CP , prevista dal Modello Standard ma non dall'ipotesi Superdebole che verrebbe così esclusa.

2.3 Le ϕ -factory.

Oltre alle già programmate evoluzioni degli esperimenti E731 ed NA31, nuovi progetti riguardanti lo studio della violazione di CP sono attualmente in corso; di questi alcuni scelgono ancora la produzione di mesoni K per urto di protoni (o antiprotoni) su

bersaglio fisso (PS195 CPLEAR [38,39], KAON [40], [41]), mentre altri optano per un approccio completamente diverso, quello della cosiddetta ϕ -factory (DAΦNE [42,43,44], [45,46,47], [48], [49], [50]), studiato a Frascati già dal 1968 [51]. Una ϕ -factory consiste in un collisore e^+e^- ad altissima luminosità ($\mathcal{L} \approx 10^{33} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 10^3 \mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$) e con energia al centro di massa $W = 1020 \text{MeV}$, pari alla massa della risonanza ϕ ; tale mesone, prodotto con una sezione d'urto di $4.8 \mu\text{b}$ e praticamente a riposo, decade nei modi riportati in tab.2.2 ed i suoi prodotti di decadimento vengono studiati in appositi rivelatori.

Decadimento	frazione Γ_i/Γ	impulso (MeV/c)
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	$(49.5 \pm 1.1)\%$	127
$\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ ($K^0 \bar{K}^0$)	$(34.4 \pm 0.9)\%$	110
$\phi \rightarrow \rho\pi$	$(12.9 \pm 0.7)\%$	182
$\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$(1.9^{+1.2}_{-1.0})\%$	≤ 462
$\phi \rightarrow \eta\gamma$	$(1.28 \pm 0.06)\%$	362
$\phi \rightarrow \pi^0\gamma$	$(1.31 \pm 0.13) \times 10^{-3}$	501
$\phi \rightarrow \text{altri}$	$\sim 10^{-3}$	—

Tabella 2.2: Frazioni di decadimento del mesone ϕ ; in ultima colonna è riportato l'impulso nel sistema del laboratorio delle particelle prodotte.

2.3.1 Studio del processo $K_S^0 K_L^0 \rightarrow 2\pi 2\pi$ ad una ϕ -factory.

Potenzialità di una ϕ -factory.

Il numero di decadimenti che violano CP $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ rivelabili in un dato apparato, numero indicato con N_L^0 , rappresenta la quantità critica per gli esperimenti di CP che utilizzano il *doppio rapporto*: dalla eq.1.42, ricordando $\epsilon \approx 10^{-3}$ e $\Delta I = 1/2$, si ottiene infatti per l'errore statistico su $\Re(\epsilon'/\epsilon)$

$$\delta\Re(\epsilon'/\epsilon) \simeq \frac{1}{6} \frac{1}{\sqrt{(2/3)N_L^0}} ; \quad (2.1)$$

la richiesta $\delta\Re(\epsilon'/\epsilon) \simeq 10^{-4}$, necessaria allo stato attuale degli esperimenti per dire se $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ è o meno diversa da zero e così distinguere fra Modello Standard e teoria Superdebole, impone quindi $N_L^0 \simeq 4 \times 10^6$. Le già indicate caratteristiche di una ϕ -factory, assieme a $BR(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) \simeq 10^{-3}$ (cfr. tab.1.1) e considerando una presa dati standard

di $\sim 10^7 s$ in un anno, portano per un volume fiduciale di $\sim 150 cm$ alla stima

$$N_L^0 \simeq (10^3 \mu b^{-1} s^{-1})(4.8 \mu b)(10^7 s)(0.34)(10^{-3})(1 - e^{-150/343}) = 5.8 \times 10^6 \quad (2.2)$$

dove 343 (cm) è il cammino medio del K_L^0 di energia $W/2$ nel sistema del laboratorio; confrontando questo valore con quanto prima ricavato si può affermare che, anche comprendendo le varie efficienze, una ϕ -factory è in grado di migliorare sensibilmente ed in tempi ragionevoli le attuali misure sperimentali sulla violazione di CP .

Ampiezze di decadimento.

Nella reazione $e^+ e^- \rightarrow \phi \rightarrow K^0 \bar{K}^0$ la simmetria C è conservata: vale perciò $C(K^0 \bar{K}^0) = C(\phi) = C(\gamma) = -1$; detto poi $|i\rangle$ lo stato iniziale $|i\rangle \equiv |K^0 \bar{K}^0, t=0, C=-1\rangle$ risulta

$$|i\rangle = \frac{|K^0, \mathbf{p}\rangle |\bar{K}^0, -\mathbf{p}\rangle - |\bar{K}^0, \mathbf{p}\rangle |K^0, -\mathbf{p}\rangle}{\sqrt{2}} \quad (2.3)$$

che significa produzione di stati $K^0 \bar{K}^0$ puri, come anticipato nel par.1.4.3. Utilizzando le 1.18 in cui si supponga per semplicità che CPT non sia violata ($\delta = 0$) si può poi esprimere $|i\rangle$ in termini di autostati dell'Hamiltoniana

$$|i\rangle = \frac{1 + |\epsilon|^2}{(1 - \epsilon^2)\sqrt{2}} [|K_S^0, -\mathbf{p}\rangle |K_L^0, \mathbf{p}\rangle - |\bar{K}^0, \mathbf{p}\rangle |K_L^0, -\mathbf{p}\rangle] \quad (2.4)$$

da cui si vede che $|i\rangle$ può essere trattato anche come stato puro $K_S^0 K_L^0$ e che, per quanto affermato nel par.1.3, evolvendo nel vuoto rimane tale

$$\begin{aligned} |i(t)\rangle &= e^{-iMt} |i\rangle \\ &= \frac{1 + |\epsilon|^2}{(1 - \epsilon^2)\sqrt{2}} e^{-i(\mu_L + \mu_S)t} [|K_S^0, -\mathbf{p}\rangle |K_L^0, \mathbf{p}\rangle - |\bar{K}^0, \mathbf{p}\rangle |K_L^0, -\mathbf{p}\rangle] \end{aligned} \quad (2.5)$$

L'ampiezza di decadimento della coppia di K negli stati finali $|f_1, \mathbf{p}\rangle$ al tempo t_1 ed $|f_2, -\mathbf{p}\rangle$ al tempo t_2 è perciò :

$$\begin{aligned} A(f_1, t_1; f_2, t_2) &\equiv \langle f_1, \mathbf{p}, t_1; f_2, -\mathbf{p}, t_2 | T | i(t) \rangle \\ &= \frac{1 + |\epsilon|^2}{(1 - \epsilon^2)\sqrt{2}} \langle f_1 | T | K_S^0 \rangle \langle f_2 | T | K_S^0 \rangle \times \\ &\quad e^{-i(\mu_L + \mu_S)(t_1 + t_2)/2} (\eta_1 e^{i\Delta\mu\Delta t/2} - \eta_2 e^{-i\Delta\mu\Delta t/2}) \end{aligned} \quad (2.6)$$

dove η_i ha il solito significato (esteso) $\eta_i = \langle f_i | T | K_L^0 \rangle / \langle f_i | T | K_S^0 \rangle$ e si è posto $\Delta\mu \equiv \mu_L - \mu_S$, $\Delta t \equiv t_2 - t_1$ [44]; nel caso Δt sia uguale a zero la 2.6 diviene proporzionale a $(\eta_2 - \eta_1)$ e quindi si annulla per stati finali f_1 ed f_2 identici, palesando così correlazioni EPR [52,53]. Essendo interessati allo studio di CP si scelgono ora stati finali a due pioni $f_1, f_2 = \pi\pi$: in tal caso la condizione $\Delta t = 0$ si traduce in un'ampiezza di decadimento $A(f_1, t_1; f_2, t_1) \propto (\eta_2 - \eta_1)$, proporzionale a $3\varepsilon'$ nel canale $(\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$; le grandezze misurabili sono però legate alla *rate*

$$|A(f_1, t_1; f_2, t_2)|^2 \quad (2.7)$$

integrata in dt_1 e dt_2 su opportuni intervalli.

L'asimmetria di intensità .

Integrando la 2.7 su t_1 e t_2 , per una differenza in tempo Δt costante e considerando ancora lo stato finale $(\pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0)$, si ottiene l'intensità

$$I(\Delta t) = \frac{1}{2} \int_{|\Delta t|}^{\infty} |A(f_1, t_1; f_2, t_2)|^2 dt \quad (2.8)$$

dove si è posto $t \equiv t_1 + t_2$, il fattore $1/2$ rappresenta lo Jacobiano della trasformazione $(t_1, t_2) \rightarrow (t, \Delta t)$ e l'intervallo di integrazione ha come estremo inferiore $|\Delta t|$ in quanto $t_1, t_2 \geq 0$; la 2.6 fornisce poi

$$I(\Delta t \geq 0) = Cost \times |\varepsilon|^2 \left\{ \left(1 + 2\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right|^2 \right) e^{-\Gamma_S |\Delta t|} + \left(1 - 4\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + 4 \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right|^2 \right) e^{-\Gamma_L |\Delta t|} + \left[\left(-2 + 2\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + 4 \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right|^2 \right) \cos(\Delta m |\Delta t|) + 6\Im \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \sin(\Delta m |\Delta t|) \right] e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} |\Delta t|} \right\} \quad (2.9)$$

$$I(\Delta t \leq 0) = Cost \times |\varepsilon|^2 \left\{ \left(1 + 2\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right|^2 \right) e^{-\Gamma_L |\Delta t|} + \left(1 - 4\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + 4 \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right|^2 \right) e^{-\Gamma_S |\Delta t|} + \left[\left(-2 + 2\Re \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} + 4 \left| \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right|^2 \right) \cos(\Delta m |\Delta t|) - 6\Im \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \sin(\Delta m |\Delta t|) \right] e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} |\Delta t|} \right\}$$

quindi

$$I(\Delta t = 0) = Cost \times 9|\epsilon'|^2 \quad (2.10)$$

$$I(\Delta t \gg \tau_S) \simeq Cost \times |\epsilon|^2 (1 - 4\Re \frac{\epsilon'}{\epsilon}) e^{-\Gamma_L |\Delta t|} \quad (2.11)$$

$$I(\Delta t \ll -\tau_S) \simeq Cost \times |\epsilon|^2 (1 + 2\Re \frac{\epsilon'}{\epsilon}) e^{-\Gamma_L |\Delta t|} \quad (2.12)$$

Si definisce poi l'asimmetria di intensità [54]

$$A(\Delta t) = \frac{I(\Delta t) - I(-\Delta t)}{I(\Delta t) + I(-\Delta t)} \quad (2.13)$$

che nel caso considerato vale

$$A(\Delta t) = \frac{\frac{\Delta t}{|\Delta t|} \left[(e^{-\Gamma_L |\Delta t|} - e^{-\Gamma_S |\Delta t|}) \left(-6\Re \frac{\epsilon'}{\epsilon} + 3 \left| \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right|^2 \right) + 6\Im \frac{\epsilon'}{\epsilon} \sin(\Delta m |\Delta t|) e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} |\Delta t|} \right]}{(e^{-\Gamma_L |\Delta t|} + e^{-\Gamma_S |\Delta t|}) \left(2 - 2\Re \frac{\epsilon'}{\epsilon} + 5 \left| \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right|^2 \right) + \left(-4 + 4\Re \frac{\epsilon'}{\epsilon} + 8 \left| \frac{\epsilon'}{\epsilon} \right|^2 \right) \cos(\Delta m |\Delta t|) e^{-\frac{\Gamma_S + \Gamma_L}{2} |\Delta t|}} \quad (2.14)$$

dall'ultima espressione si può ottenere il fondamentale risultato

$$A(\Delta t \gg \tau_S) \simeq -3\Re(\epsilon'/\epsilon) \quad (2.15)$$

che rappresenta il primo metodo di misura di ϵ'/ϵ proposto espressamente per una ϕ -factory . La 2.15 indica anche che, per $\Delta t \approx \tau_S$, $A(\Delta t)$ è sensibile alla parte immaginaria di ϵ'/ϵ ; per tale misura è però necessario tenere in considerazione il fondo C -positivo dato dalle reazioni

$$\phi \rightarrow \begin{matrix} S^*(975) \gamma \\ \delta(980) \gamma \end{matrix} \rightarrow (K^0 \bar{K}^0)_{C=+1} + \gamma = \frac{K_S^0 K_S^0 - K_L^0 K_L^0}{\sqrt{2}} + \gamma \quad (2.16)$$

Gli ultimi studi su questi processi [55] forniscono una frazione di decadimento stimata $\approx 10^{-9}$: essi quindi non sembrano in grado di contribuire in modo significativo all'asimmetria nemmeno per valori piccoli di Δt . Infine in fig.2.6 sono riportati quali esempi i grafici delle funzioni intensità ed asimmetria per alcuni particolari valori di ϵ'/ϵ .

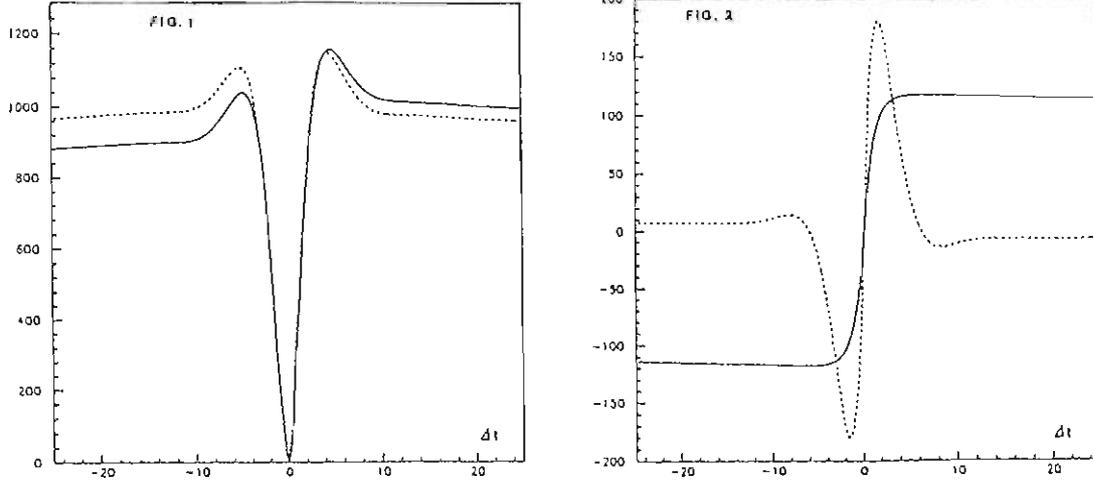


Figura 2.6: Andamento delle funzioni $I(\Delta t)$ ed $A(\Delta t)$ per i casi: $\epsilon'/\epsilon = 2 \times 10^{-3}$ (linea continua); $\epsilon'/\epsilon = 15 \times 10^{-3}$ (linea tratteggiata).

Osservabili integrate in tempo.

Un approccio più generale [56,57] prevede l'utilizzo di variabili integrate totalmente

$$\begin{aligned}
 N^-(f_1, f_2) &\equiv \int_{\tau_1^{\min}}^{\tau_1^{\max}} dt_1 \int_{\tau_2^{\min}}^{\tau_2^{\max}} dt_2 |A(f_1, t_1; f_2, t_2)|^2 \\
 &= \frac{(1 + |\epsilon|^2)^2}{2|1 - \epsilon^2|^2} \frac{|\langle f_1 | T | K_S^0 \rangle|^2 |\langle f_2 | T | K_S^0 \rangle|^2}{\Gamma_S \Gamma_L} \times \\
 &\quad \left\{ c_1 |\eta_1|^2 + c_2 |\eta_2|^2 - 2 [c_3 \Re(\eta_1 \eta_2^* + c_4 \Im(\eta_1 \eta_2^*)) \right\} \quad (2.17)
 \end{aligned}$$

dove l'indice "meno" in alto indica lo stato iniziale C -negativo, ed i coefficienti $c_i = c_i(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}, \tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})$ sono le uniche quantità dipendenti dalla scelta degli intervalli: c_1 è proporzionale al numero di K_L^0 che decadono nell'intervallo $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max})$ moltiplicato per il numero di decadimenti K_S^0 in $(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})$, e viceversa vale per c_2 ; c_3 e c_4 contengono termini oscillanti tipici dell'interferenza, i corrispondenti esponenziali di attenuazione ed un fattore $\Gamma_L/\Gamma_S \simeq 1.6 \times 10^{-3}$ che rende tali coefficienti solitamente trascurabili. Inoltre scambiando $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max})$ e $(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})$ fra loro si ottiene

$$c_1 \rightarrow c_2 \quad c_2 \rightarrow c_1 \quad c_3 \rightarrow c_3 \quad c_4 \rightarrow -c_4 \quad (2.18)$$

Si definisce quindi la probabilità normalizzata di decadimento

$$\Omega^-(f_1, f_2) = \frac{N^-(f_1, f_2)}{BR(K_S^0 \rightarrow f_1) BR(K_S^0 \rightarrow f_2)} \quad (2.19)$$

e scegliendo nuovamente stati finali a due pioni si ottiene un set completo di osservabili integrate in tempo indipendenti fra loro :

$$O_1^- = \frac{\Omega^-(+-, +-)}{\Omega^-(00, 00)} = 1 + 6\Re(\epsilon'/\epsilon) \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} O_2^- &= \frac{\Omega^-(+-, +-)}{\Omega^-(+-, 00)} = \frac{\Omega^-(00, +-)}{\Omega^-(00, 00)} \\ &= 1 + 6 \frac{c_2 - c_3}{c_1 + c_2 - 2c_3} \Re(\epsilon'/\epsilon) + 6 \frac{c_4}{c_1 + c_2 - 2c_3} \Im(\epsilon'/\epsilon) \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} O_3^- &= \frac{\Omega^-(+-, 00)}{\Omega^-(00, +-)} \\ &= 1 + 6 \frac{c_1 - c_2}{c_1 + c_2 - 2c_3} \Re(\epsilon'/\epsilon) - 12 \frac{c_4}{c_1 + c_2 - 2c_3} \Im(\epsilon'/\epsilon) . \end{aligned} \quad (2.22)$$

La grandezza O_2^- può essere particolarizzata nel caso di

1. intervalli di integrazione coincidenti: $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}) \equiv (\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})$, per cui $c_1 = c_2$ e

$$O_2^- = 1 + 3\Re(\epsilon'/\epsilon) ; \quad (2.23)$$

2. intervalli di integrazione molto separati: ad esempio $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}) = (0, 3\tau_S)$ e $(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max}) = (50\tau_S, 200\tau_S)$, nel qual caso $c_2 \gg c_1$ e quindi

$$O_2^- = 1 + 6\Re(\epsilon'/\epsilon) ; \quad (2.24)$$

scambiando gli intervalli risulta $c_1 \gg c_2$ e la variabile diviene una banale identità;

Nelle O_i^- i rapporti tra frazioni di decadimento possono essere sostituiti da rapporti fra le Γ ; utilizzando quindi la 2.17 per lo stato finale $(\pi\pi, f_L)$, dove f_L rappresenta un canale di decadimento dominante per K_L^0 , si dimostra facilmente che per una grande varietà di intervalli e ad una accuratezza $\approx 10^{-6}$ vale

$$\frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \frac{N^-(+-, f_L(t_4))}{N^-(00, f_L(t_4))} . \quad (2.25)$$

Assieme alla 2.19 ciò permettere di riscrivere le O_i^- in termini di quantità misurabili

$$O_1^- = \frac{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), +-(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]}{N^- [00(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), 00(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]} \times \left[\frac{N^- [00(\tau_3^{\min}, \tau_3^{\max}), f_L(\tau_4^{\min}, \tau_4^{\max})]}{N^- [+-(\tau_3^{\min}, \tau_3^{\max}), f_L(\tau_4^{\min}, \tau_4^{\max})]} \right]^2 \quad (2.26)$$

$$O_2^- = \frac{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), +-(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]}{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), 00(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]} \times \frac{N^- [00(\tau_3^{\min}, \tau_3^{\max}), f_L(\tau_4^{\min}, \tau_4^{\max})]}{N^- [+-(\tau_3^{\min}, \tau_3^{\max}), f_L(\tau_4^{\min}, \tau_4^{\max})]} \quad (2.27)$$

$$O_3^- = \frac{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), 00(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]}{N^- [00(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), +-(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]} ; \quad (2.28)$$

Ponendo infine $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}) \equiv (\tau_3^{\min}, \tau_3^{\max})$, $(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max}) \equiv (\tau_4^{\min}, \tau_4^{\max})$ ed integrando su intervalli non connessi definiti come in precedenza, si ottiene il *doppio rapporto* nella versione per una ϕ -factory

$$\begin{aligned} O_2^- &= \frac{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), +-(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]}{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), 00(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]} \times \\ &\quad \frac{N^- [00(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), f_L(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]}{N^- [+-(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max}), f_L(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})]} \\ &= \frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \times \frac{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = \left| \frac{\eta_{+-}}{\eta_{00}} \right|^2 = 1 + 6\Re(\epsilon'/\epsilon) \quad (2.29) \end{aligned}$$

dove si è implicitamente assunta la scelta (*tagging*)

- K_L^0 : particella che decade nell'intervallo $(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})$ (ad es. $(50, 200)\tau_S$), accompagnata da un decadimento in $\pi^+ \pi^-$ nella direzione opposta nell'intervallo $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max})$ (fra 0 e $3\tau_S$) ;
- K_S^0 : particella che decade in $(\tau_1^{\min}, \tau_1^{\max})$ (entro $3\tau_S$), accompagnata da un decadimento in f_L nella direzione opposta durante l'intervallo $(\tau_2^{\min}, \tau_2^{\max})$ ($(50, 200)\tau_S$).

2.3.2 Studio di altri processi che violano CP ad una ϕ -factory.

Molti dei processi illustrati nel par.1.4.3, che rappresentano dei test sulla conservazione o meno delle simmetrie discrete, possono essere studiati per mezzo di una ϕ -factory ad un livello di precisione assai più elevato di quanto attualmente possibile. Le tab.2.3,2.4 riportano per molti di tali processi le previsioni teoriche, l'attuale situazione sperimentale e la risoluzione ottenibile con misure che utilizzino una ϕ -factory .

Misura	Previsioni teoriche	Attuali misure	Sensibilità ϕ -factory
<i>Violazione diretta di CP</i>			
$\Re(\epsilon'/\epsilon) \times 10^3$ in $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi$	(0.5 – 1.0)	$(2.1 \pm 0.55 \pm 0.66)$ $(0.6 \pm 0.58 \pm 0.37)$	$\Delta\Re(\epsilon'/\epsilon) \simeq 0.1$
R	$\sim 3 \times 10^{-4}$	nessuna	$\Delta R \simeq 1 \times 10^{-4}$
$\delta(\tau)$	$\sim 8 \times 10^{-5}$	$(7 \pm 12) \times 10^{-4}$	$\Delta\delta(\tau) \simeq 5 \times 10^{-5}$
$\delta(\tau')$ in $K^\pm \rightarrow \pi\pi\pi$	$\sim 2 \times 10^{-4}$	$(0 \pm 6) \times 10^{-4}$	$\Delta\delta(\tau') \simeq 1 \times 10^{-4}$
<i>Violazione di CP nella matrice di massa</i>			
δ_L^μ δ_L^e in $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu$		$(3.2 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ $(3.3 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$\Delta\delta_L^\mu \simeq 4 \times 10^{-5}$ $\Delta\delta_L^e \simeq 4 \times 10^{-5}$
δ_S^μ δ_S^e in $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu$	3.3×10^{-3} 3.3×10^{-3}	nessuna nessuna	$\Delta\delta_S^\mu \simeq 9 \times 10^{-4}$ $\Delta\delta_S^e \simeq 8 \times 10^{-4}$
$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$BR \simeq 2 \times 10^{-9}$	nessuna	$BR > 1 \times 10^{-10}$ ($\sim 5\sigma$)
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	$BR \simeq 3 \times 10^{-7}$	nessuna	$BR > 1 \times 10^{-10}$ ($\sim 2\%$)
<i>Violazione di T</i>			
Asimmetria A_T in $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$	6.6×10^{-3}	nessuna	$\Delta A_T \simeq 8 \times 10^{-4}$

Tabella 2.3: Possibili misure sperimentali riguardanti CP (e T) ad una ϕ -factory .

Misura	Sensibilità ϕ -factory
<i>Violazione diretta di CPT</i>	
Asimmetria in $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$	$\Delta\Re(y_I) \simeq 2 \times 10^{-4}$
<i>Violazione di CPT nella matrice di massa</i>	
Asimmetria in $K^0(\bar{K}^0) \leftrightarrow K^0(\bar{K}^0)$	$\Delta\Re(\delta) \simeq 2 \times 10^{-4}$
Asimmetrie di carica in $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi l \nu$	$\Delta\Re(\delta) \simeq 7 \times 10^{-4}$
Frazioni di decadimento per $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	$\Delta\Re(\delta) \simeq 4 \times 10^{-4}$

Tabella 2.4: Possibili misure sperimentali riguardanti *CPT* ad una ϕ -factory .

In particolare si può notare che una macchina con le caratteristiche citate ($\mathcal{L} \approx 10^3 \mu b^{-1} s^{-1}$, $T_{exp} \approx 10^7 s$) dovrebbe ragionevolmente risultare in grado di produrre le prime evidenze sperimentali di

- violazione di *CP* nel decadimento $K_S^0 \rightarrow \pi\pi\pi$
- violazione di *T* nell'asimmetria $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$

2.3.3 Altri possibili studi ad una ϕ -factory.

Le ϕ -factory non soltanto rappresentano le macchine più adatte per conseguire significativi avanzamenti nella comprensione della violazione di *CP*, ma dovrebbero anche permettere misure innovative in molti altri campi della fisica nucleare e sub-nucleare; questo grazie alle condizioni di semplicità e “pulizia” degli eventi, tipiche di esperimenti in collisori e^+e^- , ed alla possibilità di raccogliere un quantità notevole di dati per merito dell'elevata luminosità .

Si possono quindi brevemente riassumere gli altri possibili ambiti di interesse per esperimenti presso una ϕ -factory [58,59,60] :

- funzioni di struttura dei decadimenti deboli ed elettromagnetici dei mesoni *K* (test su CHPT, Teoria Perturbativa Chirale);
- decadimenti radiativi della ϕ in mesoni scalari (*S*, δ) e pseudoscalari (η, η') allo scopo di comprenderne meglio la natura;

- spettroscopia di mesoni vettori eccitati (per $W > m_\phi$);
- processo $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ a valori di soglia, le cui misure sono oggi carenti;
- interazioni $K-N$ e $K-Nuclei$ ad energie molto basse, che attualmente presentano dati contraddittori;
- spettroscopia di ipernuclei con K a riposo;
- misure di alta precisione del contributo adronico alla sezione d'urto di annichilazione e^+e^- , per migliorare le stime teoriche del momento magnetico anomalo del muone.

2.4 Confronto fra gli esperimenti a bersaglio fisso e le ϕ -factory nella misura di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$.

Gli ultimi dati pubblicati dalle collaborazioni E731 ed NA31 sono confrontati in tab.2.5 con la statistica prevista ad una ϕ -factory avente le caratteristiche più volte citate, nella quale la selezione degli eventi avvenga secondo i criteri indicati nel par.2.3.1 :

Decadimento	NA31	E731	ϕ -factory
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	2×10^5	2×10^5	2×10^6
$K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	6×10^5	8×10^5	8×10^8
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	5×10^5	3×10^5	5×10^6
$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	15×10^5	11×10^5	17×10^8

Tabella 2.5: Numero di decadimenti osservati in esperimenti a bersaglio fisso rispetto alle stime per una ϕ -factory .

Come si è già visto , il valore di N_L^0 è l'unico del quale occorre tener conto per valutare l'errore statistico di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$: la ϕ -factory risulta dunque nettamente favorita.

Una grande differenza fra i due metodi considerati riguarda i "fasci" di K neutri, che nel caso degli esperimenti a bersaglio fisso presentano :

- apertura angolare differente per i due stati del mesone;
- contaminazione da parte di K_S^0 rigenerati non coerentemente;
- ampia distribuzione in momento.

Lo spettro in impulso viene ricostruito tramite la misura del momento dei pioni secondari ma, a causa della diversa risoluzione per pioni carichi o neutri, ciò si traduce in una incertezza sul *doppio rapporto*. Poiché nel decadimento della ϕ vengono prodotti stati $K_S^0 K_L^0$ puri e monocromatici senza l'utilizzo di un rigeneratore, in una ϕ -factory nessuno dei problemi appena analizzati riveste importanza. La rigenerazione può in questo caso aver luogo nel materiale del rivelatore interno al volume di decadimento (pareti del tubo contenente i fasci, riempimento dell'apparato tracciante, ecc.); essendo il cammino medio del K_S^0 di momento $\sim 110 \text{ MeV}/c$ circa 6 mm , questo decade entro il tubo a vuoto e quindi l'eventuale rigenerazione riguarda solo i K_L^0 . Si ricava facilmente

$$[\Re(\epsilon'/\epsilon)]^{oss} \simeq \Re(\epsilon'/\epsilon) \times (1 - 300\alpha) \quad (2.30)$$

dove *oss* indica il dato sperimentale ed α rappresenta la probabilità di rigenerazione $K_L^0 \rightarrow K_S^0$. Con una opportuna scelta dei materiali e dei loro spessori (per un valore di $\sim 4 \times 10^{-4} \lambda_I$), Fukushima *et al.* [61] ottengono $\alpha \sim 5 \times 10^{-5}$, valore che consente di ignorare questo tipo di fondo; un recente calcolo di Barrett [62] fornisce però in condizioni analoghe $\alpha \sim 4 \times 10^{-4}$ e quindi un effetto del $\sim 13\%$ su $\Re(\epsilon'/\epsilon)$: è evidente che sono necessari ulteriori studi e soprattutto misure sperimentali sull'effettiva importanza della rigenerazione.

Grazie alla possibilità di usare processi quali $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ per calibrare l'apparato rivelatore, in una ϕ -factory gli errori sistematici $\Delta \Re(\epsilon'/\epsilon)_{sist}$ dovuti alle incertezze su accettazione geometrica, efficienza di rivelazione e di ricostruzione possono essere mantenuti inferiori a 10^{-4} , minori quindi degli errori statistici; nel caso degli esperimenti a bersaglio fisso si è invece visto come sia proprio la sistematica (valutata mediante simulazioni) a limitare la precisione delle misure, e progressi sostanziali in questo campo non sembrano a portata di mano.

I processi responsabili del fondo sono uguali nei due casi in esame, ma le energie completamente diverse impongono approcci differenti al problema. Considerando la ϕ -factory sono necessarie soprattutto :

- la rivelazione di fotoni a bassa energia (fino a 15 MeV), per la reiezione dei numerosi eventi $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ che possono contaminare il canale $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$;
- l'identificazione dei muoni provenienti dal decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ che può essere confuso con $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Un calorimetro elettromagnetico di prestazioni notevoli ma non irrealizzabili (piena efficienza anche per i fotoni meno energetici, ermeticità, risoluzione in energia $\sigma(E)/E \approx 5\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$, risoluzione spaziale del punto di conversione dei fotoni $\sigma(x) \approx mm$) ed una analisi cinematica dell'intero evento che tenga conto di tutti i vincoli (masse, conservazione di energia ed impulso) sono in grado di limitare il contributo del fondo all'errore su $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ a valori trascurabili rispetto all'errore statistico [63,61].

In conclusione le ϕ -factory si dimostrano, almeno in linea teorica, superiori agli esperimenti a bersaglio fisso per quanto riguarda la determinazione del parametro $\Re(\epsilon'/\epsilon)$, ed inoltre permettono lo studio di molti altri processi riguardanti la fisica di CP e non solo. Il notevole sforzo richiesto dalla loro costruzione risulta perciò pienamente motivato.

Capitolo 3

DAΦNE, la ϕ -factory dei Laboratori Nazionali di Frascati.

Il progetto DAΦNE [43,44,64] consiste nella costruzione di una ϕ -factory presso i Laboratori Nazionali di Frascati (LNF): il disegno di tale macchina è cominciato nel gennaio del 1991 ed il termine dei lavori di montaggio dell'apparato è fissato per la fine del 1995. Per questa data si prevede che DAΦNE fornisca una luminosità $\mathcal{L} \simeq 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, ma entro l'anno successivo il valore dovrebbe raggiungere i $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ richiesti.

3.1 La macchina DAΦNE .

La filosofia alla base di questo progetto parte dal dato sperimentale della massima luminosità finora raggiunta in collisori e^+e^- all'energia della ϕ , vale a dire $\mathcal{L} = 4.3 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, ottenuta al VEPP-2M di Novosibirsk con fasci piatti e due punti di interazione. Poiché $\mathcal{L} = h\mathcal{L}_0$, dove \mathcal{L}_0 rappresenta la luminosità di ogni singolo "pacchetto" (*bunch*) di particelle ed h il numero di bunch presenti in ciascun fascio, è stato scelto l'approccio conservativo di aumentare il numero dei pacchetti mantenendo per essi una luminosità paragonabile a quella ottenuta al VEPP-2M. Ricordando

$$\mathcal{L}_0 = \pi \left(\frac{\gamma}{r_e} \right)^2 f_0 \frac{\xi^2 \epsilon (1 + \kappa)}{\beta_y} \quad (3.1)$$

dove γ è il rapporto fra l'energia dell'elettrone (positrone) 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, ξ il parametro di *tune-shift lineare*, ϵ l'emittanza e κ il coefficiente di accoppiamento, dai dati riportati in tab.3.1 otteniamo per DAΦNE

γ	998
$f_0(MHz)$	3.17
ξ	0.04
$\epsilon^{max}(m \cdot rad)$	10^{-6}
κ	0.01
$\beta_y@IP(m)$	0.045
$\beta_x@IP(m)$	4.5
$\sigma_x@IP(mm)$	2.11
$\sigma_y@IP(mm)$	0.021
$\sigma_z@IP(mm)$	30

Tabella 3.1: Parametri di DAΦNE per $E_{CM} = 510 MeV$.

$\mathcal{L}_0 = 4.5 \times 10^{30} cm^{-2}s^{-1}$: ponendo quindi $h = 120$ si raggiunge la luminosità richiesta.

La scelta effettuata permette di mantenere i valori massimi di luminosità per prolungati periodi (20 ore), situazione non ottenibile optando per \mathcal{L}_0 maggiori; questo impone però la costruzione di due anelli nei quali elettroni e positroni circolino separatamente: i fasci collidono poi in due punti di interazione con un angolo di incidenza $\vartheta_x = 10 mrad$ nel piano orizzontale. L'elevato numero di pacchetti significa anche una grande corrente circolante ($\sim 5 A$), che richiede il mantenimento di un vuoto estremamente spinto all'interno dei tubi dei fasci, ed impone poi un accurato controllo delle instabilità collettive. Il valore richiesto per β_y si ottiene mediante tre quadrupoli in successione posti in prossimità del punto di interazione; per ridurre il meno possibile l'angolo solido coperto dal rivelatore, i magneti a basso β sono confinati entro un cono di semiapertura 8.5° per una lunghezza complessiva di $\pm 5 m$.

Il complesso dell'apparato è schematizzato in fig.3.1, dove sono inoltre indicati l'iniettore di e^+ ed e^- da $510 MeV$ e l'anello di accumulazione; anche questi, come l'anello principale, richiedono una accurata progettazione per soddisfare le notevoli esigenze.

Alla luminosità di progetto DAΦNE presenta le rese riportate in tab.3.2, dimostrandone

Decadimento	eventi/anno
$\phi \rightarrow K^+ K^-$	2.4×10^{10}
$\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0 (K^0 \bar{K}^0)$	1.65×10^{10}
$\phi \rightarrow \rho \pi$	0.62×10^{10}
$\phi \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	0.09×10^{10}
$\phi \rightarrow \eta \gamma$	0.06×10^{10}

Tabella 3.2: Principali rese di DAΦNE per $\mathcal{L} = 10^{33} cm^{-2}s^{-1}$.

dosi perciò una sorgente ottimale di coppie K^+K^- , $K_S^0K_L^0$ e $K^0\bar{K}^0$, di η e probabilmente anche di altre risonanze rare quali η' , S^* e δ .

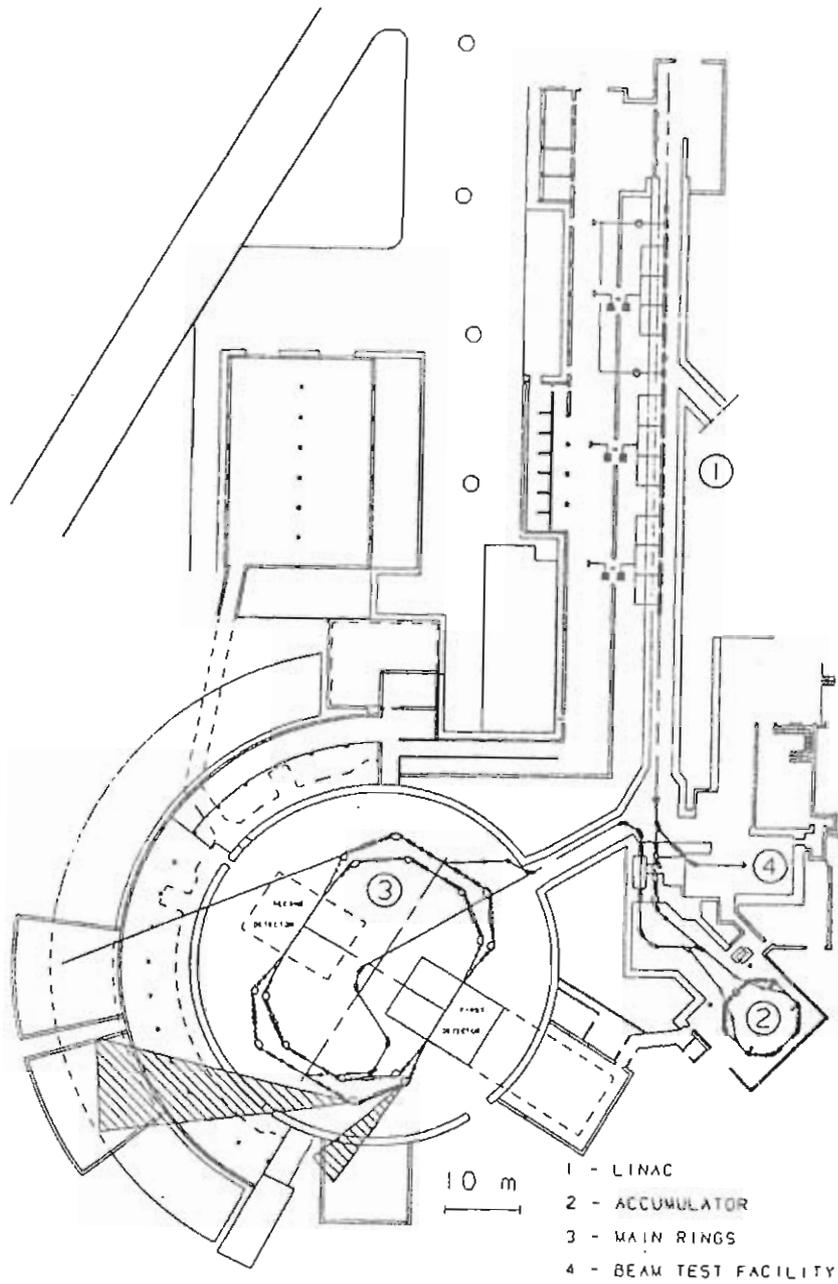


Figura 3.1: Schema generale di DAΦNE.

3.2 Il rivelatore KLOE: requisiti generali.

KLOE è il nome di un rivelatore *general-purpose* proposto per esperimenti a DAΦNE ed attualmente in fase di progetto ; tale apparato è pensato principalmente per la determinazione del *doppio rapporto* e quindi di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$, ma essendo questa la misura che impone le richieste più stringenti al rivelatore ciò non crea problemi per lo studio di altri fenomeni (*cf.* par.2.3.2). Alla luce di quanto appena affermato, nel seguito ci si riferirà sempre alla misura del *doppio rapporto*, in quanto vincolante le caratteristiche generali del rivelatore stesso.

3.2.1 Selezione degli eventi ed accuratezza statistica.

La tab.3.3 riporta le proprietà cinematiche dei principali prodotti di decadimento della particella ϕ : sono proprio queste proprietà a determinare la maggior parte delle caratteristiche dell'apparato sperimentale. Il decadimento a due corpi della ϕ (praticamente a riposo nel sistema del laboratorio) garantisce l'emissione collineare di K_S^0 e K_L^0 : è perciò possibile selezionare il K_S^0 (K_L^0) identificando il K_L^0 (K_S^0) nella direzione opposta. La grande differenza di cammino medio inoltre rende facile la separazione fra i due kaoni neutri, anche con moderata risoluzione dei vertici.

Si particolarizzano quindi i risultati del capitolo precedente per una situazione sperimentale più realistica, prospettata negli studi preliminari di KLOE [65], nella quale si tiene conto degli effetti dovuti alla presenza del tubo a vuoto che contiene i fasci.

	$\phi \rightarrow K^+ K^-$ ($BR = 49.5\%$)	$\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ ($BR = 34.4\%$)	
	K^\pm	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 3.3: Proprietà cinematiche dei K carichi e neutri ad una ϕ -factory .

Selezione dei K_L^0 .

Il tubo a vuoto di berillio entro il quale circolano i fasci presenta un raggio di 8 cm al punto di interazione: in tal caso tutti i K_S^0 vi decadono all'interno, ed il canale $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ (affetto da un fondo $< 10^{-5}$ trascurabile [63]) definisce con esattezza l'avvenuta emissione di un K_L^0 nella direzione opposta. Quest'ultimo può però subire rigenerazione nell'attraversamento delle pareti del tubo a vuoto: per evitare tale contaminazione il volume fiduciale dei K_L^0 viene fatto iniziare a 15 cm dal punto di interazione, dove praticamente tutti i K_S^0 rigenerati sono ormai decaduti. Il volume di decadimento si estende poi fino ad un raggio di 150 cm, garantendo quindi un campione di K_L^0

$$N_L = N_\phi \times BR(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) \times BR(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \times (e^{-15/343} - e^{-150/343}) \simeq 3.5 \times 10^9 \quad (3.2)$$

in grado di fornire un errore statistico $\Delta \mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon)_{stat} \simeq 1.1 \times 10^{-4}$.

Selezione dei K_S^0 .

I principali modi di decadimento carichi del K_L^0 sono $\pi^+ \pi^- \pi^0$, $\pi^\pm \mu^\mp \nu$ e $\pi^\pm e^\mp \nu$, per una frazione totale di $\sim 78\%$. Solo la conversione di un fotone in coppia $e^+ e^-$ può costituire un fondo per questi processi entro il volume fiduciale 15 ÷ 150 cm precedentemente introdotto, ma vincoli cinematici ed ancor meglio un dispositivo di identificazione delle particelle prodotte eliminano completamente tale contaminazione. Il campione di K_S^0 emessi in direzione opposta e così identificati risulta perciò

$$N_S = N_\phi \times BR(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0) \times (0.78) \times (e^{-15/343} - e^{-150/343}) \simeq 4 \times 10^9. \quad (3.3)$$

3.2.2 Controllo degli errori sistematici.

Il doppio rapporto sperimentale R^{oss} , calcolato sulla base del numero di eventi osservati in ciascun canale $N^{oss}(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi)$, può essere espresso come

$$\begin{aligned} R^{oss} &= \frac{N^{oss}(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) / N^{oss}(K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{N^{oss}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) / N^{oss}(K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \\ &= \frac{N_\phi \cdot BR_\phi^{SL} \cdot BR_L^{+-} \cdot \eta_L(tag) \int_{V_L^{+-}} (e^{-\frac{t}{\lambda_L}} / t^2) \cdot [\eta_L^{+-}(acc) \cdot \eta_L^{+-}(riv) \cdot \eta_L^{+-}(ric)] d^3\mathbf{1}}{N_\phi \cdot BR_\phi^{SL} \cdot BR_S^{+-} \cdot \eta_S(tag) \int_{V_S^{+-}} (e^{-\frac{t}{\lambda_S}} / t^2) \cdot [\eta_S^{+-}(acc) \cdot \eta_S^{+-}(riv) \cdot \eta_S^{+-}(ric)] d^3\mathbf{1}} \\ &= \frac{N_\phi \cdot BR_\phi^{SL} \cdot BR_L^{00} \cdot \eta_L(tag) \int_{V_L^{00}} (e^{-\frac{t}{\lambda_L}} / t^2) \cdot [\eta_L^{00}(occ) \cdot \eta_L^{00}(riv) \cdot \eta_L^{00}(ric)] d^3\mathbf{1}}{N_\phi \cdot BR_\phi^{SL} \cdot BR_S^{00} \cdot \eta_S(tag) \int_{V_S^{00}} (e^{-\frac{t}{\lambda_S}} / t^2) \cdot [\eta_S^{00}(acc) \cdot \eta_S^{00}(riv) \cdot \eta_S^{00}(ric)] d^3\mathbf{1}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

dove valgono le definizioni $BR_{\phi}^{SL} \equiv BR(\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0)$, $BR_{SL}^{+-} \equiv BR(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ e $BR_{SL}^{00} \equiv BR(K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$; $\eta_{S,L}(tag)$ rappresenta la frazione di $K_{S,L}^0$ selezionati (secondo i criteri esposti nel precedente paragrafo), ed i vari $\eta(acc)$, $\eta(riv)$, $\eta(ric)$ indicano rispettivamente l'accettanza geometrica, l'efficienza di rivelazione e l'efficienza di ricostruzione per ognuno dei quattro decadimenti $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi\pi$. I termini esponenziali per i vari canali forniscono, dati i cammini medi $\Lambda_{S,L}$, le probabilità di decadimento entro gli opportuni volumi fiduciali $V_{S,L}^{+,00}$ sui quali si effettuano le integrazioni. Sostituendo al prodotto delle η , dipendenti da l , la loro media integrale $\langle \eta_3 \rangle$ ed operando le opportune semplificazioni si ottiene

$$R^{oss} = \frac{BR_L^{+-}/BR_S^{+-}}{BR_L^{00}/BR_S^{00}} \times \frac{\int_{V_L^{+-}} e^{-\frac{l}{\Lambda_L}} dl / \int_{V_S^{+-}} e^{-\frac{l}{\Lambda_S}} dl}{\int_{V_L^{00}} e^{-\frac{l}{\Lambda_L}} dl / \int_{V_S^{00}} e^{-\frac{l}{\Lambda_S}} dl} \times \frac{\langle \eta_3 \rangle_L^{+-} / \langle \eta_3 \rangle_S^{+-}}{\langle \eta_3 \rangle_L^{00} / \langle \eta_3 \rangle_S^{00}}$$

$$\equiv R \times R_V \times R_\eta \quad (3.5)$$

dove R è il *doppio rapporto* tra le frazioni di decadimento dal quale effettivamente si ricava $\Re(\epsilon'/\epsilon) = (R - 1)/6$. Poiché l'errore statistico previsto per $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ è già $\sim 10^{-4}$, che rappresenta l'accuratezza totale richiesta, è necessario che la precisione con la quale si conoscono R_V ed R_η sia $\sim 2 \times 10^{-4}$ per poter ignorare gli errori sistematici (contributo $\Delta R_{sist} \simeq 10\% \Delta R_{stat}$)

Accuratezza di R_η .

La misura dell'accuratezza di R_η costituisce un ottimo esempio delle possibilità davvero uniche di una ϕ -factory, dove il processo $\phi \rightarrow K^+ K^-$ seguito da $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ fornisce una eccellente calibrazione delle efficienze presentando una cinematica pochissimo differente da $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$, $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\pi^0 \pi^0$. Con semplici criteri di selezione è possibile identificare con precisione i vertici dei processi $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ avvenuti all'interno dei vari volumi fiduciali e, grazie alle frazioni di decadimento elevate, si ricavano $\sim 10^9$ eventi di calibrazione all'anno.

Usando la sola cinematica delle tracce cariche si ottiene da $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ un campione selezionato di π^0 emessi a vari l , che può essere usato per una misurazione diretta delle prestazioni del rivelatore: la frazione di questi eventi che esso ricostruisce esattamente come π^0 è in pratica il prodotto delle varie efficienze, denominato $\xi_3^{\pi^0}$ e dipendente da l . Lo stesso ragionamento vale per $\xi_3^{1\gamma}$ e $\xi_3^{2\gamma}$, relativi rispettivamente al caso in cui non

vengano rivelati uno o entrambi i fotoni del decadimento "istantaneo" ($\tau_{\pi^0} \simeq 10^{-16} s$) $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Il prodotto

$$\xi_3^{\pi^0\pi^0} \equiv \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{\pi^0} + 2 \times \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{1\gamma} + 2 \times \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{2\gamma} \quad (3.6)$$

$$= 2 \times \xi_3^{\pi^0} - \xi_3^{\pi^0} \times \xi_3^{\pi^0} \quad (3.7)$$

rappresenta perciò l'efficienza $\eta_3(l)$ per un decadimento $K \rightarrow \pi^0\pi^0$, che integrata sull'opportuno volume fiduciale fornisce

$$\langle \eta_3 \rangle_{S,L}^{00} = \frac{\int_{V_{S,L}^{00}} e^{-\frac{l}{\Lambda_{S,L}}} \xi_3^{\pi^0\pi^0} dl}{\int_{V_{S,L}^{00}} e^{-\frac{l}{\Lambda_{S,L}}} dl} \quad (3.8)$$

Una procedura analoga può essere utilizzata per valutare $\langle \eta_3 \rangle_{S,L}^{\pm}$: negli eventi $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0$ si usano ora i π^0 ricostruiti per ottenere un campione di π^\pm selezionati, dei quali poi determinare la frazione che passa i criteri di ricostruzione del rivelatore. In questo caso oltre ai decadimenti del K carico si possono usare come calibrazione anche i processi $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ e $K_L^0 \rightarrow \pi l \nu$; i benefici dovuti al forte incremento della statistica e alla facile individuazione del punto di emissione dei π^\pm grazie ad una seconda traccia carica, sono però contrastati dalla cinematica alquanto differente rispetto a $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Va inoltre rimarcato che i criteri di ricostruzione degli eventi a pioni neutri differiscono totalmente da quelli relativi a pioni carichi, e che la dipendenza delle efficienze dalla posizione del vertice $K \rightarrow \pi\pi$ è blanda nel primo caso (calorimetro) e decisamente più pronunciata nel secondo (camera tracciante).

L'errore sulle $\langle \eta_3 \rangle$ così stimate dipende in pratica solo dalla statistica degli eventi di calibrazione: il valore già citato di $\sim 10^9$ eventi/anno fornisce perciò $\Delta R_\eta \approx 2/\sqrt{N_{cal}} \leq 10^{-4}$ come richiesto

Accuratezza di R_V .

Le funzioni di distribuzione dei vertici, $\exp(-l/\Lambda_{S,L})$, e di conseguenza anche R_V , devono essere corrette per tener conto di due effetti:

- le dimensioni finite del fascio;
- la risoluzione sperimentale con la quale si determina la posizione dei vertici medesimi.

Per quanto riguarda il primo punto, dalla tab.3.1 si vede come solo la distribuzione longitudinale della zona luminosa sia tale da influire su R_V ; questa correzione può però essere misurata, ad esempio mediante la diffusione Bhabha, ad un livello di accuratezza molto superiore al minimo richiesto. In prima approssimazione si assume invece una distribuzione gaussiana per la posizione ricostruita dei vertici: la risoluzione sperimentale nel caso di prodotti carichi può essere stimata in $\sigma_V \leq 1mm$ [66], circa un ordine di grandezza inferiore al cammino medio del K_S^0 e perciò trascurabile per il calcolo di ΔR_V ; la ricostruzione calorimetrica dei vertici totalmente neutri $K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ è in grado di fornire, secondo simulazioni effettuate per i molti apparati proposti [67,68,69,70], una risoluzione $\sigma_V \leq 2cm$ che rappresenta uno dei punti più delicati per la valutazione degli errori sistematici.

In fig.3.2 è illustrata, per vari valori di σ_V , la frazione di decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ che la ricostruzione pone al di fuori di un volume di raggio l , confrontata con il valore reale (corrispondente a $\sigma_V = 0$): scegliendo come valore di taglio $l_S^{max} \sim 70mm$ e ponendo realisticamente $\sigma_V = 10mm$ si ricava una perdita relativa di eventi $\leq 10^{-4}$. Questa rappresenta una correzione da apportare a R_V , ma ciò che dà l'errore sistematico è l'incertezza su tale valore: poiché esso può essere stimato sperimentalmente con una

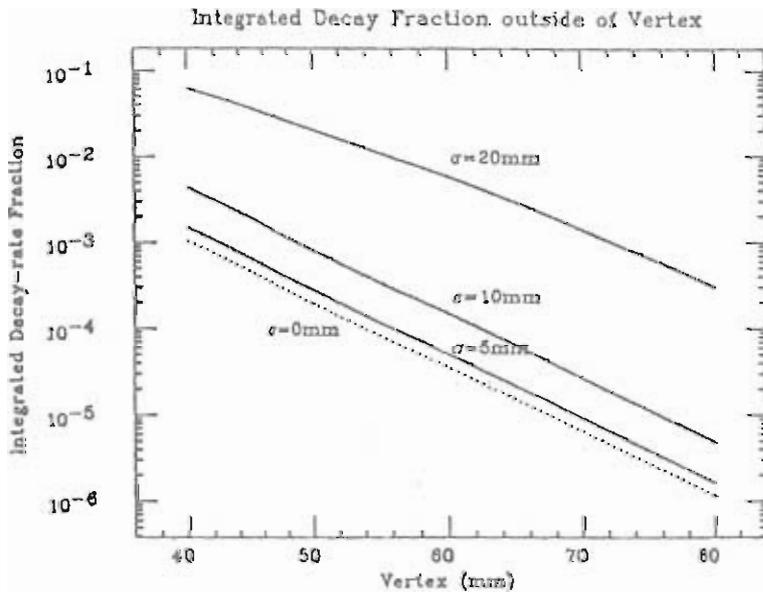


Figura 3.2: Frazione integrata di decadimenti $K_S^0 \rightarrow \pi\pi$ che avvengono fuori da un volume di raggio l .

precisione $\sim 10^{-4}$, l'incertezza su $\int_{V_S^0} e^{-\frac{l}{\Lambda_S}} dl$ risulta $\sim 10^{-8}$ quindi trascurabile. È necessario sottolineare che questo risultato non dipende dalla conoscenza accurata né della risoluzione σ_V né del valore di taglio l_S^{max} ; i volumi fiduciali dei decadimenti carichi e neutri del K_S^0 possono perciò essere considerati coincidenti, ed R_V assume la forma semplificata

$$R_V = \frac{\int_{V_L^{+-}} e^{-\frac{l}{\Lambda_L}} dl}{\int_{V_L^{00}} e^{-\frac{l}{\Lambda_L}} dl} . \quad (3.9)$$

Esaminando ora i decadimenti $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, poiché vale $\Lambda_L \gg \sigma_V$ per qualsiasi ragionevole risoluzione sperimentale della posizione dei vertici, la distribuzione degli eventi può essere considerata costante su distanze dell'ordine di qualche centimetro. Ciò permette di ignorare gli effetti dovuti alle incertezze sugli eventi prossimi agli estremi del volume fiduciale (*smearing*), come quantificato in tab.3.4 dove ω rappresenta la differenza relativa fra gli eventi ricostruiti e quelli realmente avvenuti nel volume $15-150cm$, calcolata per diversi valori della risoluzione.

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 3.4: Valori di $\omega \equiv (N_{ric} - N_{veri})/N_{veri}$ per varie risoluzioni nella posizione del vertice neutro.

Contrariamente al caso del K_S^0 ora però vale $\Lambda_L \gg l_L^{max} = 150cm$; una diversa valutazione dei volumi fiduciali nel caso carico ed in quello neutro si traduce quindi in una sostanziale differenza nel numero di eventi raccolti per i due canali. Per soddisfare la richiesta $\Delta R_V \sim 2 \times 10^{-4}$ è necessario che la differenza fra i volumi fiduciali sia conosciuta con una precisione di $\sim 0.2mm$, raggiungibile solo mediante accurate calibrazioni. Si può a tal scopo utilizzare nuovamente i decadimenti $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$, nei quali la risoluzione del vertice è σ_V quando esso viene ricostruito "in modo neutro" mediante $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, mentre si suppone infinita se tale posizione viene ricavata dall'intersezione delle tracce cariche K^\pm e π^\pm . Entro sezioni del volume di decadimento del K_L^0 opportunamente scelte, si può calcolare l'incertezza nella differenza fra i vertici ricostruiti nei due differenti modi, incertezza che vale $\sigma_V / \sqrt{N_{K^\pm}} \simeq 10^{-3}mm$; questa però non rappresenta altro

che l'errore relativo alla differenza dei volumi fiduciali, che è quindi misurabile (in linea teorica) ad un livello di precisione molto superiore a quanto strettamente necessario.

Infine notiamo che una differenza di soli $10mm$ nei raggi di V_L^{+-} e V_L^{00} , dello stesso ordine cioè di σ_V , introduce già una variazione di R_V di $\sim 1\%$; per evitare correzioni eccessive è quindi opportuno che i volumi fiduciali siano presi quanto più simili possibile.

3.2.3 Valutazione del fondo

Il contributo al segnale da parte del fondo è stato oggetto di studi accurati sin dalle prime proposte di ϕ -factory [63,71], per le rilevanti conseguenze che la sua identificazione comporta rispetto alle caratteristiche del rivelatore.

Il numero di eventi di segnale $N^{\pi\pi}$ osservati per ciascun canale, indicato nel precedente paragrafo con N^{oss} , si ottiene dal numero totale di eventi N^{tot} sottraendovi la contaminazione del fondo N^{fondo} ; valgono perciò le

$$N^{\pi\pi} = N^{tot} - N^{fondo} \quad (3.10)$$

$$\Delta N^{\pi\pi} = \sqrt{(\sqrt{N^{tot}})^2 + (\Delta N^{fondo})^2} \quad (3.11)$$

I criteri di selezione degli eventi sono tali da limitare molto i tipi di fondo; essenzialmente si tratta di eventi $\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0$ in cui il decadimento di un K viene identificato come $K \rightarrow \pi\pi$ erroneamente. Sarà perciò

$$N^{fondo} = \kappa N_K BR(K \rightarrow fondo) \quad (3.12)$$

dove κ è il fattore di reiezione su ciascun processo di fondo, fattore che esprime in pratica le capacità di identificazione del rivelatore. Detta α la precisione con la quale si è in grado di conoscere il fondo ($\alpha = \frac{\Delta N^{fondo}}{N^{fondo}}$), ad esempio esaminandone lo spettro, perché il contributo dell'errore sul numero degli eventi di fondo sia trascurabile rispetto all'incertezza statistica (contributo $\Delta N^{fondo} \simeq 10\% \Delta N^{\pi\pi}$ cioè $\Delta N^{fondo} \leq \frac{1}{\sqrt{5}} \sqrt{N^{\pi\pi}}$) è necessario che i fattori di reiezione soddisfino la relazione

$$\alpha \kappa N_K BR(K \rightarrow fondo) \leq \frac{\sqrt{N^{\pi\pi}}}{\sqrt{5}} \quad ; \quad (3.13)$$

si ottiene quindi facilmente

$$\kappa = \frac{BR(K \rightarrow \pi\pi)}{BR(K \rightarrow fondo)} \times \frac{1}{\alpha \sqrt{5} \sqrt{N^{\pi\pi}}} \quad (3.14)$$

segnale	fondo	rapporto BR	fattore di reiezione κ	
			$\alpha = 10\%$	$\alpha = 1\%$
$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$	1:238	1.1×10^{-5}	1.1×10^{-4}
$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$	1:133	1.3×10^{-5}	1.3×10^{-4}
	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$	1:191	0.9×10^{-5}	0.9×10^{-4}
	$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$	1:61	2.8×10^{-5}	2.8×10^{-4}

Tabella 3.5: Principali tipi di fondo e relativi fattori di reiezione.

Poiché $BR(K_S^0 \rightarrow \pi\pi) \simeq 100\%$, i decadimenti del K_S^0 sono pressoché esenti da fondo. Ovviamente la situazione è molto diversa per gli eventi che violano CP $K_L^0 \rightarrow \pi\pi$; la tab.3.5, assumendo per la statistica i valori riportati nei precedenti paragrafi, riporta per i due canali di segnale del K_L^0 i rispettivi tipi di fondo ed i fattori di reiezione richiesti. Il caso $\alpha = 10\%$ corrisponde essenzialmente ad una selezione del segnale evento per evento, mentre con $\alpha = 1\%$ si assume una sottrazione del fondo su base statistica; in entrambe le situazioni i fattori di reiezione richiesti sono notevoli, ed è necessaria una accurata analisi per verificarne la realizzabilità.

$K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$.

La frazione di eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rightarrow 6\gamma$ in cui due fotoni vengano persi, così da simulare $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$, dipende strettamente dall'efficienza del rivelatore e dalla presenza in esso di zone inerti, costituite essenzialmente dai quadrupoli (*cfr.* par.3.1). Nella geometria proposta la frazione citata risulta $\sim 10^{-3}$, mentre tagli cinematici sulla massa invariante delle due coppie di fotoni e sulla loro energia totale forniscono una ulteriore reiezione $\sim 10^{-2}$. Il fattore globale $\sim 10^{-5}$ [72] così ottenuto è perciò consistente con quanto richiesto; se però le stime effettuate si dovessero rivelare leggermente ottimistiche diverrebbe necessario rendere "attivi" i quadrupoli, ricoprendoli con opportuni rivelatori di fotoni.

$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$.

Questo fondo viene ridotto innanzi tutto usando l'energia totale delle tracce cariche E_{+-} e la loro massa invariante M_{+-} , calcolate sulla base dei momenti misurati ed assumendo per entrambe le particelle la massa del pione carico; un taglio nel piano E_{+-}, M_{+-} garantisce una reiezione $\sim 8 \times 10^{-4}$, tenendo conto anche della distribuzione in energia dei fasci. Un *fit* globale dell'evento, utilizzando tutti i vincoli cinematici disponibili, fornisce poi una ulteriore selezione $\sim 2 \times 10^{-2}$ per un rivelatore di caratteristiche ra-

gionevoli. Nuovamente il fattore di reiezione stimato è al limite delle richieste: in questo caso si potrebbe ottenere un netto miglioramento se fossero possibili misure accurate di dE/dx , in grado di identificare direttamente muoni e pioni. Ovviamente un dispositivo dedicato alla sola identificazione delle particelle, mediante effetto Čerenkov o misura del tempo di volo, eliminerebbe del tutto il fondo dato dai decadimenti semileptonici dei K ; tali apparati però, in quanto posizionabili solo internamente rispetto al calorimetro elettromagnetico, potrebbero diminuire drasticamente l'efficienza di rivelazione dei fotoni.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu .$$

Più semplice da riconoscere rispetto ai decadimenti $K_{\mu 3}$ grazie all'identificazione dell'elettrone nel calorimetro elettromagnetico.

$$K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 .$$

Le masse delle particelle cariche e neutra sono ora comparabili: il taglio nel piano E_{+-}, M_{+-} garantisce perciò un fattore di reiezione più che adeguato.

Altri possibili eventi di fondo.

Sia i decadimenti $\phi \rightarrow S^* / \delta \quad \gamma \rightarrow K_S^0 K_S^0 \gamma$ che la rigenerazione hanno come effetto la presenza di stati K_S^0 , al posto dei previsti K_L^0 , nella direzione opposta ai K_S^0 identificati mediante produzione di coppie $\pi^+ \pi^-$ (cfr. par.3.2.1). Questi ulteriori K a vita breve, decadendo normalmente in stati a due pioni, simulano violazione di CP da parte degli attesi K_L^0 , costituendo perciò un fondo per il segnale. Si è però già visto che la scelta di opportuni volumi di decadimento ed una semplice misura della rigenerazione nell'apparato permettono di ignorare tranquillamente questi effetti [73]. Occorre notare infine che nel caso fosse $\epsilon' = 0$ i due tipi di kaoni neutri decadrebbero in $\pi^+ \pi^-$ e $\pi^0 \pi^0$ con lo stesso rapporto, e che quindi la sostituzione di K_L^0 con K_S^0 non modificherebbe il doppio rapporto.

3.3 Il rivelatore KLOE: soluzioni tecniche proposte.

Le caratteristiche generali richieste ad un rivelatore per studi di violazione di CP ad una ϕ -factory, esposte nel capitolo precedente, devono trovare una loro realizzazione pratica mediante appropriate soluzioni tecniche. Ovviamente, la scelta fra le varie possibilità si effettua soprattutto sulla base delle singole prestazioni, ma indubbia importanza rivestono anche i tempi ed i costi di lavorazione. Queste considerazioni hanno portato alla proposta preliminare per il rivelatore KLOE, la quale prevede essenzialmente due sottosistemi:

- camera tracciante a deriva;
- calorimetro elettromagnetico a campionamento.

Anche l'identificazione delle particelle viene richiesta agli apparati indicati, evitando così l'inserimento di materiale aggiuntivo che potrebbe ridurre l'efficienza di rivelazione dei fotoni da parte del calorimetro. Nei prossimi paragrafi sono esaminati più in dettaglio i due sottosistemi ed anche i problemi connessi alla acquisizione dei dati; particolare attenzione viene dedicata al calorimetro elettromagnetico, che costituisce il principale oggetto di studio di questa tesi.

3.3.1 Il sistema tracciante.

L'apparato tracciante deve circondare il tubo a vuoto di berillio (raggio al punto di interazione 8cm) ed estendersi almeno 50cm oltre il volume fiduciale per i decadimenti del K_L^0 , in modo tale da mantenere una risoluzione in momento il più uniforme possibile anche per tracce il cui vertice sia prossimo all'estremo superiore di tale volume. Questa richiesta, assieme alla necessità di una statistica adeguata (soddisfatta da $l_L^{max} = 150\text{cm}$) ed alle fattibilità tecniche, porta ad un dispositivo a forma di cilindro equilatero di raggio 2m .

L'elevatissima luminosità di DAΦNE sembra precludere la possibilità di utilizzare una *camera a proiezione temporale* (TPC) quale sistema tracciante, a causa del lungo tempo di integrazione necessario per la raccolta degli elettroni di deriva; si è quindi proposto l'utilizzo di una *camera a deriva cilindrica* (CDC). La geometria delle traiettorie dei pioni emessi nei decadimenti di K_L^0 e K^\pm (apertura media delle tracce $\sim 150^\circ$,

vertici distribuiti su tutto il volume) è tale da non rendere vantaggiosa la scelta di camere con struttura delle celle "jet-like"; l'orientamento è perciò verso celle a singolo filo e di struttura esagonale o quadrata-rettangolare. Le misure verrebbero effettuate in almeno 50 strati, nei quali i fili assumono alternativamente direzione assiale e piccoli angoli sterici: questo comporta celle di $2 \sim 3\text{cm}$ di larghezza e circa 10^4 fili di segnale.

Il limite all'accuratezza con la quale si è in grado di misurare l'impulso delle particelle cariche prodotte, visto il modesto valore di quest'ultimo ($p \leq 300\text{ MeV}$), è dovuto essenzialmente al fenomeno della diffusione multipla, proporzionale al numero atomico del gas utilizzato per il riempimento della camera. Ciò porta a preferire miscele gassose basate su helio piuttosto che su argon, ottenendo in tal modo anche una diminuzione degli effetti di rigenerazione dei K_L^0 . È stato calcolato [74] che una camera a drift rispondente ai precedenti requisiti, riempita con una miscela elettrostaticamente stabile 95% He, 5% isobutano ed immersa in un campo magnetico assiale di $0.6 \sim 0.7\text{ T}$, presenta le caratteristiche necessarie a permettere la misura di $\Re(\epsilon'/\epsilon)$ con la precisione richiesta di 10^{-4} , vale a dire [63]

$$\begin{aligned} \Delta p/p &\sim 10^{-3} \\ \Delta\vartheta &\simeq \Delta\varphi \sim 1\text{ m rad} \\ \Delta v &\sim 1\text{mm}(\text{vertice } K_{S,L}^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) \end{aligned} \tag{3.15}$$

Grazie all'elevato potenziale di ionizzazione dell'helio, e quindi al modesto numero di elettroni prodotti per unità di lunghezza di traccia, l'apparato proposto può permettere il conteggio dei singoli gruppetti (*cluster*) di elettroni che giungono sul filo di segnale, ed anche la misura del loro tempo di arrivo. Questo potrebbe migliorare sensibilmente la precisione con la quale è possibile conoscere le coordinate dei punti della traccia, ma soprattutto renderebbe possibile una valutazione molto accurata di dE/dx . La fattibilità di questa misura dipende strettamente dalle capacità del sistema elettronico di lettura della camera (*readout*): per distinguere *cluster* distanziati fra loro di solo pochi nanosecondi è necessario utilizzare convertitori analogico-digitali (ADC) operanti a frequenze di centinaia di *MHz*.

3.3.2 Il calorimetro elettromagnetico.

Caratteristiche richieste.

Sebbene DAΦNE sia un collisore e^+e^- con regione luminosa praticamente puntiforme, molte delle particelle di decadimento che devono essere rivelate non hanno origine nel punto di interazione; questo fatto impone al calorimetro di KLOE requisiti indubbiamente differenti rispetto agli apparati di altri esperimenti a fasci incrociati. I mesoni K_L^0 decadono quasi uniformemente all'interno del volume fiduciale già specificato: i loro prodotti di decadimento ($\pi^\pm, l^\pm, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ e ν) hanno perciò un'origine distribuita su tutto il volume. Anche la loro direzione, a causa delle basse energie in gioco, può discostarsi molto dalla direzione di volo del kaone progenitore, rendendo perciò privo di significato l'utilizzo di geometrie puntanti per il calorimetro.

I vincoli più stringenti all'apparato provengono dalla necessità di determinare la posizione del vertice del raro decadimento neutro $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 2\gamma 2\gamma$, dopo averlo riconosciuto con bassa probabilità di errore. Questo richiede da parte del calorimetro:

1. copertura pressoché totale dell'angolo solido (ermeticità): è necessario un accurato studio delle perdite dovute sia ai fori per il passaggio del tubo a vuoto che soprattutto ai quadrupoli interni al volume di decadimento; inoltre la struttura deve essere tale da minimizzare le zone morte;
2. alta efficienza nella rivelazione di fotoni su tutto l'intervallo di energie loro permesso ($15 \sim 300 \text{ Mev}$): limita la quantità di materiale che può precedere la parte attiva del calorimetro, onde evitare assorbimento dei γ di bassa energia;
3. buona risoluzione in energia, $\sigma(E)/E \approx 5\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$: necessaria per ottenere un elevato fattore di reiezione degli eventi $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ in cui due fotoni siano non rivelati, grazie al calcolo della massa invariante delle coppie di fotoni, che deve risultare prossima a m_{π^0} ;
4. determinazione del punto di conversione dei γ con una accuratezza di alcuni millimetri: con un *fit* cinematico globale (vincolato sulle masse e su energia ed impulso totali) che utilizzi energia e coordinate del punto di conversione dei quattro fotoni con le precisioni indicate, è possibile determinare la posizione $L_{K_L^0}$ del vertice neutro $K_L^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ con una accuratezza di $1 \sim 2 \text{ cm}$. Tale precisione, secondo

gli argomenti del par.3.2.2, è sufficiente per poter ignorare gli errori sistematici sul rapporto R_V .

La modesta velocità dei K provenienti dal decadimento della ϕ ($\beta \simeq 0.22$) permette inoltre una misura differente della posizione del vertice in esame, come schematizzato in fig.3.3. Questo metodo presenta l'importante caratteristica di fornire soluzioni indipendenti ($L_{K_L^0}, L_\gamma$) per ognuno dei quattro fotoni: inserendo perciò nel *fit* anche le equazioni sotto riportate, oltre a poter allentare le richieste sulle accuratèzze in energia e posizione dei γ , è possibile ottenere buone stime di $L_{K_L^0}$ anche nel caso che un fotone sfugga alla rivelazione. Un dettagliato studio dell'opzione del tempo di volo ora introdotta [75] suggerisce una nuova possibilità per il calorimetro, al quale verrebbe ora richiesta la

5. determinazione del tempo di arrivo dei fotoni con una eccellente risoluzione, $\sigma_t \approx 300ps/\sqrt{E_\gamma/20 GeV}$: ciò permette di ottenere $\sigma_L \simeq 0.75cm$ per il vertice neutro del K_L^0 anche con le risoluzioni $\sigma(E)/E = 7\%/\sqrt{E_\gamma(GeV)}$, $\sigma_x = \sigma_y = 1cm$, $\sigma_z = 5cm$, decisamente più modeste di quanto richiesto nei punti 3 e 4 e quindi realizzabili con maggiore facilità .

$$\begin{cases} D^2 + L_{K_L^0}^2 - 2 \cdot D \cdot L_{K_L^0} \cos \vartheta = L_\gamma^2 \\ L_{K_L^0}/\beta + L_\gamma = ct \end{cases}$$

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

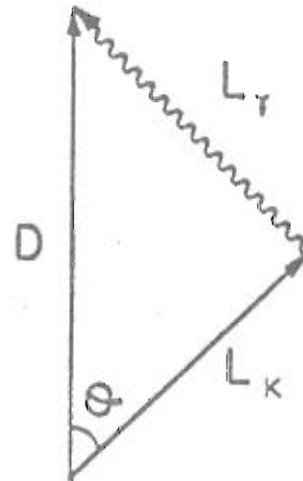


Figura 3.3: L'opzione del tempo di volo: relazioni fondamentali.

Confronto fra possibili alternative: il calorimetro Pb-SCIFI.

La richiesta misura tridimensionale dei punti di conversione dei fotoni non può essere soddisfatta con il metodo del "centro di gravità" dello sciame prodotto; questo a causa della bassa energia dei fotoni stessi, che comporta sciami limitati e con grandi fluttuazioni laterali (diffusioni multiple). I calorimetri a cristalli scintillanti disposti nella usuale geometria proiettiva, che utilizzano proprio questa tecnica, devono essere perciò scartati; altri apparati proposti [70,76] utilizzando barre di scintillatore inorganico (CsI(Tl)), disposte ora in piani paralleli all'asse del rivelatore, pur avendo prestazioni notevoli presentano problemi meccanici e di lettura di non facile soluzione.

I calorimetri a gas liquefatto necessitano invece di criostati, le cui pareti spesse causano diffusione delle particelle prodotte nella camera tracciante; la necessaria presenza di spazi vuoti fra tali pareti limita inoltre la copertura dell'angolo solido da parte della zona attiva dell'apparato.

Un calorimetro a campionamento basato su strati sottili di piombo e fibre scintillanti, Pb-SCIFI [67,77,78], sembra essere la soluzione migliore ai problemi esposti: esso permette di eliminare completamente sia la presenza di materiale estraneo che le zone morte, grazie alla possibilità di costruzione modulare. In fig.3.4 è indicata la geometria

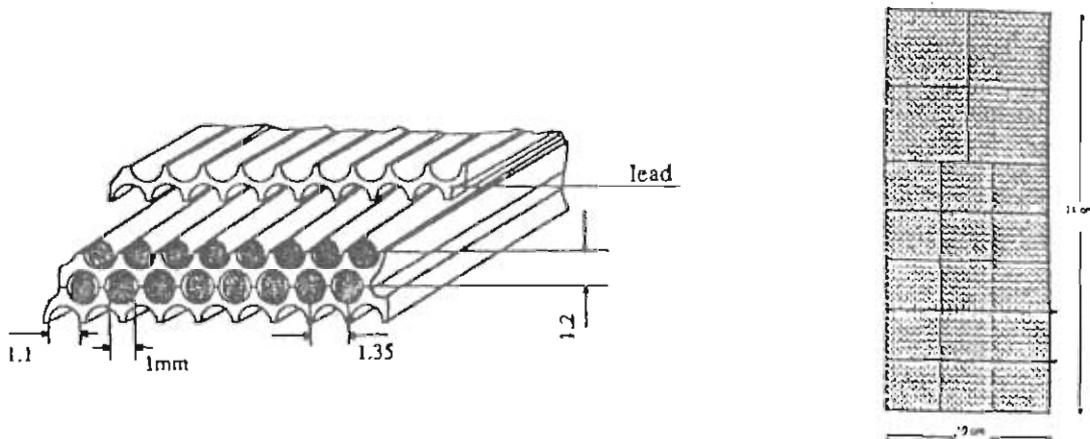


Figura 3.4: Calorimetro Pb-SCIFI: dettaglio e possibile struttura modulare (cfr. pag.69).

più promettente: essa utilizza lastre di piombo di spessore 0.35mm , con scanalature tali da alloggiare fibre scintillanti di diametro 1mm in modo che i centri delle fibre siano ai vertici di un triangolo equilatero di raggio 1.35mm . Il rapporto in volume fra piombo e scintillatore nella struttura considerata è di 35:50 (il restante 15% è collante ottico) che comporta una frazione di campionamento del 15% ed una lunghezza di radiazione media $\bar{X}_0 \simeq 1.6\text{cm}$; queste caratteristiche permettono di ottenere una risoluzione in energia $\sigma(E)/E \leq 5\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ [79] per un calorimetro di $15X_0$, corrispondenti a soli 24cm , nel quale il contenimento è ottimo per fotoni di energia $E_\gamma \leq 0.5\text{GeV}$.

Ipotizzando una struttura standard del calorimetro ("barile" più due "tappi"), la scelta più ovvia per il barile prevede le fibre disposte parallelamente all'asse del rivelatore ($l \sim 4.5\text{m}$) e lette da fototubi alle due estremità; la miglior struttura dei tappi è meno evidente, ma l'orientamento generale è verso una soluzione che impieghi ancora fibre, in questo caso però disposte ad arco di circonferenza (cfr. fig.3.6). È importante sottolineare che, per quanto esposto all'inizio di questo paragrafo, gli angoli di incidenza dei fotoni sul calorimetro sono così variabili da far perdere significato alle usuali denominazioni *side-on* ed *head-on*; le basse energie in gioco comportano inoltre sciami elettromagnetici molto diffusi lateralmente, il che avvicina ulteriormente le due soluzioni.

Prestazioni del calorimetro Pb-SCIFI.

La granularità della lettura deve essere tale da permettere le risoluzioni richieste $\sigma_x = \sigma_y \simeq 1\text{cm}$ per il punto di conversione del fotone: considerando moduli $3.3 \times 3.3\text{cm}^2$ (cfr. fig.3.4) letti da un fototubo a ciascuna estremità mediante opportune guide o concentratori di luce, si ottiene la precisione voluta $\sigma_x = \sigma_y = 3.3/\sqrt{12}\text{cm} \simeq 1\text{cm}$.

La coordinata z del punto di conversione, almeno per quanto riguarda il barile, può essere determinata grazie alla differenza in tempo fra i segnali raccolti alle due estremità delle fibre. Se la richiesta risoluzione di qualche centimetro non fosse ottenibile mediante tale metodo, si renderebbe necessaria una sostanziale modifica dello schema proposto, con l'inserimento fra i moduli di piani nei quali barrette di scintillatore siano disposte perpendicolarmente all'asse del rivelatore; ovviamente questo creerebbe problemi legati al trasporto del segnale fino alla zona esterna di lettura.

La risoluzione dei tempi di volo è stata misurata, mediante prototipi ridotti, su fasci di elettroni e muoni; i risultati ottenuti, $\sim 87\text{ps}/\sqrt{E_0(\text{GeV})}$ [80], non sono ancora

del tutto soddisfacenti, ma possono ancora essere migliorati scegliendo fibre ottimali (maggior lunghezza di attenuazione e numero di fotoni per mm per mip passante) e fototubi veloci (tempo di salita del segnale $\leq 2ns$).

Poiché la maggior parte dei fotoni produce la coppia primaria entro le prime lunghezze di radiazione (*cf.* par.4.2.3), non è necessario mantenere una alta risoluzione in x , y e z lungo tutto lo spessore del calorimetro; sono perciò sufficienti 3 ~ 5 strati di moduli $3.3 \times 3.3 \text{ cm}^2$, corrispondenti alle prime 6 ~ 10 X_0 , seguiti da una sezione di contenimento ad accuratezza inferiore per le restanti 9 ~ 5 X_0 . Nella proposta originale di Antonelli *et al.* [67], alla quale si riferisce la fig.3.4 essa è formata da due moduli più estesi, $5.4 \times 5.4 \text{ cm}^2$ per un totale di $6.75X_0$, successivi a quattro del tipo già descritto ($8.25X_0$); anche altre possibilità sono state però prese in considerazione, e diversi studi e misurazioni sono attualmente in atto [81,82].

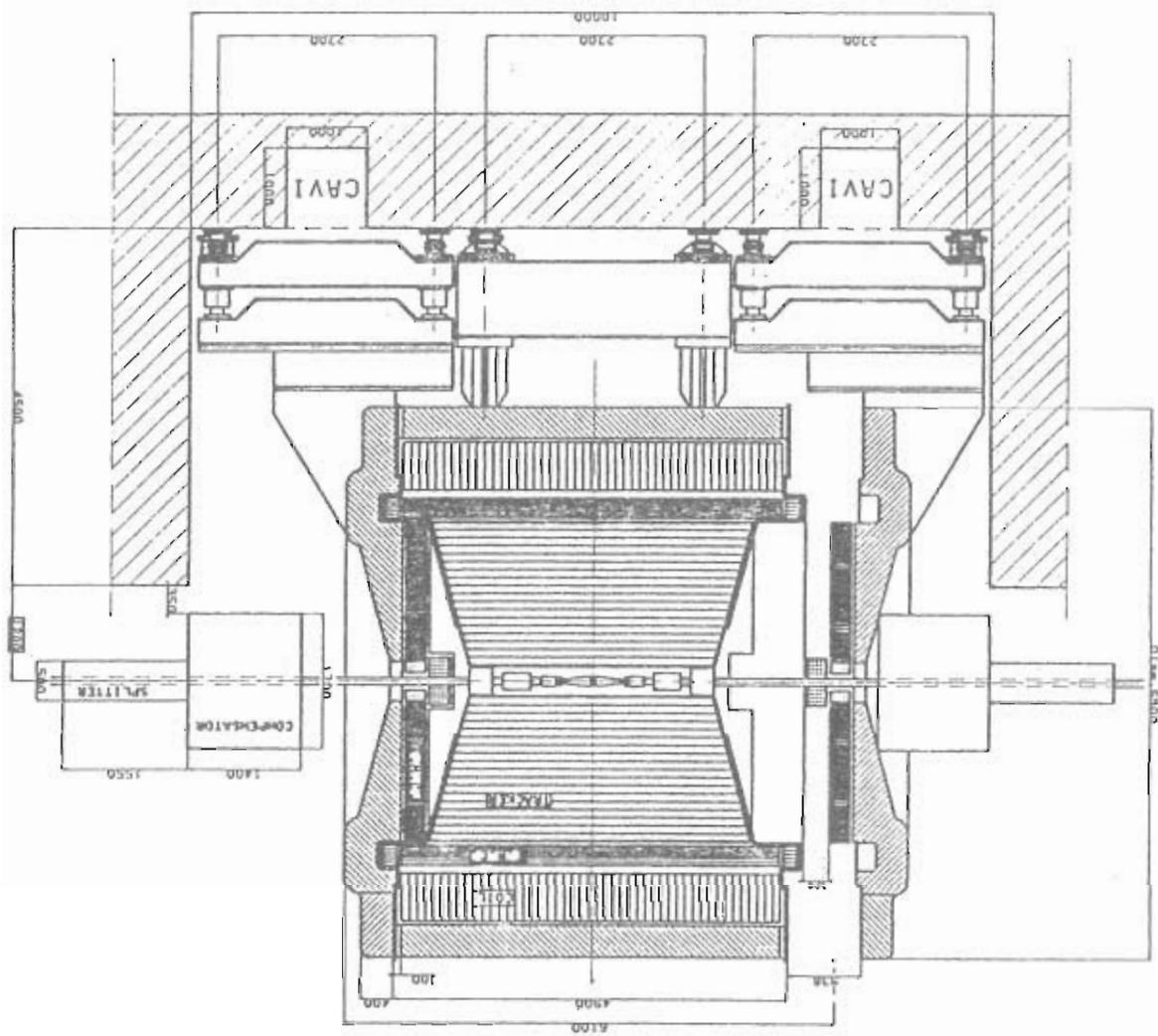
Il calorimetro come parte di KLOE.

Usando come riferimento la soluzione indicata si ottiene un numero globale di circa 5000 canali, elevato ma non eccessivo. Una opportuna sagoma del giogo di ritorno del campo magnetico potrebbe diminuire di un fattore 100 il valore di B nelle zone di lettura delle fibre, permettendo così l'utilizzo di fototubi ad alto guadagno ($G \approx 10^6$); in caso contrario si renderebbe necessario l'uso di fotomoltiplicatori insensibili al campo magnetico quali i "mesh-dynode", che presentano però l'inconveniente di un guadagno decisamente inferiore ($G \approx 10^4$). In entrambi i casi, un ampio intervallo di linearità (~ 500 volte il segnale minimo) ed un ridotto tempo di risposta vengono richiesti ai fototubi.

Da quanto esposto si comprende che allo stato attuale, pur essendo fissate le caratteristiche generali del calorimetro, non sono escluse modifiche anche significative al progetto. La più eclatante riguarda la possibile sostituzione del piombo con rame: questa soluzione, pur comportando un inevitabile aumento dello spessore del calorimetro, presenta proprietà meccaniche superiori ma soprattutto una lavorazione molto più agevole. È necessario tuttavia che le dimensioni dell'apparato di rivelazione siano compatibili con una soluzione realistica per il solenoide generatore del campo magnetico.

Per concludere si riporta in fig.3.5,3.6 il progetto di massima del rivelatore.

Figura 3.5: Dimensioni caratteristiche del rivelatore KLOE a DAΦNE.



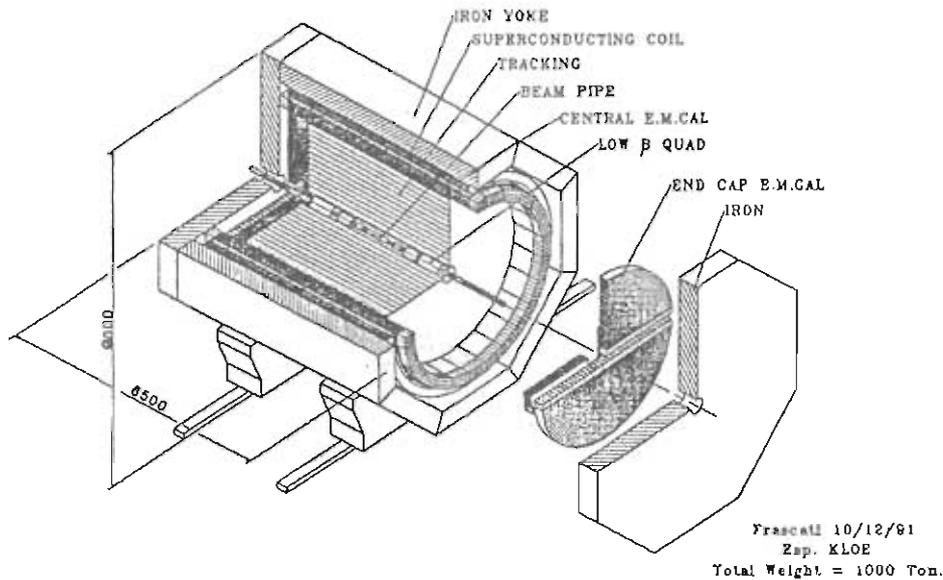


Figura 3.6: Schema generale del rivelatore KLOE a DAΦNE .

3.3.3 Il trigger ed i sistemi di acquisizione ed elaborazione dati

In tab.3.6 sono riportate le frequenze dei processi rivelabili a DAΦNE da parte di un apparato che copra una porzione di angolo solido avente angolo polare $8.5^\circ \leq \vartheta \leq 171.5^\circ$, nel caso considerato di una luminosità $\mathcal{L} = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

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 3.6: Frequenze dei processi rivelabili nell'angolo solido $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, $8.5^\circ \leq \vartheta \leq 171.5^\circ$, per $\mathcal{L} = 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La frequenza totale è largamente dominata dalla diffusione Bhabha fino alla regione $25^\circ \leq \vartheta \leq 155^\circ$, nella quale il processo di produzione della ϕ diventa competitivo; poiché è necessario tenere solo un piccolo campione di eventi Bhabha a scopo di calibrazione, un primo trigger deve riscalare il loro numero di un fattore ~ 10 . Essendo il tempo di risposta richiesto $\sim 1\mu\text{s}$, il trigger deve essere effettuato dal rivelatore stesso: grazie alle sue buone proprietà temporali il calorimetro a fibre illustrato in precedenza

può assolvere a questo compito, e permettere anche in modo analogo la reiezione immediata di eventi dovuti ai raggi cosmici. DAΦNE presenta poi la particolare situazione in cui vi è un incrocio fra pacchetti e^+e^- ogni $\sim 3ns$, ma solo un evento ogni ~ 4000 di tali incroci; il *trigger* calorimetrico deve quindi anche essere in grado di associare propriamente evento e relativo incrocio, nonostante i prodotti della reazione e^+e^- presentino un'ampia distribuzione dei tempi di arrivo.

La dimensione dei dati relativi a ciascun evento dipende fortemente dalle caratteristiche dell'apparato di rivelazione; si può però comunque stimare come ordine di grandezza in $5 \sim 20 \text{ Kbyte/evento}$, che con le frequenze indicate comporta una acquisizione dati in grado di ricevere $50 \sim 200 \text{ Mbyte/s}$. Un gruppo di studio sta attualmente verificando, in termini di potenza di elaborazione e di velocità di trasferimento dati, la fattibilità di tale richiesta.

Capitolo 4

Il calorimetro elettromagnetico di KLOE: ottimizzazione mediante simulazioni MonteCarlo.

Il gruppo DAΦNE di Trieste/Udine ha svolto durante lo scorso anno vari studi riguardanti possibili soluzioni tecniche per il calorimetro elettromagnetico di KLOE. L'ipotesi base dalla quale si è partiti è quella di un calorimetro a campionamento con scintillatore organico quale mezzo attivo: le caratteristiche generali di tale apparato sono state poi ottimizzate mediante simulazioni MonteCarlo; a questo scopo si è fatto uso degli *standard* nel campo della fisica delle particelle elementari, vale a dire i codici EGS e GEANT.

4.1 Ottimizzazione dei parametri mediante il codice EGS.

4.1.1 Descrizione generale del programma.

EGS (Electron-Gamma Shower) consiste in un pacchetto di programmi, eseguibili su diversi calcolatori, che simulano lo sviluppo di sciami elettromagnetici in vari materiali, usando il metodo MonteCarlo. Questo codice, sviluppato a partire dalla prima metà degli anni 70, si può far risalire direttamente fino ai primissimi programmi MonteCarlo (1958-60), ed è tuttora in continua evoluzione. Inizialmente per le nostre simulazioni abbiamo fatto uso del pacchetto EGS3 [83], quindi è stato possibile installare ed utilizzare una versione più recente, denominata EGS4 [84]; i due programmi citati non si discostano l'uno dall'altro nella trattazione fisica degli sciami, ma presentano

differenti possibilità geometriche per quel che riguarda la simulazione degli apparati. Queste possibilità , benché aumentate nella versione EGS4, non sono comunque tali da permettere una riproduzione realistica dell'intero rivelatore KLOE. Si è pertanto deciso di ottimizzare, mediante questo MonteCarlo, i parametri caratteristici di un più semplice calorimetro a campionamento "idealizzato", formato da lastre alternate assorbitore/scintillatore, parallele fra loro e di estensione infinita. I risultati così ottenuti sono stati quindi verificati con una simulazione più corrispondente alla reale geometria dell'apparato, effettuata mediante un codice differente (*cfr.* par.4.2).

La procedura di ottimizzazione adottata consiste nel confronto fra i risultati di diverse simulazioni, in cui un limitato numero di parametri viene di volta in volta variato; i passi di tale procedura possono essere così riassunti:

1. definizione del numero di moduli componenti il calorimetro; questo valore è stato fissato a 48 o 72 a seconda che si utilizzasse EGS3 od EGS4, a causa appunto delle minori possibilità della prima versione;
2. scelta del mezzo attivo, scintillatore plastico a base polistirenica, e del materiale assorbente nel quale i fotoni convertono, generalmente piombo ma in un caso si è utilizzato rame;
3. fissaggio degli spessori delle lastre di tali materiali, spessori che possono anche variare di modulo in modulo; è questo il punto fondamentale dell'ottimizzazione;
4. esecuzione del programma di simulazione per gruppi di fotoni monoenergetici (1000 γ sono sufficienti) che incidono ad angolo retto sulla struttura definita ai punti precedenti; i valori di energia considerati per tali fotoni sono i seguenti otto (in *MeV*)

15, 30, 50, 100, 150, 200, 250, 300,

che riproducono l'intervallo di interesse per i fotoni prodotti in una ϕ -factory . L'energia di taglio, al di sotto della quale le particelle non sono più seguite, è 0.1 *MeV* per gli elettroni e 0.03 *MeV* per i fotoni

In tab.4.1 sono infine riportati i valori fissati dei parametri per ciascuna delle simulazioni effettuate.

numero di moduli	assorbitore	spessore (mm)	
		assorbitore	scintillatore
48	piombo	1.2	3.0
48	piombo	1.5	3.0
48	piombo	1.8	3.0
1+47	piombo	4.2+1.2	3.0
1+47	piombo	4.5+1.5	3.0
48	piombo	1.2	6.0
48	piombo	1.5	6.0
48	piombo	1.8	6.0
1+47	piombo	4.2+1.2	6.0
1+47	piombo	4.5+1.5	6.0
10+8+10	piombo	1+1.5+3	6.0
72	piombo	1.0	3.0
72	piombo	1.2	3.0
72	piombo	0.75	6.0
72	piombo	1.0	6.0
72	piombo	1.2	6.0
72	piombo	1.0	10.0
72	piombo	1.0	12.0
72	piombo	1.0	15.0
72	rame	2.5	6.0

Tabella 4.1: Parametri caratteristici delle simulazioni effettuate con i codici EGS; calorimetro a campionamento con lastre di estensione infinita.

4.1.2 Risultati delle simulazioni: sviluppo e contenimento degli sciame.

Questo MonteCarlo fornisce indicazioni significative riguardo al deposito di energia nei vari piani del calorimetro simulato, ma, a causa della geometria semplificata, non è in grado di dare alcuna informazione di tipo spaziale o temporale. Le grandezze puramente calorimetriche (risoluzione in energia, sviluppo e contenimento dello sciame, ...) studiate per mezzo della simulazione in esame, sono però già da sole sufficienti a porre dei vincoli abbastanza stringenti alle caratteristiche dell'apparato: in questo paragrafo e nel seguente si espongono i risultati ottenuti per tali grandezze.

Lo sviluppo longitudinale di uno sciame è funzione dell'energia della particella primaria: per questo motivo si è focalizzata l'attenzione sul caso dei fotoni ad energia massima considerata (300 MeV). Alcuni risultati esemplificativi, riportati nelle fig.4.1,4.2,4.3,4.4, mostrano come il contenimento della cascata elettromagnetica dipenda principalmente

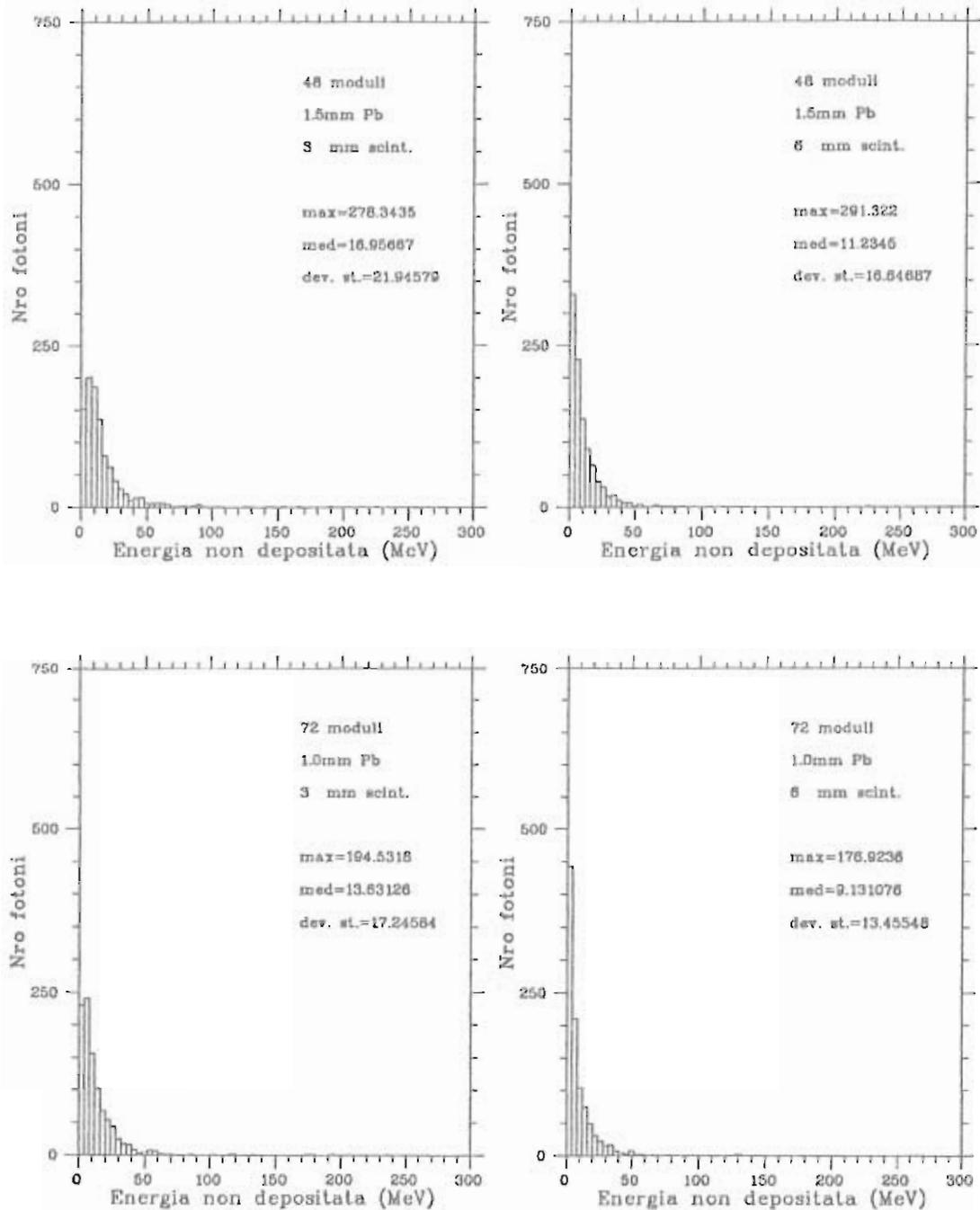


Figura 4.1: Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie di quest'ultimo, nel caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$; lo spessore totale è in tutti i casi $\sim 13X_0$.

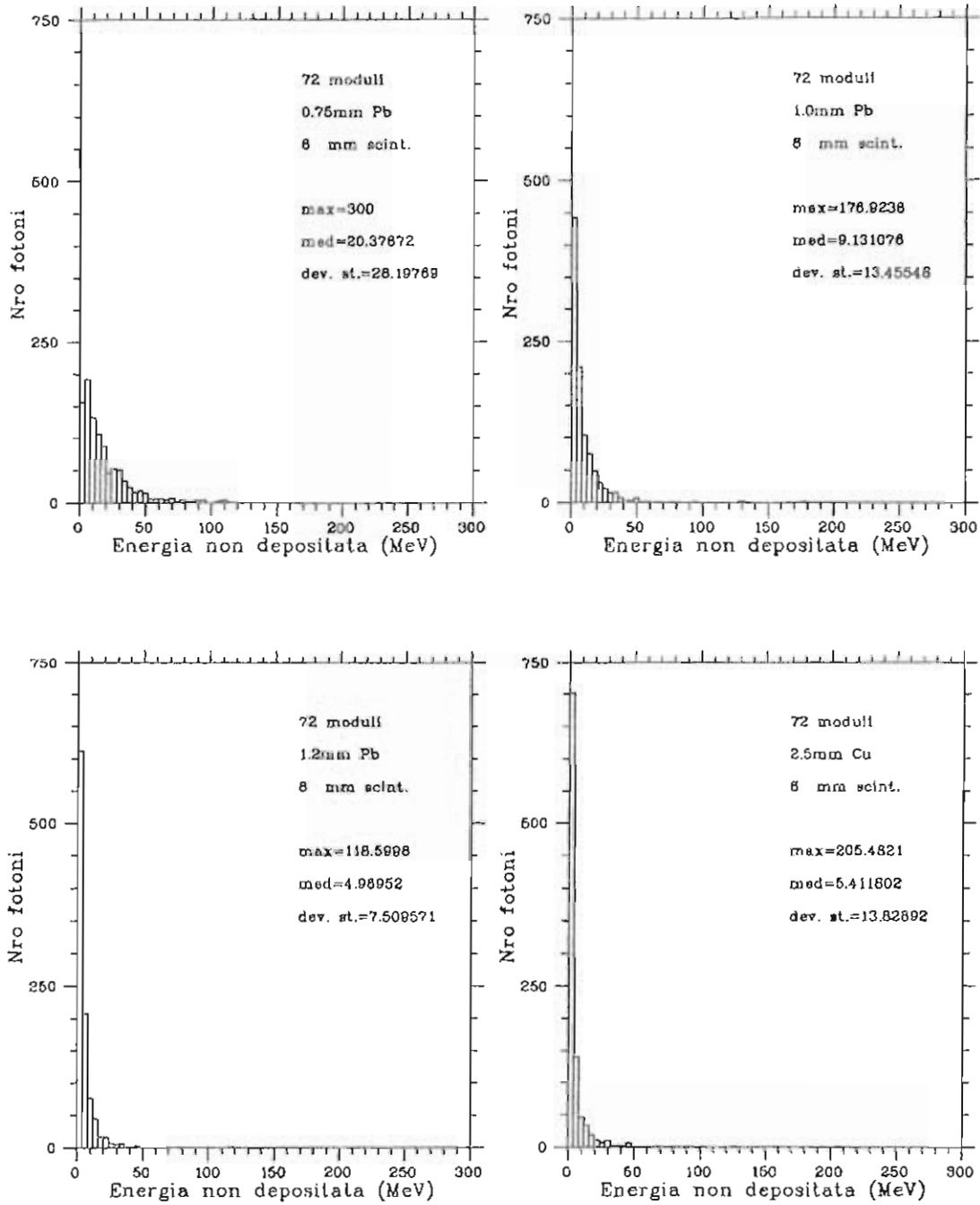


Figura 4.2: Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie di quest'ultimo, nel caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$; il numero di lunghezze di radiazione varia di caso in caso.

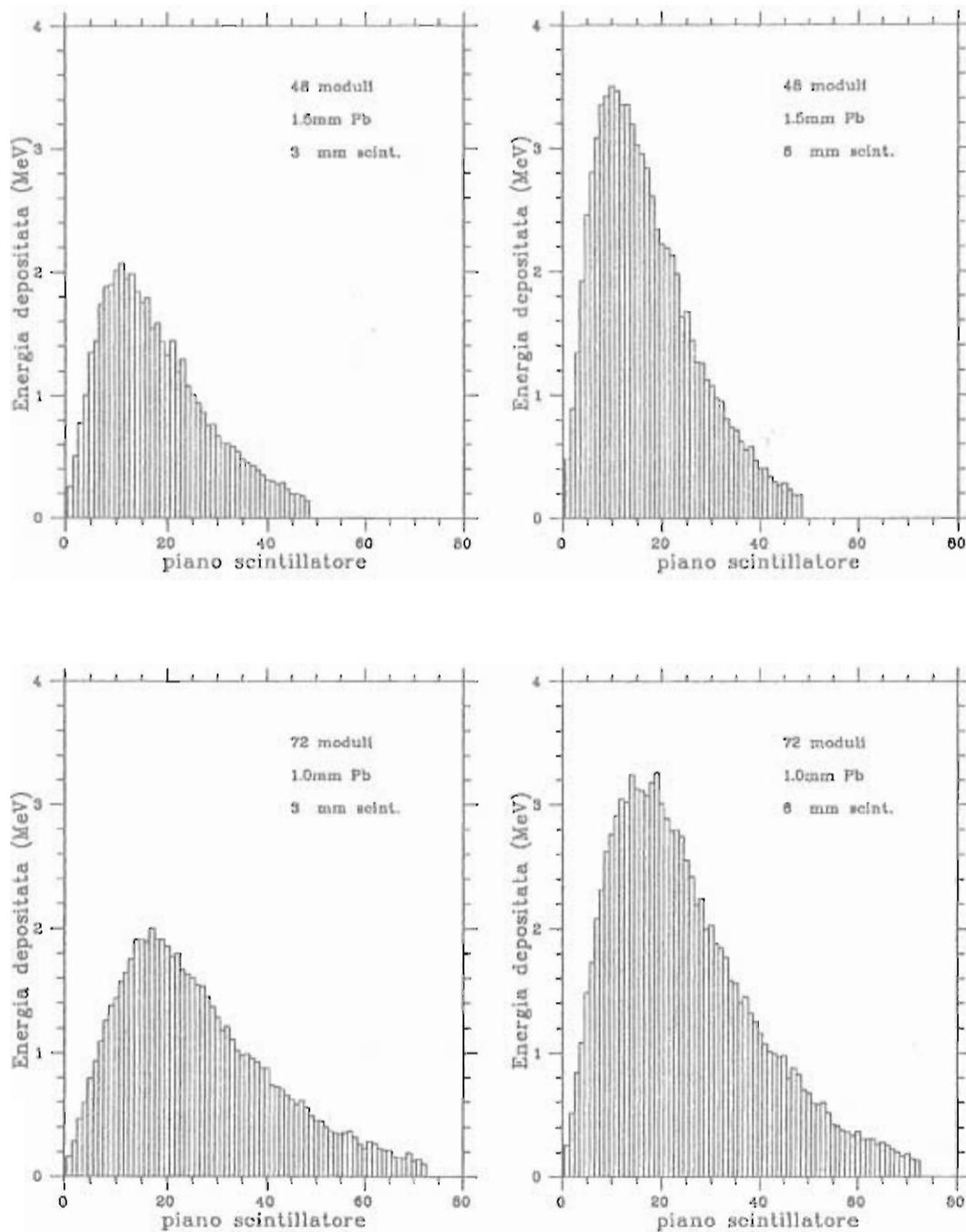


Figura 4.3: Energia depositata nei piani attivi del calorimetro per diverse geometrie, nel caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$; lo spessore totale è in tutti i casi $\sim 13X_0$.

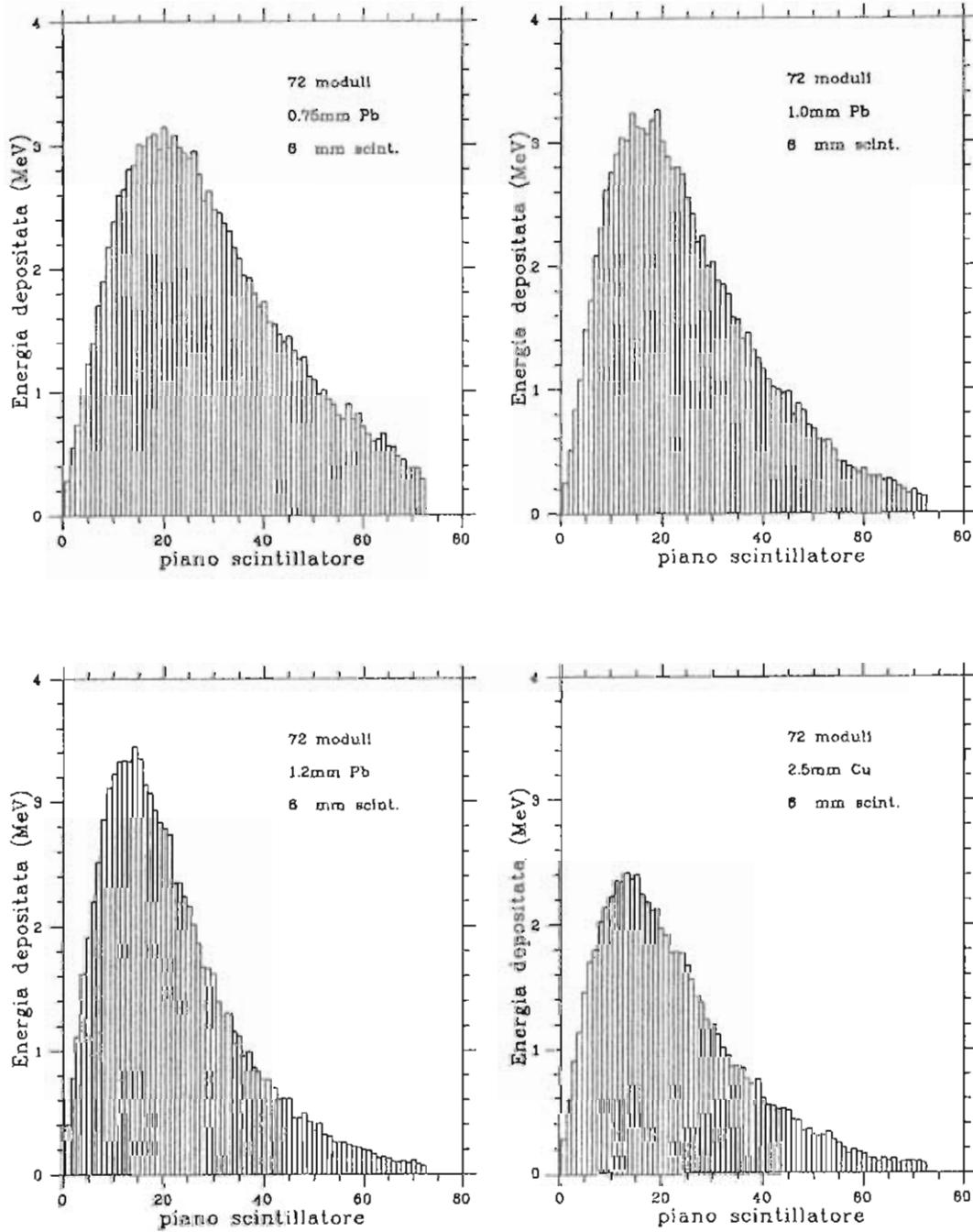


Figura 4.4: Energia depositata nei piani attivi del calorimetro per diverse geometrie, nel caso $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$; il numero di lunghezze di radiazione varia di caso in caso.

dallo spessore totale del calorimetro in termini di lunghezze di radiazione. Infatti anche per fotoni poco energetici come quelli considerati ($E_\gamma = 300 \text{ MeV}$) sono comunque necessari diversi processi di conversione/bremsstrahlung, governati esclusivamente dalla grandezza X_0 , prima che le coppie e^+e^- prodotte abbiano mediamente una energia inferiore a quella critica ($E_c \simeq 7 \text{ MeV}$ per il Pb): solo a tal punto le perdite di energia per ionizzazione diventano predominanti e lo sciame si degrada. Il mancato contenimento dello sciame è perciò dovuto essenzialmente ad un suo inizio ritardato. Il numero di lunghezze di radiazione è dato quasi unicamente dal materiale assorbente ad alto Z (numero atomico); quindi né la frequenza né la frazione di campionamento influenzano in modo significativo l'entità delle perdite di energia dovute alla fuoriuscita (*leakage*) di parte della cascata e.m. dal calorimetro. I casi illustrati rappresentano solo un esempio del lavoro di analisi svolto, che ha portato a fissare in $\sim 12X_0$ la quantità minima di assorbitore richiesta perché vi sia un sufficiente contenimento degli sciami.

Considerando i fotoni ad energia minima (15 MeV) non ha molto senso parlare di sciame, in quanto già la coppia originata dalla conversione primaria ha una energia comparabile ad E_c . In questo caso quindi, le perdite medie dovute al *leakage* dipendono maggiormente dallo spessore del mezzo attivo; tuttavia ciò non ha molta importanza, visto il valore trascurabile di tali perdite di energia. È invece significativo il numero di fotoni che attraversano l'intero calorimetro senza produrre coppie e quindi segnale: la richiesta di una efficienza di rivelazione superiore al 99% porta nuovamente alla necessità di uno spessore $\sim 12X_0$, come illustrato nelle fig.4.5,4.6,4.7,4.8,

4.1.3 Risultati delle simulazioni: risoluzione in energia.

Nel capitolo 3 sono state espone le caratteristiche richieste al calorimetro, fra le quali di indubbia importanza risultava la risoluzione totale in energia $\sigma(E)/E$; tale risoluzione, nel caso considerato di un calorimetro a campionamento, è data essenzialmente dai seguenti tre contributi, riportati nel normale ordine di importanza crescente:

- fluttuazioni dovute al *leakage*, responsabile della variabilità del deposito totale di energia nel calorimetro;
- fluttuazioni statistiche di N_{pe} , numero di fotoelettroni prodotti per unità di energia rilasciata nel mezzo attivo;

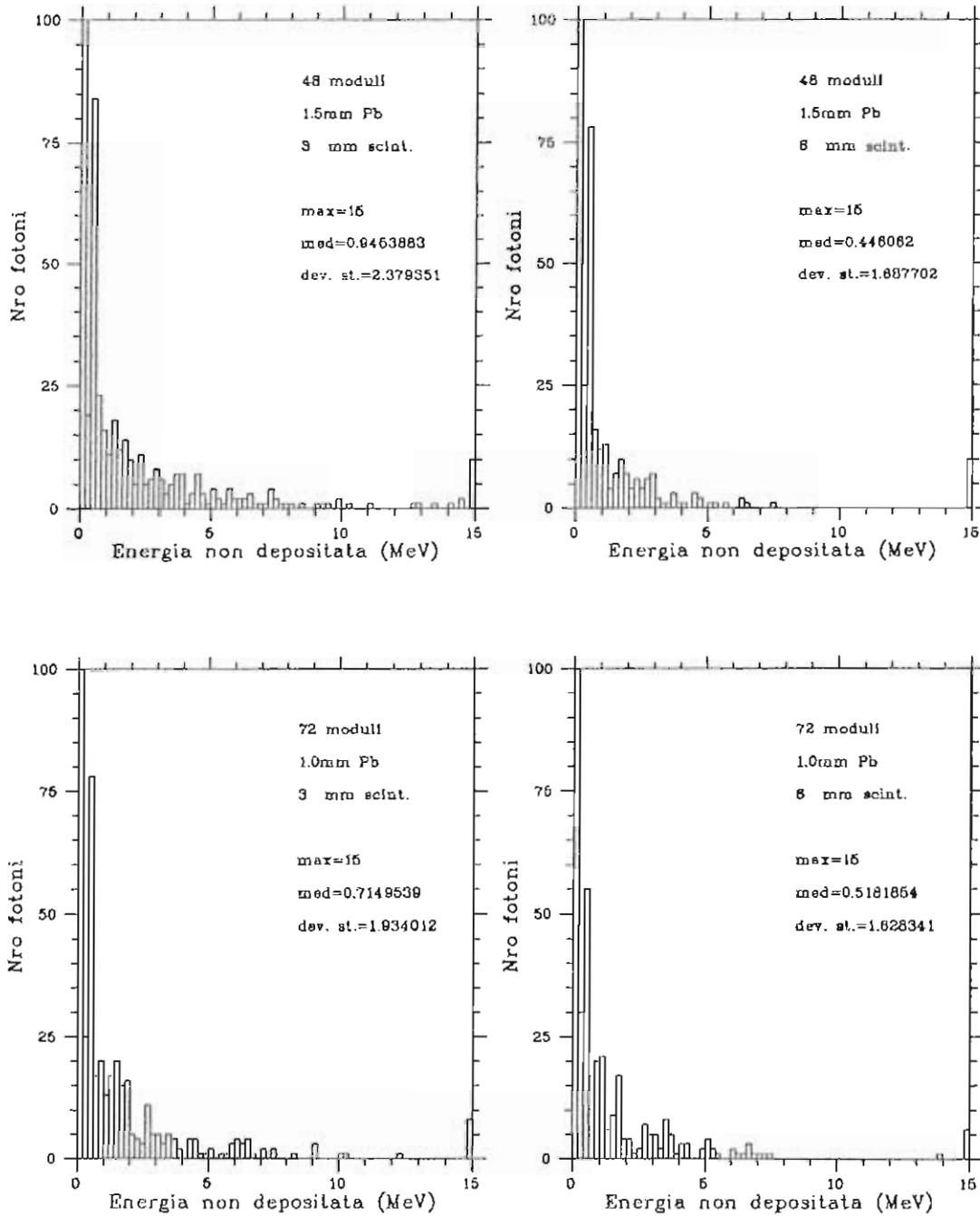


Figura 4.5: Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie di quest'ultimo, nel caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$; lo spessore totale è in tutti i casi $\sim 13X_0$.

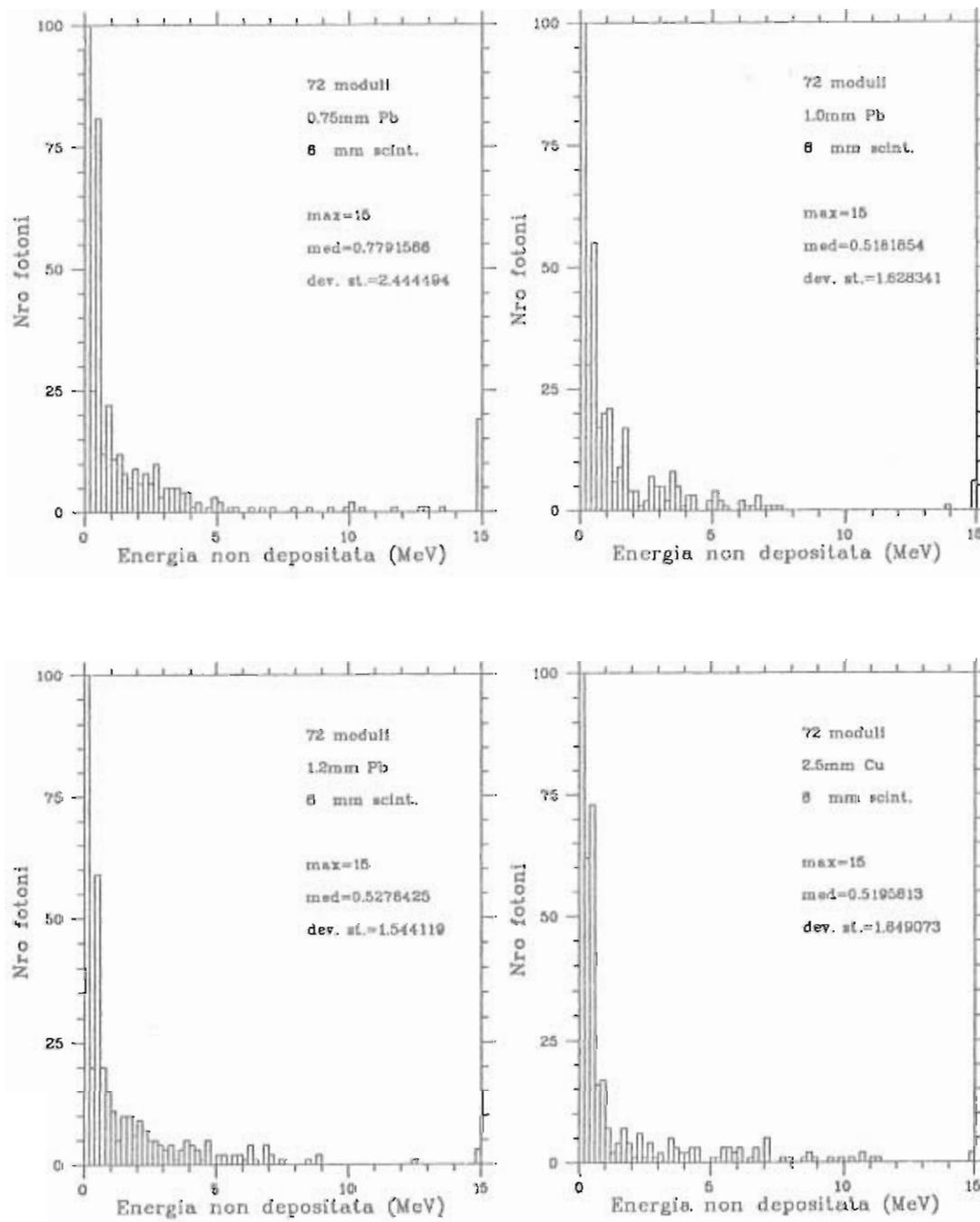


Figura 4.6: Energia che sfugge dal calorimetro per varie geometrie di quest'ultimo, nel caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$; il numero di lunghezze di radiazione varia di caso in caso.

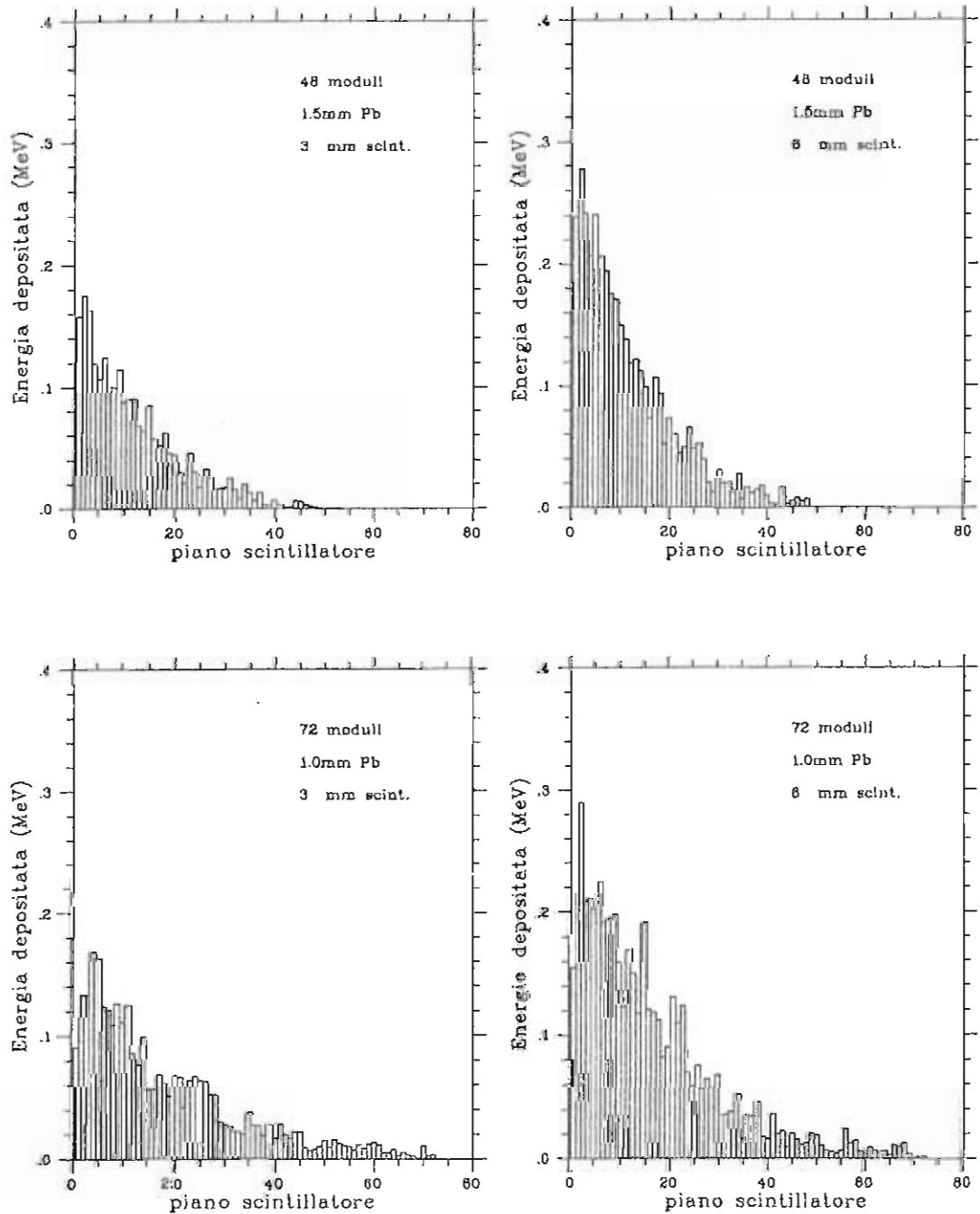


Figura 4.7: Energia depositata nei piani attivi del calorimetro per diverse geometrie, nel caso $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$; lo spessore totale è in tutti i casi $\sim 13X_0$.

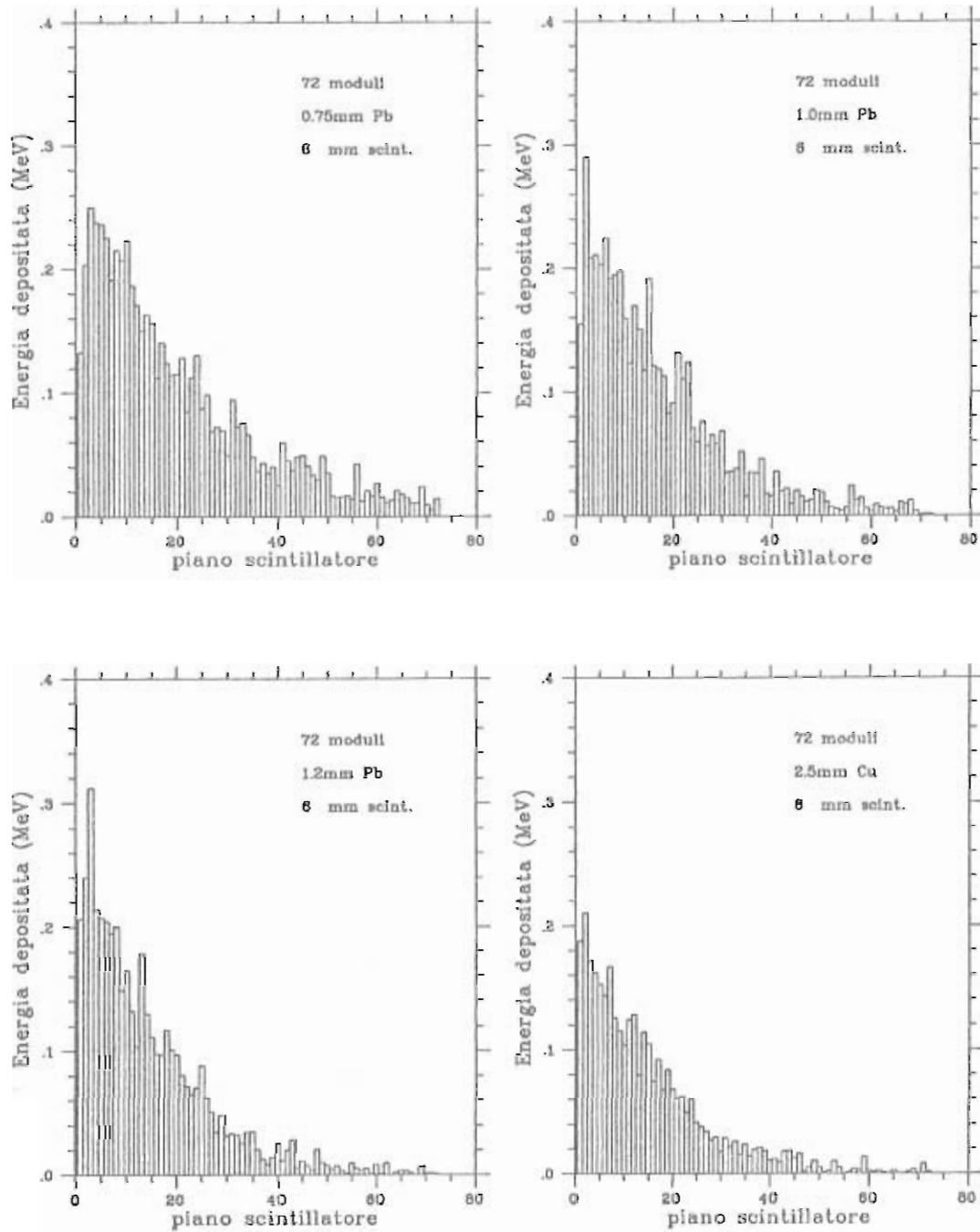


Figura 4.8: Energia depositata nei piani attivi del calorimetro per diverse geometrie, nel caso $E_{\gamma} = 15 \text{ MeV}$; il numero di lunghezze di radiazione varia di caso in caso.

- fluttuazioni di campionamento, causate dalla distribuzione variabile dell'energia depositata fra assorbitore e mezzo attivo.

Analizzando, nelle già riportate figure relative al contenimento degli sciame, la distribuzione delle perdite di energia dovute al *leakage*, si osserva come l'aumento dello spessore di assorbitore porta alla diminuzione, oltre che del valor medio, anche della dispersione di tali perdite. Un numero adeguato di lunghezze di radiazione, quale il valore indicato in precedenza $\sim 12X_0$, rende perciò trascurabile il contributo all'errore $\sigma(E)$ da parte delle fluttuazioni di contenimento.

La simulazione in esame non tiene conto della statistica dei fotoelettroni, ed i risultati che fornisce rappresentano perciò una sottostima del valore di $\sigma(E)$; ovviamente, essendo tale statistica essenzialmente poissoniana, il contributo delle fluttuazioni di N_{pe} diminuisce incrementando N_{pe} stesso, cioè aumentando la frazione di campionamento. Saranno perciò preferibili spessori elevati di materiale attivo, compatibilmente però con le dimensioni limite fissate per l'apparato.

Le molte prove effettuate con geometrie diverse hanno permesso uno studio sistematico delle fluttuazioni di campionamento, al variare dei parametri caratteristici di quest'ultimo; nei prossimi punti vengono esaminati i principali risultati ottenuti.

Frequenza di campionamento.

Spessori variabili dell'assorbitore, vale a dire frequenza di campionamento non costante, peggiorano la risoluzione in energia. Questo fatto si spiega facilmente pensando alle fluttuazioni statistiche della posizione nella quale lo sciame ha inizio: a seconda che ciò avvenga in una zona ad alta o bassa frazione di campionamento, l'energia rilasciata nel mezzo attivo è proporzionalmente maggiore o minore. Se gli spessori sono costanti per gruppi di moduli, le fluttuazioni ora illustrate assumono maggiore importanza per fotoni incidenti ad energie elevate, per i quali è più probabile che lo sciame si estenda ad interessare gruppi di moduli differenti; la fig.4.9 rappresenta un esempio di quanto appena affermato.

Per causare una più probabile conversione del fotone appena questo penetra nell'apparato, può essere utile maggiorare di circa mezza lunghezza di radiazione lo spessore della prima lastra di materiale ad alto Z ; in tal caso però ne risente la risoluzione relativa ai γ di bassa energia, per i quali aumenta la possibilità di assorbimento totale prima che i loro secondari raggiungano il primo strato di materiale attivo (*cfr.* fig.4.10).

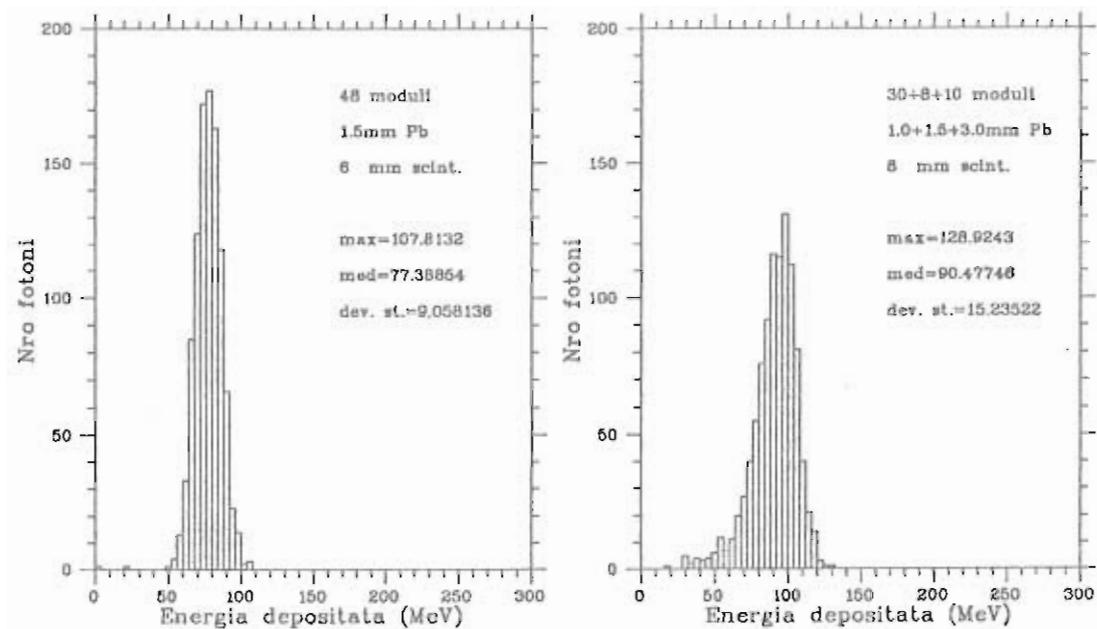


Figura 4.9: Distribuzione dell'energia depositata nel mezzo attivo da fotoni di energia $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$; in entrambi i casi lo spessore dell'assorbitore è $\sim 12X_0$.

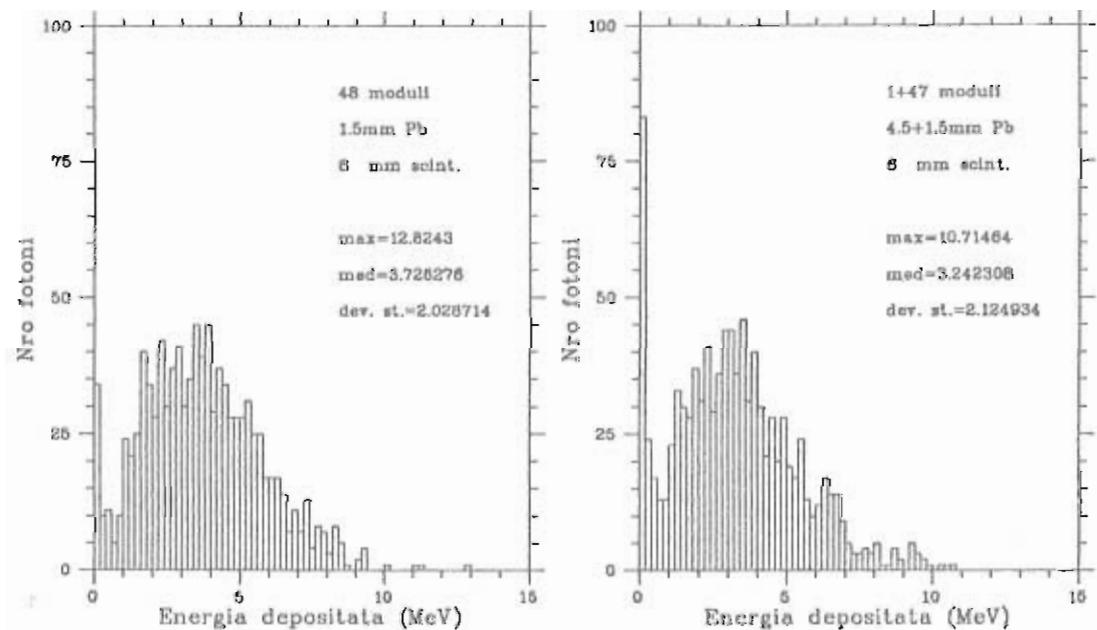


Figura 4.10: Distribuzione dell'energia depositata nel mezzo attivo da fotoni di energia $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$.

La soluzione migliore, di conseguenza a quanto esposto, è perciò rappresentata da moduli aventi spessori costanti. Diminuendo inoltre, le dimensioni trasversali di tali moduli, si ottiene una situazione sempre più simile a quella ideale, rappresentata da un calorimetro omogeneo; una maggiore frequenza di campionamento, a parità però di *frazione* di campionamento, aumenta quindi la risoluzione in energia del calorimetro, come mostrano i due esempi di fig.4.11. Vi sono però limiti pratici alla *diminuzione degli spessori*, limiti strettamente legati alle soluzioni *tecniche* adottate (natura dei materiali, struttura autoportante o meno, ecc.). Per mantenere una certa generalità ai risultati del MonteCarlo, ci si è perciò limitati a dimensioni minime di circa 1mm, nel caso critico di lastre di assorbitore in piombo; assieme alla richiesta di $\sim 12X_0$ dovuta al contenimento, ciò conduce ai 72 moduli considerati in molte delle simulazioni effettuate.

Frazione di campionamento.

La fig.4.11 fornisce pure un'altra informazione: aumentando il rapporto in spessore *mezzo attivo/assorbitore*, vale a dire la frazione di campionamento, si ottiene un miglioramento della risoluzione in energia; anche questo effetto è di facile spiegazione.

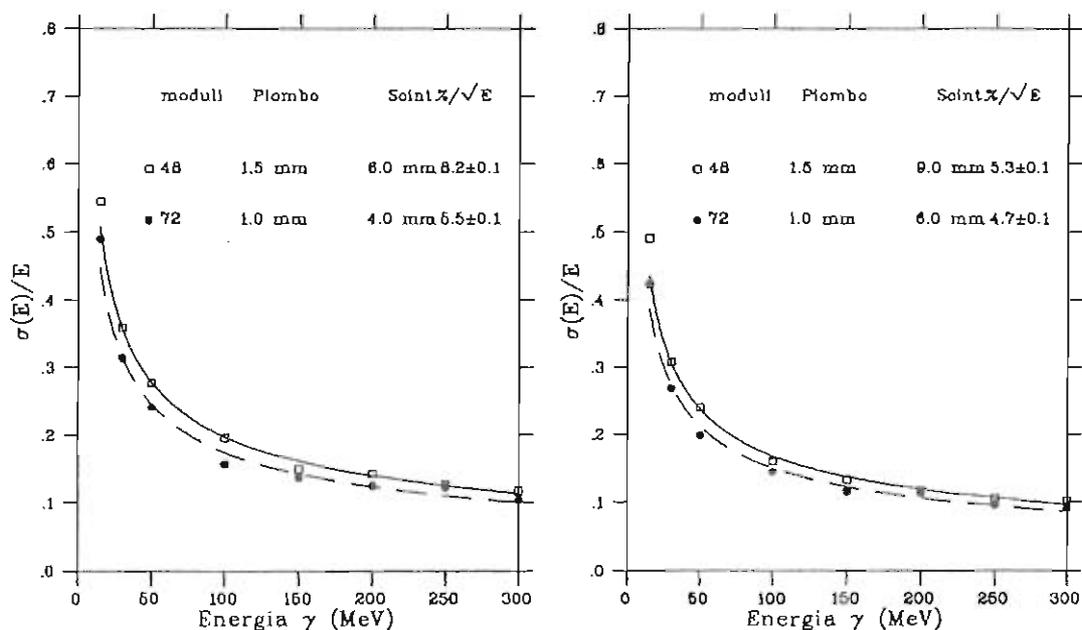


Figura 4.11: Risoluzione in energia per diverse frequenze di campionamento (in ognuno dei due grafici la frazione di campionamento è costante).

Si analizzi ad esempio il deposito di energia nella prima lastra di scintillatore successiva al punto di conversione del fotone, per i casi indicati in fig.4.12 : la deviazione standard della distribuzione , data essenzialmente dalla "coda", diminuisce meno rapidamente

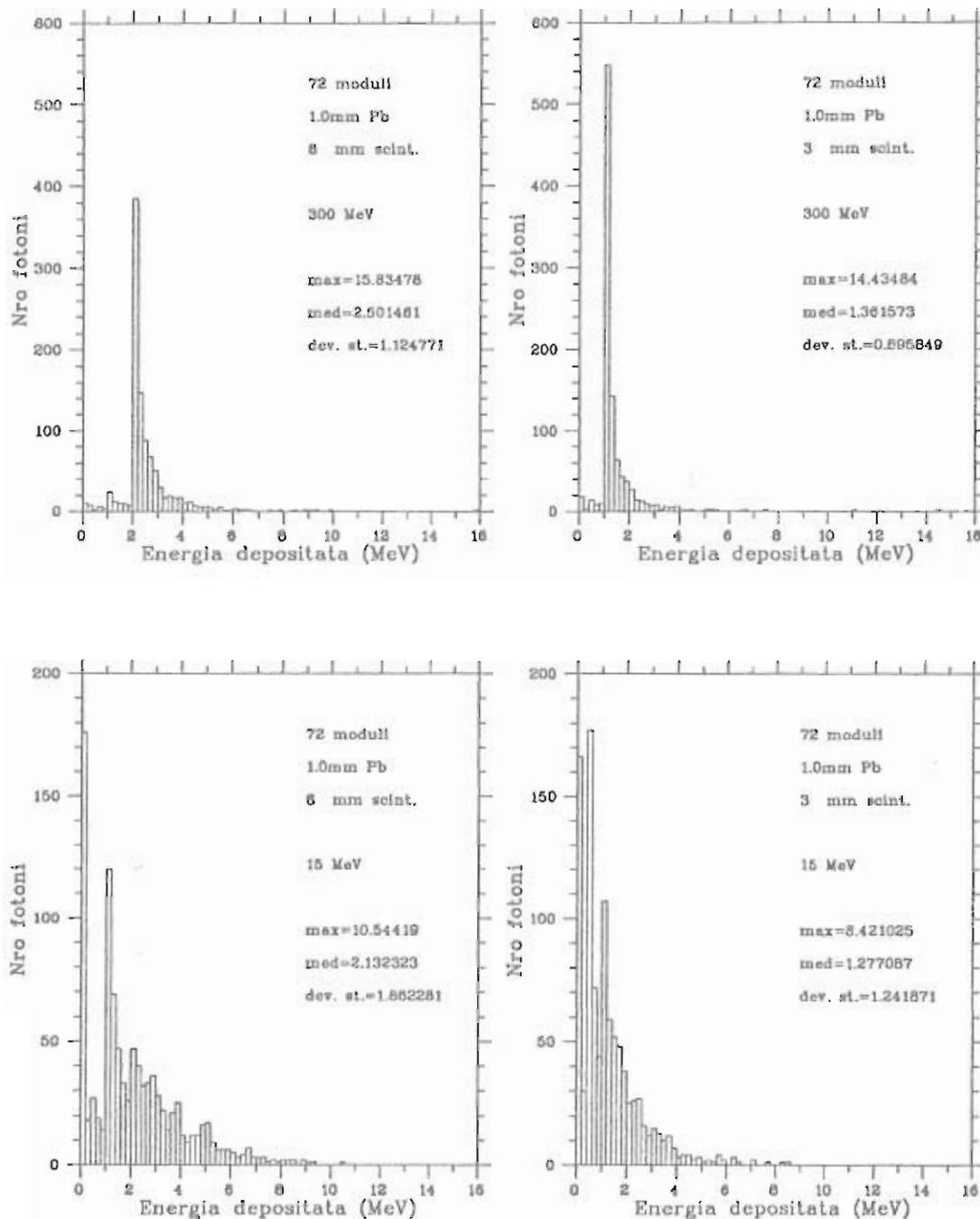


Figura 4.12: Energia depositata nel primo strato di scintillatore dopo la conversione del γ primario; confronto fra diversi spessori di scintillatore, per $E_\gamma = 300 \text{ MeV}$ ed $E_\gamma = 15 \text{ MeV}$.

del suo **valor medio** quando si considerano spessori di scintillatore minori; l'importanza delle **code** perciò aumenta, ed in tal modo la risoluzione peggiora.

Ricordando anche quanto già affermato riguardo alla statistica dei fotoelettroni, si potrebbe concludere che la soluzione ottimale prevede spessori di materiale attivo molto elevati. Nuovamente però subentrano limiti di natura tecnica, legati questa volta alle dimensioni massime permesse per il calorimetro; è necessario quindi raggiungere un compromesso fra prestazioni ed ingombro dell'apparato. In fig.4.13 è riportato l'andamento della risoluzione in energia in funzione dello spessore di scintillatore, per un calorimetro avente 72 moduli con lastre di 1mm di piombo quale assorbitore; si può notare come le dimensioni aumentino più rapidamente di quanto diminuisca l'errore su E_γ .

La soluzione indicata dalla freccia rappresenta una buona mediazione fra tutte le diverse esigenze, ed è stata perciò scelta come ipotesi di lavoro per i successivi studi sul calorimetro. Di facile realizzazione tecnica, essa presenta le caratteristiche richieste per quel che riguarda il contenimento e l'efficienza di conversione, una risoluzione in energia $\sigma(E)/E \approx 5\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ ed un ingombro non eccessivo ($\sim 50\text{cm}$). Per completezza infine, nelle fig.4.14,4.15 sono riassunti i risultati più significativi di molte delle simulazioni effettuate.

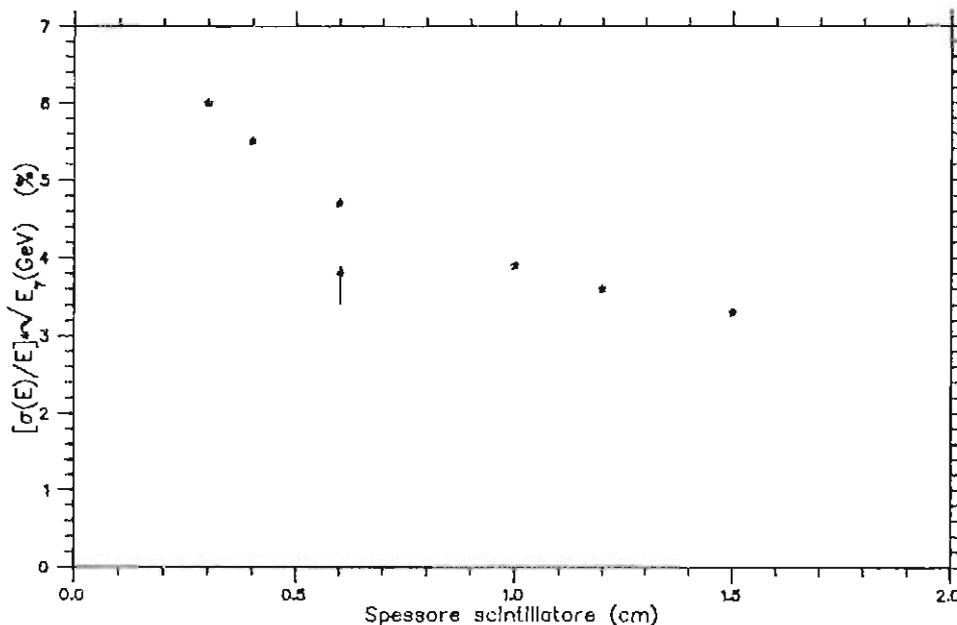


Figura 4.13: Risoluzione in energia per vari spessori di scintillatore.

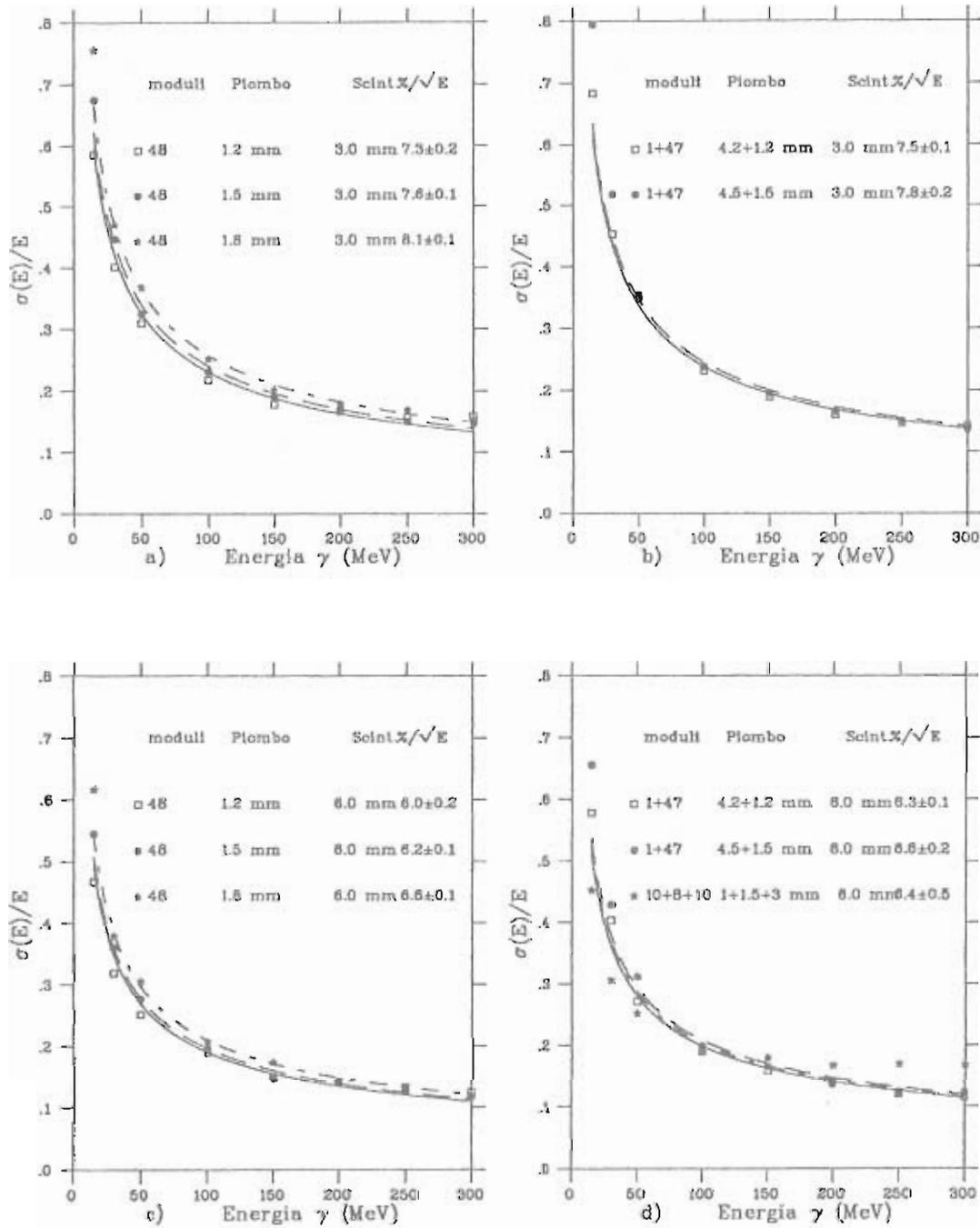


Figura 4.14: Risoluzione in energia per diverse geometrie: 48 moduli.

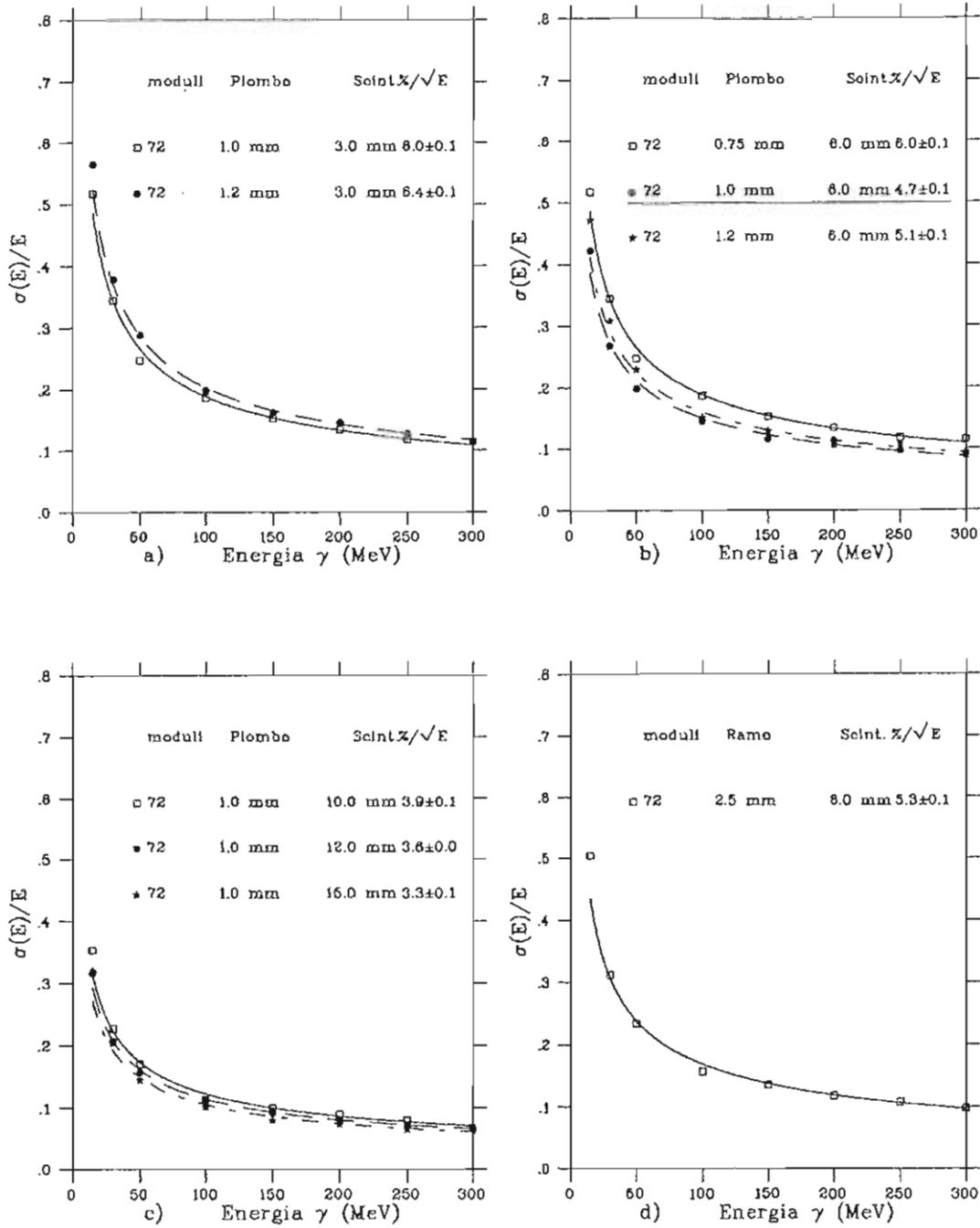


Figura 4.15: Risoluzione in energia per diverse geometrie: 72 moduli.

4.2 Sviluppo ed utilizzo di GEANFI, il MonteCarlo generale di KLOE

4.2.1 Descrizione generale del programma.

Il codice GEANT rappresenta sicuramente il più versatile programma di simulazione per esperimenti di fisica ad alte energie attualmente disponibile. Sviluppato a partire dal 1974, da estremamente semplice questo MonteCarlo è divenuto via via più complesso, fino a permettere una simulazione realistica anche degli enormi apparati di rivelazione utilizzati negli esperimenti di questi ultimi anni. Le particolarità che distinguono GEANT possono essere così riassunte:

- simula sia processi elettromagnetici che adronici, mediante opportune interfacce con programmi dedicati, permettendo in tal modo lo studio degli eventi considerati nella loro completezza;
- possiede enormi capacità geometriche, ovvero la capacità di simulare apparati di forma e struttura estremamente complessa;
- i dati in ingresso vengono forniti mediante carte dati (*data cards*), agevolando così le modifiche da parte degli utenti; anche la scrittura dei dati in uscita, gestita da un apposito pacchetto, è standardizzata. GEANT infine può essere eseguito in modo interattivo, e ciò risulta utilissimo durante le fasi di sviluppo del codice utente.

Il programma GEANFI [85] è un MonteCarlo basato sulla versione GEANT3.14 [86], sviluppato per la simulazione di misure di ε'/ε a DAΦNE. Questo codice, attualmente ancora in evoluzione, è uno strumento essenziale per la determinazione di molti parametri del rivelatore KLOE, quali ad esempio il valore del campo magnetico, le dimensioni caratteristiche di ciascun sottosistema (camera tracciante e calorimetro) e le prestazioni a questi richieste per soddisfare le condizioni imposte dall'obiettivo $\delta\mathfrak{R}(\varepsilon'/\varepsilon) \simeq 10^{-4}$. Dai parametri indicati dipendono infatti le potenzialità del rivelatore stesso, vale a dire

- efficienza nella ricostruzione dei vertici di decadimento dei K neutri;
- capacità di reiezione degli eventi di fondo.

L'analisi di tale dipendenza mediante GEANFI permette quindi di porre dei vincoli anche stringenti alle caratteristiche del rivelatore, vincoli sui quali poi basare le fasi successive del lavoro, principalmente la costruzione di adeguati prototipi.

La versione di GEANFI da noi utilizzata, e alla cui realizzazione abbiamo parzialmente collaborato, presenta le seguenti caratteristiche: per quanto concerne la generazione degli eventi

1. simula la produzione delle particelle ϕ considerando anche la distribuzione in posizione ed energia dei fasci (valori base $\sigma_x = 2.11mm$, $\sigma_y = 21.1\mu m$, $\sigma_z = 30mm$, $\sigma_E = 500KeV$);
2. considera i due decadimenti della ϕ

$$\phi \rightarrow K_S^0 K_L^0, \quad K^+ K^-$$

e quelli relativi ai kaoni neutri

$$K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad \pi^0 \pi^0$$

$$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu, \quad \pi^\pm e^\mp \nu, \quad \pi^+ \pi^- \pi^0, \quad \pi^0 \pi^0 \pi^0, \quad \pi^+ \pi^-, \quad \pi^0 \pi^0;$$

le eventuali correzioni radiative sono incluse solo per gli stati iniziali, dove si usa la approssimazione standard di *peaking*;

le possibilità geometriche riguardano invece

3. il tubo a vuoto dei fasci (lunghezza, raggio interno, spessore, materiale);
4. la camera tracciante (lunghezza, raggio interno ed esterno, numero di "strati di misura"; composizione del gas; spessore e materiale delle pareti);
5. il calorimetro elettromagnetico (lunghezza, raggio interno ed esterno per il barile; spessore, raggio interno ed esterno per i tappi; numero di moduli o strati, spessore e materiale sia dell'assorbitore che del mezzo attivo).

Nelle versioni successive sono simulati anche i quadrupoli interni al rivelatore, essenziali per studi sull'accettanza geometrica ma ininfluenti per le prove da noi effettuate. Tutti i valori delle grandezze indicate, comprese le frazioni di decadimento dei vari processi, sono inoltre facilmente modificabili tramite *data card*.

I dati in uscita sono rappresentati dalle quantità caratteristiche dei due sottosistemi del rivelatore, ovvero

1. per la camera tracciante: posizione (x, y, z) , impulso (p_x, p_y, p_z) e natura delle particelle cariche passanti, per ogni "strato di misura";
2. per il calorimetro e.m.: posizione (x, y, z) , impulso (p_x, p_y, p_z) , tempo di volo e natura di tutte le particelle passanti, per ogni strato di materiale attivo; una nostra modifica, essenziale per l'utilizzo che abbiamo fatto del MonteCarlo e recepita nelle versioni successive di questo, comprende fra le informazioni in uscita anche la quantità di energia rilasciata dalle particelle in ognuno degli strati attivi.

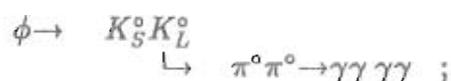
I dati sopra elencati, che rappresentano la risposta del rivelatore *non alterata dalla reale risoluzione sperimentale*, sono infine archiviati nel formato ZEBRA [87] e necessitano quindi di adeguati programmi di lettura per essere processati.

4.2.2 Parametri caratteristici della simulazione.

Il principale risultato delle simulazioni effettuate con EGS, descritte nel par.4.1.3, è costituito dalla stima della risoluzione in energia per il calorimetro "ottimale"

numero di moduli	assorbitore	spessore (mm)	
		assorbitore	scintillatore
72	piombo	1.0	6.0

stima che vale $\sigma(E)/E = (4.7 \pm 0.1)\% / \sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$. Questo valore non tiene conto però dell'effettivo angolo di incidenza sull'apparato da parte dei fotoni prodotti dalla catena di decadimenti



poiché tale angolo è in generale maggiore di zero (incidenza normale, unico caso considerato con EGS), ci si attende un peggioramento della stima di $\sigma(E)/E$ quando si consideri la reale geometria del rivelatore, a causa della diminuzione effettiva della frequenza di campionamento secondo $\cos \vartheta_{inc}$.

Allo scopo quindi di ottenere un valore più corretto per la risoluzione in energia, considerando comunque ancora le sole fluttuazioni di campionamento, abbiamo fatto uso del programma GEANFI da noi modificato. Mediante le opportune *data card* si è simulato un rivelatore avente le caratteristiche riportate in tab.4.2 : questi parametri

campo magnetico	0.5T
tubo a vuoto	
materiale	berillio
lunghezza	540.0cm
raggio interno	3.45cm
spessore parete tubo	0.05cm
camera tracciante	
materiale	alluminio
lunghezza	400.0cm
spessore pareti fondo	0.45cm
raggio minimo	3.60cm
spessore tubo int.	0.1cm
raggio massimo	200.0cm
spessore tubo est.	0.2cm
miscela gassosa	
composizione	90% He + 10% CH ₄
pressione	1atm
calorimetro	
barile	
lunghezza	540.0cm
raggio interno	205.2cm
raggio esterno	255.6cm
tappi	
spessore	50.4cm
raggio int	13.5cm
raggio est.	200.2cm
moduli (strati)	72
assorbitore	piombo 1.0mm
mezzo attivo	scintillatore liquido H/C = 2 0.85g/cm ³ 6.0mm

Tabella 4.2: Caratteristiche principali del rivelatore simulato con GEANFI.

non coincidono con la geometria di più recente formulazione, indicata nel capitolo 3, evidenziando la continua evoluzione ancora in atto; le differenze non sono però tali da diminuire la validità dei risultati ottenuti. La struttura del calorimetro riproduce quella ottimizzata con EGS, ma vi è una importante modifica: il mezzo attivo considerato è ora scintillatore *liquido*; i motivi di tale scelta sono discussi ampiamente nel capitolo 5.

Le prestazioni del calorimetro elettromagnetico, che rappresentano l'oggetto del

nostro studio, sono essenziali per la ricostruzione del vertice neutro $K_L^0 \pi^0 \pi^0$: per questo motivo si è forzato il generatore del MonteCarlo a produrre soltanto il seguente tipo di decadimenti

$$\phi \rightarrow \begin{array}{l} K_S^0 K_L^0 \\ \quad \swarrow \quad \searrow \\ \quad \pi^0 \pi^0 \\ \quad \pi^+ \pi^- \end{array} ;$$

infine i parametri fisici di base (energie di taglio, processi considerati, ecc.) hanno i valori standard della versione GEANT3.14, tranne che per l'energia di taglio degli adroni neutri: avendo i $K_{S,L}^0$ una energia cinetica di $\sim 12 \text{ MeV}$ è necessario ridurre il valore di tale taglio dai normali 10 MeV ad al più 1 MeV .

A causa del considerevole volume dei dati in uscita e dell'elevato tempo di esecuzione, la simulazione è stata effettuata in più riprese, per un totale di 50000 eventi; il successivo utilizzo del programma di lettura ha quindi fornito un *file* adatto ad una approfondita analisi mediante il pacchetto PAW [88].

4.2.3 Risultati della simulazione.

La richiesta di decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ nella zona $15 \text{ cm} < L_{K_L^0} < 150 \text{ cm}$ porta a selezionare 14279 eventi sui 50000 iniziali; questo numero è inferiore a quanto atteso a causa di una sopravvalutazione delle interazioni nucleari dei kaoni neutri operata da GEANT, ancora da ottimizzare alle basse energie in esame. La fig.4.16 indica la suddivisione di tali eventi, dove i 987 fotoni "mancanti" sono:

1. in 675 casi, perduti per conversione nel materiale della camera tracciante o in quello delle varie pareti, oppure sfuggiti attraverso le zone non coperte dal calorimetro;
2. in 312 casi, effettivamente non prodotti a causa del decadimento detto "di Dalitz" del pione neutro $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

Il primo numero non ha particolare significato, vista la geometria ancora approssimativa del rivelatore simulato, mentre l'altro verrà analizzato in maggior dettaglio in seguito; le figure 4.17, 4.18 e 4.19 delle seguenti pagine riassumono quindi le quantità calorimetriche globali che interessano l'apparato.

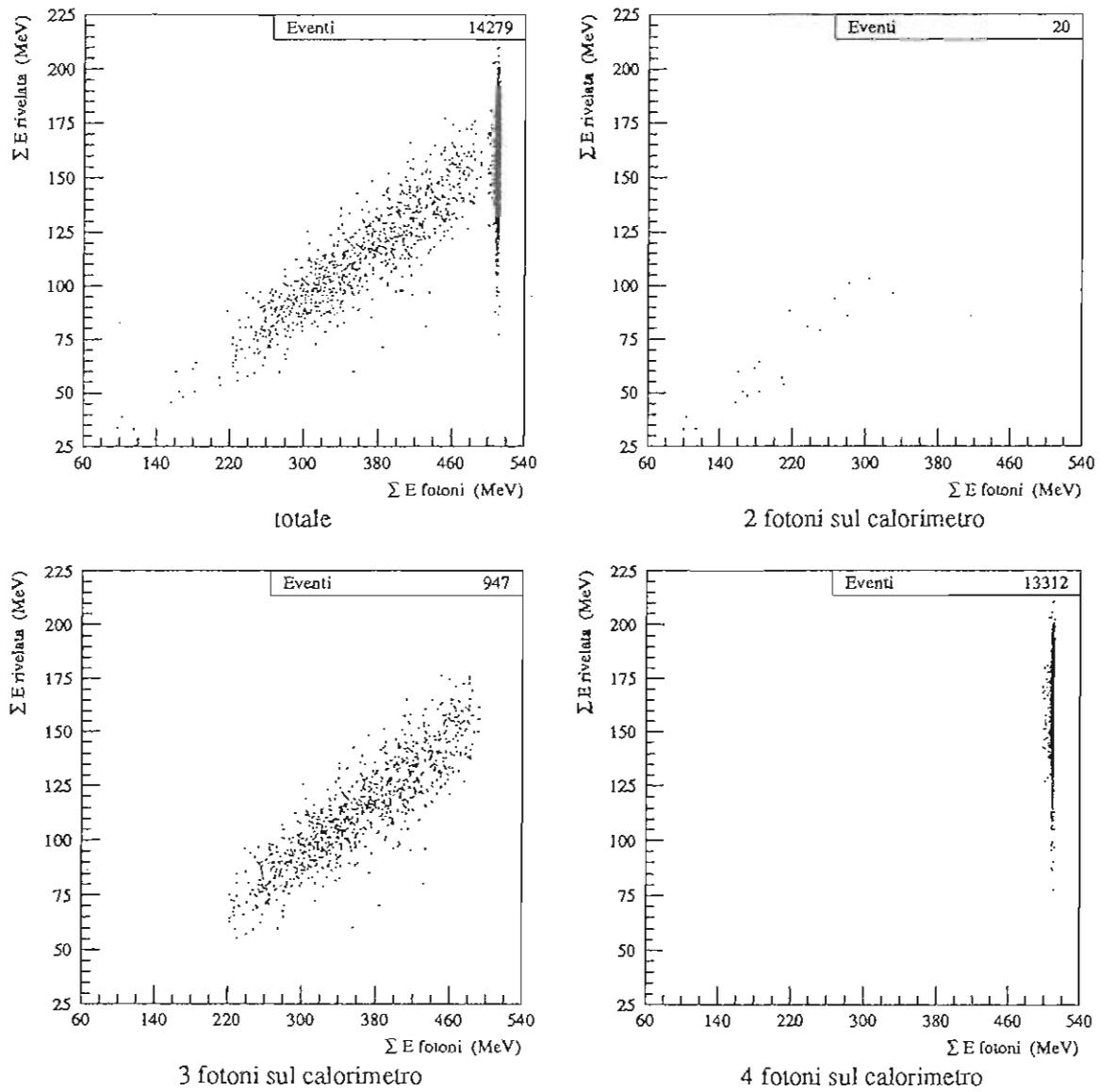


Figura 4.16: Eventi nei quali si ha decadimento $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ fra 15cm e 150cm dal vertice della ϕ ; i casi sono distinti a seconda del numero di fotoni che raggiungono il calorimetro.

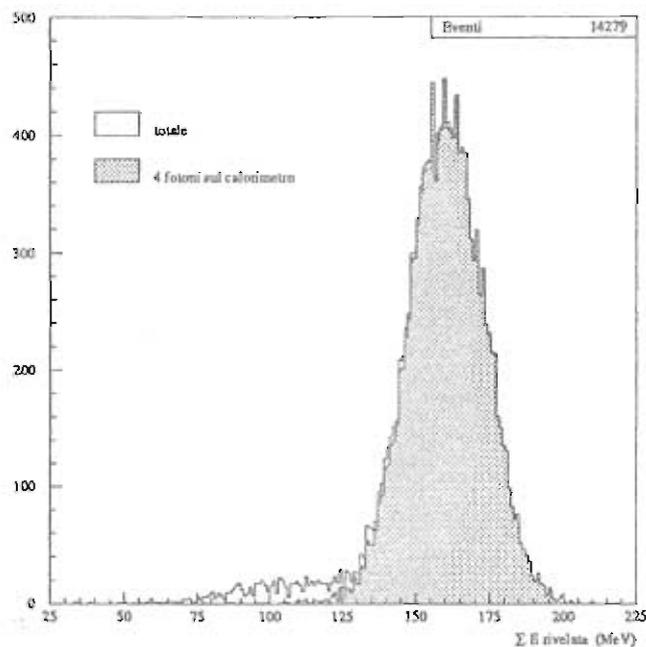


Figura 4.17: Distribuzione dell'energia globale rivelata dal calorimetro (somma sui fotoni) per gli eventi selezionati; confronto fra la distribuzione totale e quella relativa al caso in cui tutti i 4 γ raggiungono il calorimetro.

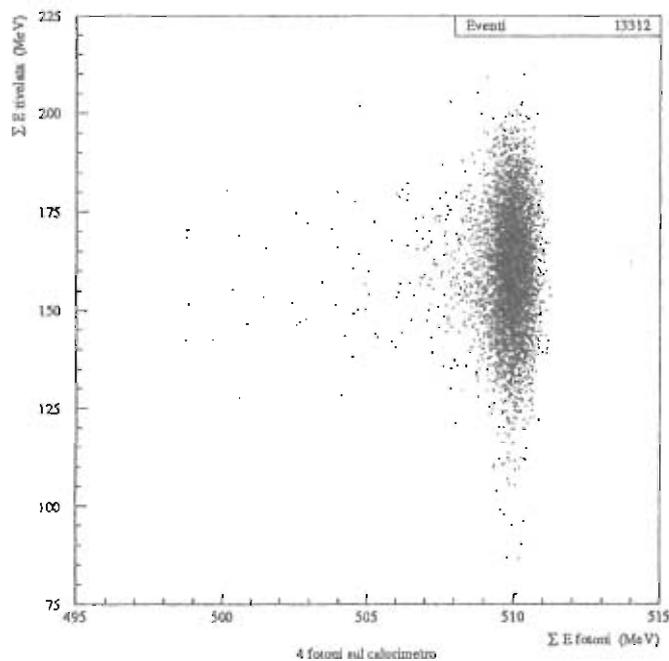


Figura 4.18: Eventi selezionati ($15\text{cm} < L_{K_L^0} < 150\text{cm}$) in cui tutti i 4 γ raggiungono il calorimetro. La somma in energia dei fotoni riproduce l'energia dei K_L^0 , uguale a $E_\phi/2$: si notano gli effetti dello *spread* dei fasci e delle correzioni radiative.

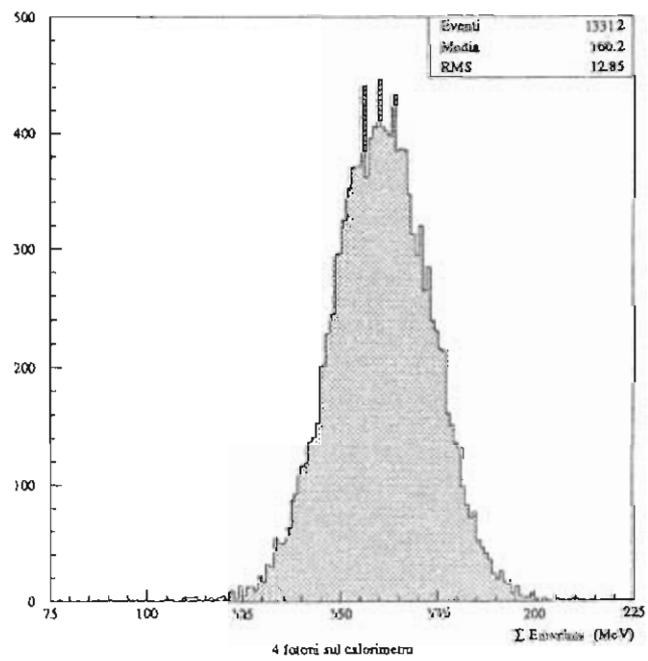
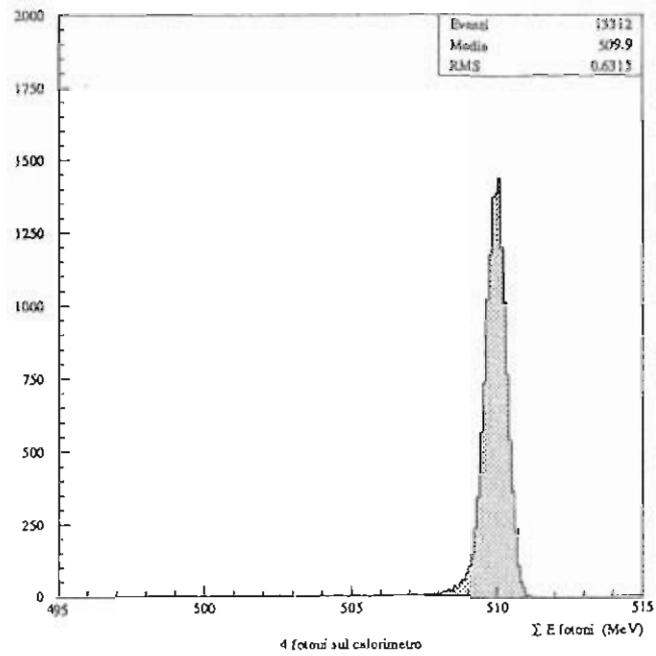


Figura 4.19: Eventi selezionati ($15\text{cm} < L_{K_L^0} < 150\text{cm}$) in cui tutti i 4 γ raggiungono il calorimetro.

Probabilità di conversione dei γ .

Una caratteristica importante del calorimetro è la sua già citata suddivisione in due sezioni, aventi diverse risoluzioni spaziali; tale risoluzione è necessario che sia elevata solo nella zona in cui si ha una ragionevole probabilità di conversione dei fotoni primari, pena un inutile aumento del numero di canali. In fig.4.20 sono riportate le distribuzioni dei vertici di inizio sciame, in termini di moduli del calorimetro nei quali hanno luogo, per i fotoni che convertono per primi, secondi, terzi e quarti rispettivamente.

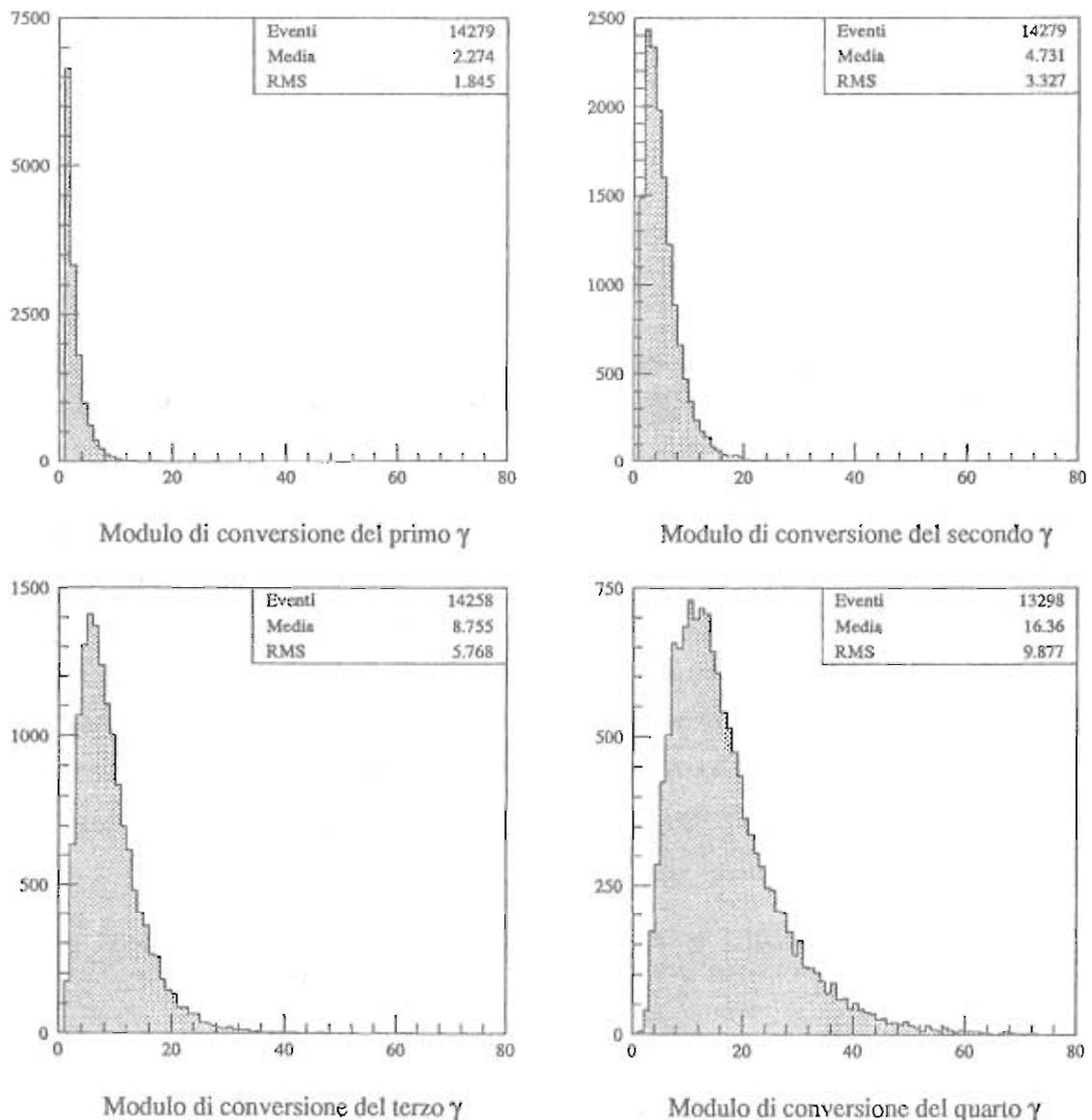


Figura 4.20: Distribuzione del vertice di conversione primaria (espressa come numero del modulo calorimetrico nel quale essa avviene) per i quattro fotoni in successione.

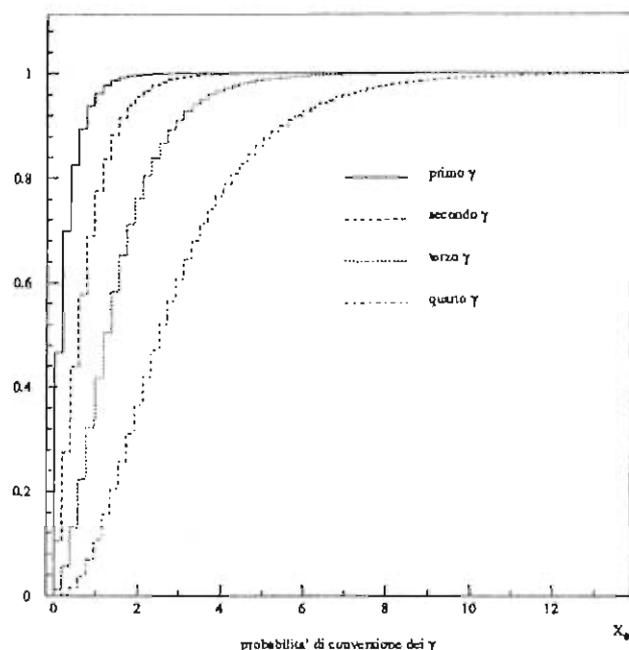


Figura 4.21: Probabilità integrate di conversione per ciascuno dei fotoni, considerati in successione; lo spessore del calorimetro è qui indicato per generalità in lunghezze di radiazione anziché in moduli.

Le probabilità integrate, illustrate in fig.4.21, assieme alla possibilità di ignorare un fotone senza che per questo la risoluzione del vertice totalmente neutro peggiori sensibilmente (*cf.* par.3.3.2), conducono all'importante conclusione che circa $6X_0$ ad alta granularità nella parte interna del calorimetro sono più che sufficienti.

Il confronto fra i dati riportati nelle figure 4.16 e 4.20 mostra che solo 15 fotoni attraversano il calorimetro senza dare segnale: in tab.4.3 sono indicate le loro energie ed il numero di moduli effettivamente attraversati. Questa valutazione dell'efficienza di rivelazione è decisamente più significativa di quella ottenuta con EGS, in quanto ora si è tenuto conto della reale distribuzione in energia dei fotoni.

E_γ (MeV)	Mod. percorsi	E_γ (MeV)	Mod. percorsi	E_γ (MeV)	Mod. percorsi
17.549	72	41.291	72	86.088	72
28.774	72	44.493	72	99.209	72
29.492	72	55.482	72	140.79	72
31.545	72	81.528	72	110.77	6
39.489	72	85.804	72	91.051	8

Tabella 4.3: Caratteristiche dei γ che attraversano il calorimetro senza dare segnale.

Risoluzione in energia.

Nelle simulazioni del calorimetro effettuate con EGS, si è calcolato l'andamento della risoluzione in energia rivelata in funzione dell'energia del fotone primario, utilizzando ipotetici campioni di γ monocromatici; con questo però si è implicitamente dato uguale peso ad ogni sottoinsieme dell'intervallo energetico in esame ($15 \sim 300 \text{ MeV}$) mentre in realtà tali sottoinsiemi vanno pesati con la distribuzione effettiva dei fotoni prodotti. GEANFI, tenendo in considerazione sia la reale geometria dell'apparato che le caratteristiche cinematiche globali degli eventi, fornisce un campione completo di fotoni, per il quale la parametrizzazione $\sigma(E)/E \propto 1/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$ ha un significato molto più valido.

Sottratti i 312 fotoni dei decadimenti di Dalitz $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$, aventi distribuzione energetica leggermente diversa e facilmente riconoscibili per la contemporanea presenza della coppia leptonica carica, gli eventi selezionati ed illustrati in fig.4.16 portano a considerare un campione di 55817 γ , la cui distribuzione in *energia rivelata/energia iniziale* è riprodotta in fig.4.22. Le proiezioni sui due assi riportate nella successiva figura (4.23) illustrano rispettivamente le proprietà energetiche dei fotoni in esame e la risposta del calorimetro; quest'ultima, sempre considerando le sole fluttuazioni di campionamento,

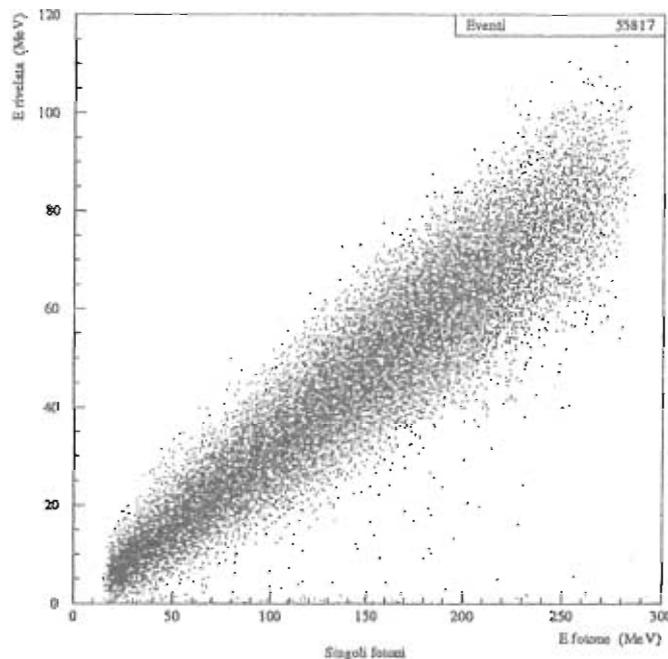


Figura 4.22: Distribuzione dei singoli fotoni nel piano *energia rivelata/energia iniziale* ; sono considerati tutti e soli i fotoni provenienti da decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ nel volume fiduciale $15 \div 150 \text{ cm}$.

è data dalla convoluzione della distribuzione in energia dei γ primari e della risoluzione dell'apparato stesso.

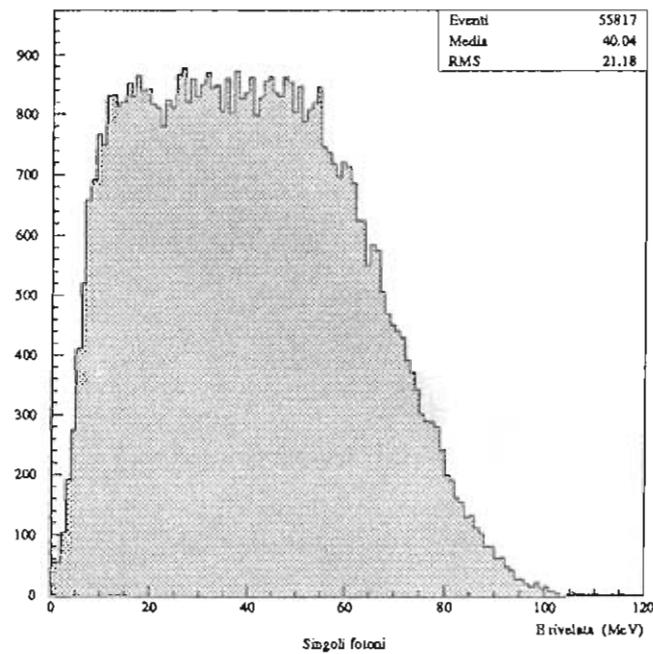
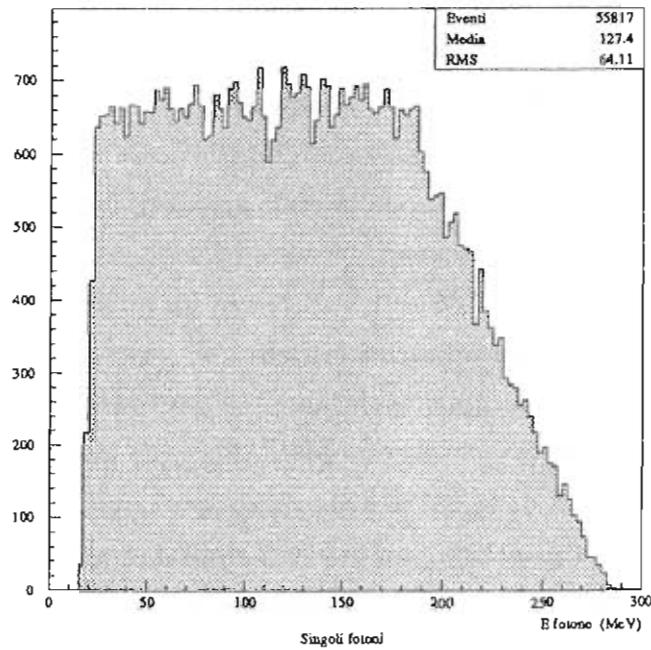


Figura 4.23: Distribuzione in energia dei fotoni primari e risposta del calorimetro.

Per stimare la risoluzione in energia del calorimetro mediante i dati fornitici dal nuovo MonteCarlo, si è operata una ragionevole scelta di parametrizzazione, ipotizzando che:

1. l'energia media depositata nel mezzo attivo presenti una semplice proporzionalità diretta con l'energia del fotone primario

$$\bar{E} \equiv \eta \cdot E_\gamma \quad ; \quad (4.1)$$

2. la risoluzione in energia sia esprimibile mediante la già nota relazione

$$\sigma(E)/E \equiv \kappa/\sqrt{E_\gamma/1000 \text{ MeV}} \quad ; \quad (4.2)$$

3. la distribuzione degli eventi nel piano *energia rivelata/energia iniziale* (cfr. fig.4.22) sia il prodotto fra una distribuzione gaussiana attorno al valor medio \bar{E} e la funzione di distribuzione dei fotoni primari (lo spazio delle fasi $\rho(E_\gamma) = \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma}$)

$$f(E, E_\gamma) = \left[\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(E-\bar{E})^2}{2\sigma^2}} \right] \cdot \rho(E_\gamma) \quad . \quad (4.3)$$

Risulta perciò

$$f(E, E_\gamma) = \frac{\exp[-(E - \eta E_\gamma)^2 / (2\kappa^2 \eta^2 E_\gamma \cdot 1000 \text{ MeV})]}{\kappa \eta \sqrt{2\pi E_\gamma \cdot 1000 \text{ MeV}}} \cdot \rho(E_\gamma) \quad (4.4)$$

$$\int \int f(E, E_\gamma) dE dE_\gamma \int 1 \cdot \rho(E_\gamma) dE_\gamma = N_\gamma \quad (4.5)$$

e le caratteristiche del calorimetro, frazione di campionamento e risoluzione in energia, saranno fornite dalla coppia (η, κ) nello spazio dei parametri che minimizza la differenza fra la $f(E, E_\gamma)$ e la "reale" distribuzione simulata con GEANFI; a questo scopo è però necessaria una formulazione di $\rho(E_\gamma)$ analitica, o quantomeno indipendente dal campione in esame. Facendo riferimento alla fig.4.24, nella quale si assume che la ϕ sia prodotta a riposo e si si è posta la direzione di volo del K_L^0 lungo l'asse z , si può scrivere

$$d^4 N_\gamma = \frac{N_\gamma}{16\pi^2} d\varphi_\pi^K d\cos\vartheta_\pi^K d\varphi_\gamma^\pi d\cos\vartheta_\gamma^\pi \quad (4.6)$$

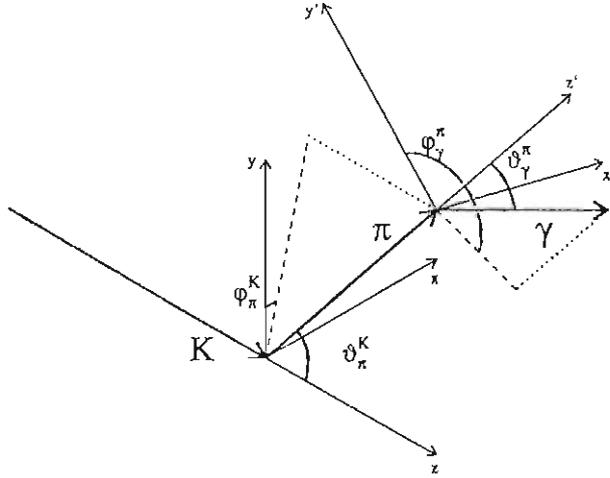


Figura 4.24: Schema generale di un evento e definizione degli angoli nei vari sistemi di riferimento.

dove gli indici inferiori e superiori esprimono rispettivamente la particella considerata e quella nel cui sistema di riferimento si opera; per ottenere dN_γ/dE_γ è perciò necessario innanzi tutto ricavare $E_\gamma \equiv E_\gamma^L$ in funzione degli angoli riportati nella formula appena introdotta. Ricordando le trasformazioni di Lorentz

$$E = \gamma(E' + \vec{\beta} \cdot \vec{P}') \quad (4.7)$$

$$\vec{P} = \vec{P}' + (\gamma - 1)\vec{\beta} \cdot \vec{P}' \frac{\vec{\beta}}{\beta^2} + \gamma E' \vec{\beta} \quad (4.8)$$

e facendo uso della ovvia relazione $E_\gamma \equiv P_\gamma$, si ottiene nel sistema del K

$$E_\gamma^K = \gamma_\pi^K (E_\gamma^\pi + \beta_\pi^K P_\gamma^\pi \cos \vartheta_\gamma^\pi) \quad (4.9)$$

$$\vec{P}_\gamma^K = \vec{P}_\gamma^\pi + (\gamma_\pi^K - 1) P_\gamma^\pi \cos \vartheta_\gamma^\pi \frac{\vec{\beta}_\pi^K}{\beta_\pi^K} + \gamma_\pi^K E_\gamma^\pi \vec{\beta}_\pi^K \quad (4.10)$$

ed infine nel sistema del laboratorio (coincidente con quello della ϕ)

$$\begin{aligned} E_\gamma^L &= \gamma_K^L (E_\gamma^K + \vec{\beta}_K^L \cdot \vec{P}_\gamma^K) \\ &= \gamma_K^L \left[\gamma_\pi^K E_\gamma^\pi (1 + \beta_\pi^K \cos \vartheta_\gamma^\pi) + \beta_K^L E_\gamma^\pi (\cos \vartheta_\gamma^\pi \cos \vartheta_\pi^K - \sin \vartheta_\gamma^\pi \cos \varphi_\gamma^\pi \sin \vartheta_\pi^K) + \right. \\ &\quad \left. \beta_K^L E_\gamma^\pi (\gamma_\pi^K - 1) \cos \vartheta_\gamma^\pi \cos \vartheta_\pi^K + \gamma_\pi^K E_\gamma^\pi \beta_K^L \beta_\pi^K \cos \vartheta_\pi^K \right] \\ &= E_\gamma^\pi \gamma_K^L \left\{ \gamma_\pi^K \left[(1 + \beta_\pi^K \cos \vartheta_\gamma^\pi) + \beta_K^L \cos \vartheta_\pi^K (\beta_\pi^K + \cos \vartheta_\gamma^\pi) \right] - \right. \\ &\quad \left. \beta_K^L \sin \vartheta_\pi^K \sin \vartheta_\gamma^\pi \cos \varphi_\gamma^\pi \right\} . \end{aligned} \quad (4.11)$$

E_γ^L è perciò funzione dei soli angoli, in quanto

$$\begin{aligned} E_\gamma^\pi &= \frac{m_\pi}{2} \\ \gamma_\pi^K &= \frac{m_K}{2m_\pi} \iff \beta_\pi^K = \frac{\sqrt{m_K^2 - 4m_\pi^2}}{m_K} \\ \gamma_K^L &= \frac{m_\phi}{2m_K} \iff \beta_K^L = \frac{\sqrt{m_\phi^2 - 4m_K^2}}{m_\phi} \end{aligned}$$

ed i valori estremi dell'intervallo di energia si ottengono facilmente

$$\begin{cases} \cos \vartheta_\pi^K = +1 \\ \cos \vartheta_\gamma^\pi = -1 \end{cases} \implies E_\gamma^{\min} = \frac{m_\pi}{2} [\gamma_K^L (1 - \beta_K^L) \gamma_\pi^K (1 - \beta_\pi^K)] = 16.0 \text{ MeV}$$

$$\begin{cases} \cos \vartheta_\pi^K = +1 \\ \cos \vartheta_\gamma^\pi = +1 \end{cases} \implies E_\gamma^{\max} = \frac{m_\pi}{2} [\gamma_K^L (1 - \beta_K^L) \gamma_\pi^K (1 - \beta_\pi^K)]^{-1} = 285.1 \text{ MeV}$$

Grazie alla sostituzione formale $\frac{d}{dE} \rightarrow \delta(E - E(\vartheta, \varphi))$ lo spazio della fasi può essere riscritto come

$$\frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = \frac{N_\gamma}{16\pi^2} \int_0^{2\pi} d\varphi_\pi^K \int_{-1}^{+1} d \cos \vartheta_\pi^K \int_0^{2\pi} d\varphi_\gamma^\pi \int_{-1}^{+1} d \cos \vartheta_\gamma^\pi \delta [E_\gamma - E_\gamma^\pi \gamma_K^L \{ \dots \}] \quad (4.12)$$

e semplificando la scrittura con le ulteriori sostituzioni $\cos \vartheta_\pi^K \equiv x$, $\cos \vartheta_\gamma^\pi \equiv y$, $\varphi_\gamma^\pi \equiv \varphi$

$$\begin{aligned} \rho(E_\gamma) &= \frac{N_\gamma}{8\pi} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dy \int_0^{2\pi} d\varphi \delta [F(E_\gamma, x, y, \varphi)] \\ &= \frac{N_\gamma}{8\pi} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dy \sum_i \frac{1}{\left| \frac{dF}{d\varphi} \right|_{\varphi_i}} \end{aligned} \quad (4.13)$$

dove φ_i è tale che $F(E_\gamma, x, y, \varphi_i) = 0$; svolgendo gli ultimi passaggi algebrici si ottiene in definitiva

$$\rho(E_\gamma) = \frac{N_\gamma}{8\pi} \int_{-1}^{+1} dx \int_{-1}^{+1} dy \times \quad (4.14)$$

$$\frac{2}{\sqrt{(E_\gamma^\pi \gamma_K^L \beta_K^L)^2 (1-x^2)(1-y^2) - \{E_\gamma^\pi \gamma_K^L \gamma_\pi^K [(1 + \beta_\pi^K y) + \beta_K^L x (\beta_\pi^K + y)] - E_\gamma\}^2}}$$

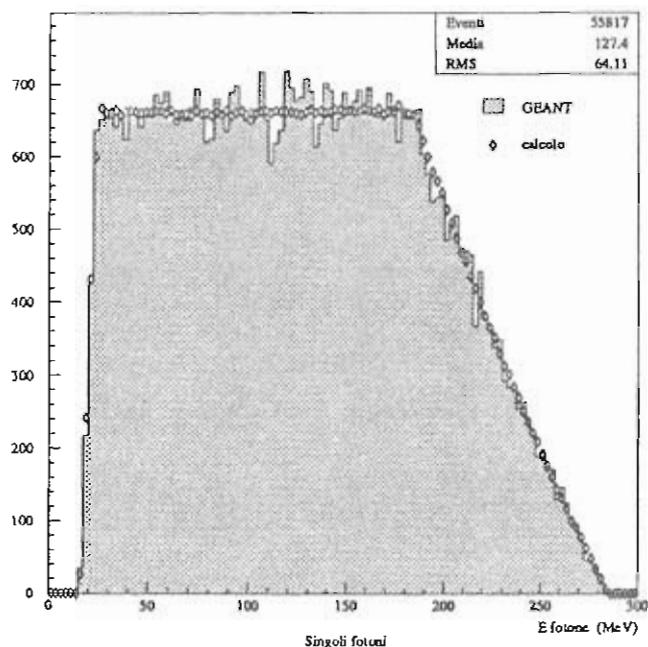


Figura 4.25: Distribuzione in energia dei fotoni primari: confronto fra il campione fornito da GEANTFI ed il risultato del calcolo della equazione 4.15.

La funzione di distribuzione non è stata perciò risolta esattamente, ma un calcolo numerico del doppio integrale della 4.15 per un set di valori di E_γ ha prodotto il risultato riportato in fig.4.25 ; il test di Kolmogorov applicato ai due istogrammi fornisce un livello di confidenza del 96% all'ipotesi che essi provengano dalla medesima distribuzione.

Si è quindi fatto uso di questo risultato nel calcolo della $f(E, E_\gamma)$ come da equazione 4.5 . Il test di Pearson applicato al campione in esame, con l'ipotesi nulla costituita appunto da tale funzione $f(E, E_\gamma)$, fornisce un $\chi^2_{min} \simeq 2429$ su 2209 gradi di libertà: il livello di confidenza inferiore allo 0.1% indica, come era prevedibile, che le ipotesi fatte comportano una semplificazione eccessiva, e le dimensioni del campione sono tali da mettere in luce la loro insufficienza. La parametrizzazione scelta non ha però la pretesa di essere esauriente, bensì cerca di esprimere in maniera ragionevole le caratteristiche del calorimetro; alla luce di questo è quindi ugualmente sensato assumere i valori di η e κ che minimizzano il χ^2 (cfr. fig.4.26) come indicativi delle proprietà dell'apparato. Risulta perciò

$$\bar{E}/E_\gamma = 31.4\%$$

$$\sigma(E)/E = 5.6\%/\sqrt{E_\gamma(\text{GeV})}$$

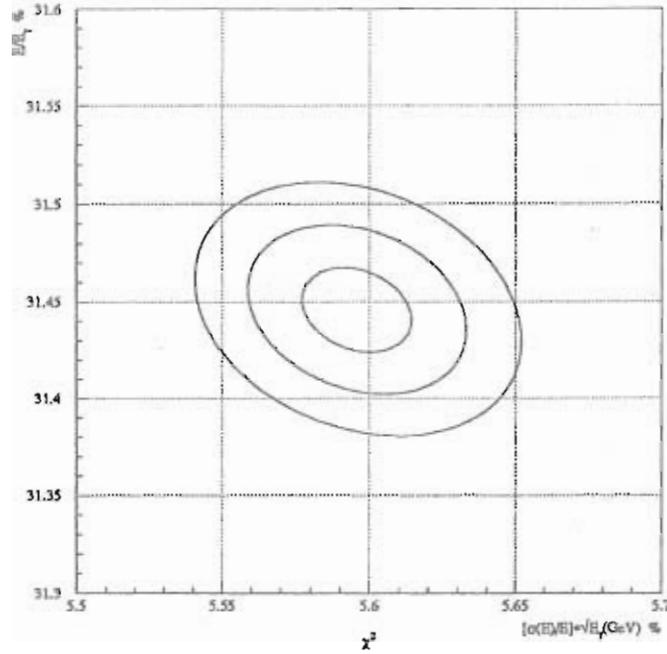


Figura 4.26: Ellissi di confidenza a $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1, \chi_{min}^2 + 4, \chi_{min}^2 + 9$, relative al test di Pearson con l'ipotesi $f(E, E_\gamma)$ indicata nel testo.

da confrontarsi con i corrispondenti valori fornita da EGS

$$\bar{E}/E_\gamma = 34.3\% \qquad \sigma(E)/E = 4.7\% / \sqrt{E_\gamma(\text{GeV})} .$$

Le stime ottenute con le prime simulazioni sono come previsto piuttosto ottimistiche, ma il valore più corretto di $\sigma(E)/E$ fornitoci da GEANFI è ancora tale da soddisfare le stringenti richieste avanzate al calorimetro dall'obiettivo $\delta\mathcal{R}(\varepsilon'/\varepsilon) \simeq 10^{-4}$; questo giustifica ulteriori studi sulla geometria proposta di 72 moduli $1mm$ Pb/6mm scintillatore.

I decadimenti di Dalitz.

Concludendo l'analisi dei risultati ottenuti con GEANFI si deve notare come tale MonteCarlo, trattando gli eventi ottenibili ad una ϕ -factory nella loro interezza, ha messo in luce un fenomeno ben conosciuto ma in precedenza non considerato. Dei 14279 eventi selezionati, 310 presentano decadimento di Dalitz di un π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$), mentre in un caso tale processo interessa entrambi i pioni neutri, ciò in accordo con la frazione di decadimento tabulata $BR(\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-) \simeq 1.2\%$; i fotoni così prodotti hanno sì una *distribuzione* energetica differente rispetto ai γ provenienti dal canale dominante

$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, ma presentano un *intervallo* di energie permesse molto simile ($0 \div 285 \text{ MeV}$), come si verifica anche nelle fig.4.27,4.28. Grazie alla presenza di tracce cariche questi eventi possono perciò rappresentare un ulteriore campione di calibrazione per il calorimetro, verificando la sua capacità di ricostruzione del vertice neutro basandosi sulle caratteristiche di ogni singolo γ (*cfr.* pag.67); nel caso considerato è infatti possibile misurare con notevole precisione punto di produzione, energia e direzione del fotone a partire dalle traiettorie di e^+ ed e^- ricostruite dalla camera tracciante.

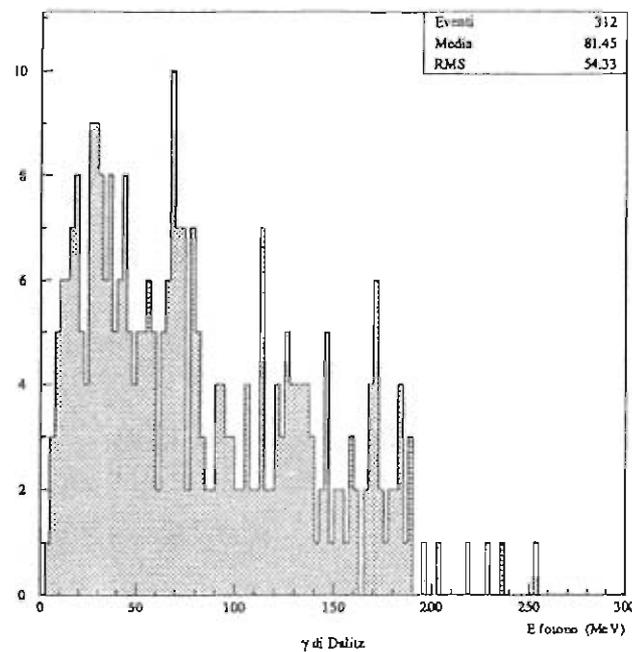


Figura 4.27: Distribuzione in energia dei fotoni provenienti da decadimenti $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

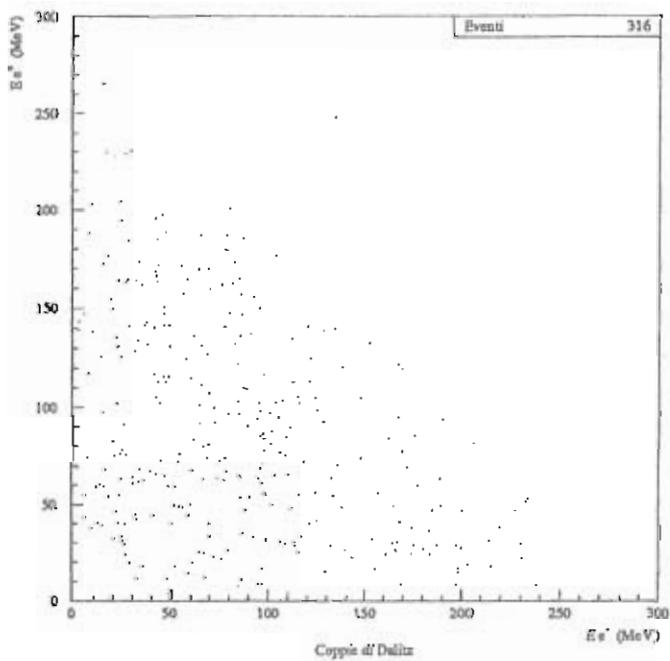
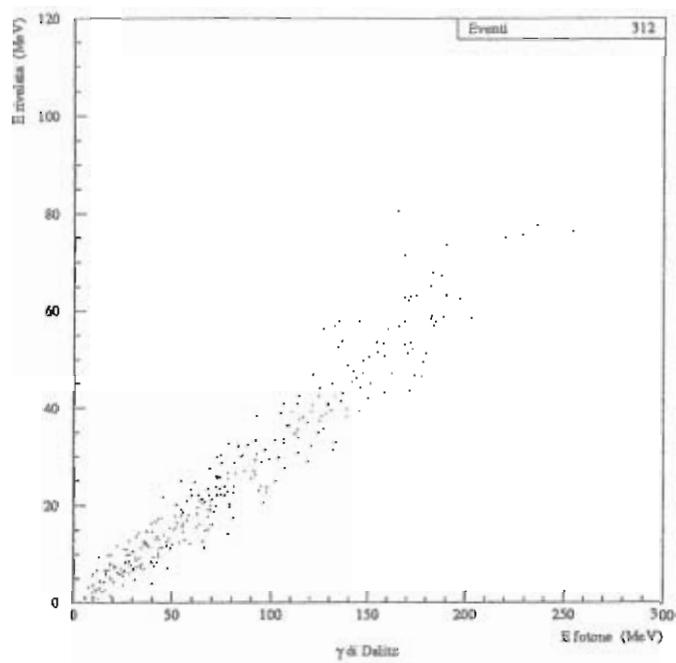


Figura 4.28: Distribuzioni energetiche caratteristiche dei fotoni e delle coppie "di Dalitz", provenienti cioè dal decadimento $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$.

Capitolo 5

Sviluppo e analisi di un prototipo di calorimetro piombo/olio scintillante.

L'interesse del gruppo DAΦNE di Trieste si è focalizzato essenzialmente sulla parte più esterna del calorimetro elettromagnetico, detta *sezione di contenimento*. In tale sezione le informazioni riguardanti la posizione delle tracce si sono dimostrate non essere necessarie (*cf.* par.4.2.3); è stata quindi presa in considerazione per essa una struttura basata non più su fibre bensì su scintillatore liquido quale mezzo attivo. I risultati delle relative simulazioni, illustrati sempre al par.4.2.3, sono però come più volte sottolineato frutto di varie semplificazioni. Allo scopo di verificare la fattibilità tecnica degli apparati ottimizzati mediante i programmi MonteCarlo ed il loro reale comportamento, si è perciò parallelamente proceduto alla progettazione e costruzione di un prototipo col quale effettuare misure sperimentali, riguardanti essenzialmente la capacità di raccolta di luce.

5.1 L'opzione dello scintillatore liquido.

Gli scintillatori organici plastici, anche se più economici rispetto ai cristalli inorganici od ai gas nobili liquefatti, presentano costi piuttosto elevati, dell'ordine di 10^4 £/dm^3 ; considerando poi tale materiale lavorato in fibre anziché lastre, il prezzo unitario diviene ancora maggiore. È comprensibile quindi come esperimenti nei quali siano necessari grandi volumi di mezzo attivo si orientino verso scintillatori organici liquidi, nei quali lo scintillatore è disperso in una base costituita da olio minerale chiaro, che presentano costi almeno venti volte inferiori e prestazioni come minimo equivalenti. Le dimensioni ipotizzate per il calorimetro elettromagnetico di KLOE sono tali da rendere una solu-

zione ibrida *fibre(parte interna)/olio(parte esterna)* fortemente concorrenziale rispetto all'ipotesi di utilizzo delle sole fibre scintillanti per l'intero apparato.

La collaborazione MACRO [89], dovendo utilizzare circa $1000m^3$ di scintillatore nell'apparato sperimentale in fase di costruzione presso i laboratori sotterranei del Gran Sasso, ha svolto in questi anni un fondamentale lavoro di ricerca e sviluppo nel campo degli olii scintillanti. Questi presentano una flessibilità di prestazioni davvero unica, grazie alla facilità con la quale è possibile variare tipo e concentrazione dello scintillatore e natura dell'olio costituente la base; è quindi possibile una accurata ottimizzazione delle loro caratteristiche, fino a giungere a risultati non ottenibili nel caso si utilizzino scintillatori plastici. Il materiale del quale abbiamo potuto disporre è una delle formulazioni prodotte dal gruppo della Drexel University, e la cui costituzione è la seguente:

93.76 % olio minerale della Petroleum Specialities (olio di paraffina chiaro), base;

6 % pseudocumene (1,2,4-trimetil benzene), scintillatore primario;

2.5 g/l PPO (2,5-difenil oxazolo), *wavelength shifter* primario;

2.5 mg/l bis-MSB, *wavelength shifter* secondario;

40 ~ 80 ppm BHT, antiossidante.

Nei test effettuati sui moduli di MACRO [90] esso ha evidenziato una notevole lunghezza di attenuazione, superiore a $5m$. Occorre però puntualizzare che tale valore è stato calcolato nell'ambito di una ben precisa parametrizzazione [91], e non pretende di descrivere nella loro generalità le perdite di luce per propagazione nel materiale attivo. È necessario infatti considerare nel dettaglio i fenomeni che hanno luogo alle superfici che limitano il mezzo, il quale deve essere a contatto con materiali ad indice di rifrazione minore, allo scopo di consentire la trasmissione per riflessione totale della luce emessa entro un opportuno angolo solido. La qualità di tali superfici, a causa dei fenomeni di diffusione, è in grado di modificare radicalmente il valore della "lunghezza di attenuazione" calcolata mediante il metodo indicato; il valore di $\Lambda \simeq 5m$ per l'olio scintillante ($n \simeq 1.46$) è perciò pienamente significativo solo nel caso in cui è stato effettivamente ottenuto, ovvero per i moduli di MACRO (dimensioni $12m \times 25cm \times 75cm$, rivestimento in teflon $n \simeq 1.33$).

Per quanto riguarda il prototipo da noi costruito, la tipologia delle superfici ora analizzate si è dimostrata la caratteristica critica dell'intero apparato.

5.2 Progetto e costruzione del prototipo.

5.2.1 Caratteristiche generali.

Originariamente si era ipotizzata per la parte di contenimento del calorimetro elettromagnetico una struttura ad elevata isotropia, complementare alla soluzione cosiddetta SPACAL: il progetto prevedeva cioè fili di materiale assorbitore ad alto Z , ricoperti da un sottile strato di teflon od altro materiale plastico di indice di rifrazione opportuno ($n \ll 1.46$) ed immersi nell'olio scintillante. Le dimensioni dei fili e la loro disposizione in seno al liquido, dovevano inoltre riprodurre mediamente le strutture ottimizzate con le simulazioni EGS; ciò precludeva l'utilizzo del piombo quale assorbitore, poiché il diametro richiesto in tal caso per i fili ($\phi \sim 1mm$) era tale da rendere tecnicamente proibitiva la realizzazione pratica dell'apparato. Ci si è quindi orientati verso il rame: fili di $\phi = 3mm$ di tale materiale, disposti come in fig.5.1, forniscono un campionamento medio $2.36mm$ Cu/ $6mm$ scintillatore, circa equivalenti in termini di X_0 alla soluzione standard basata sul piombo; il deciso miglioramento delle proprietà meccaniche è controbilanciato da un aumento delle dimensioni dell'apparato, che possono però essere ancora contenute entro i limiti richiesti.

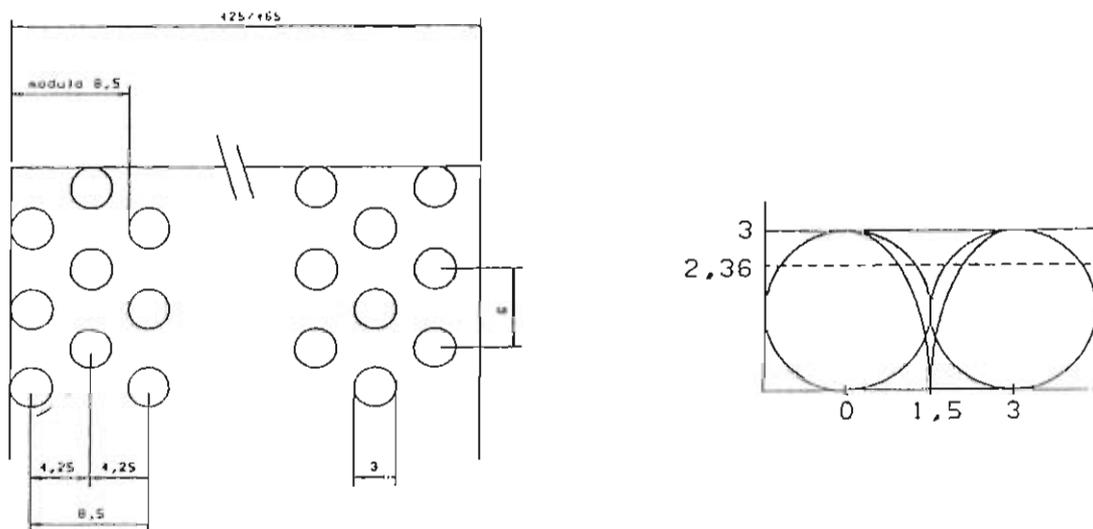


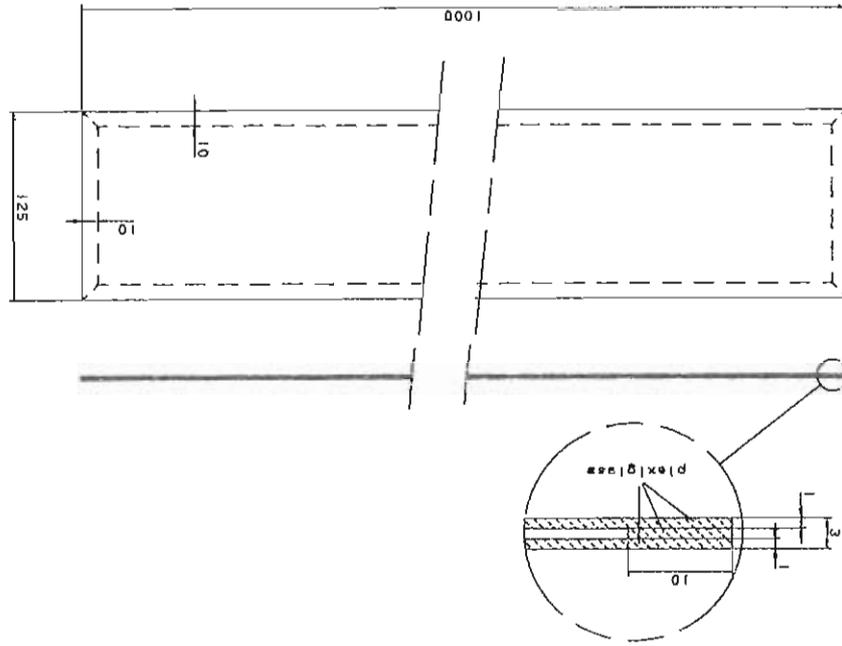
Figura 5.1: Ipotesi di calorimetro Cu-SciOil: dettaglio della struttura modulare e spessore medio equivalente.

Il rivestimento dei fili di assorbitore con materiale dielettrico a basso indice di rifrazione ha però rappresentato un ostacolo non sormontabile in maniera semplice e rapida. Essendo nel nostro caso impraticabile una procedura simile a quella adottata nell'esperienza MACRO, consistente nell'incollaggio di un sottile film di teflon sulle superfici da rendere "riflettenti", ci si è rivolti ad una ditta specializzata nell'applicazione a forno di rivestimenti plastici. I campioni metallici inviatici presentavano due tipi di coperture polifluoroetileniche polisostituite (nomi commerciali FLUOROSHIELD® ed HALAR®), che sono state sottoposte ad un rudimentale test sulle loro proprietà ottiche mediante l'utilizzo di un laser ad Helio-Neon; purtroppo sia la diffusione superficiale che l'indice di rifrazione (ottenuto grazie ad una misura per riflessione dell'angolo di Brewster) di entrambi i rivestimenti, hanno presentato valori troppo elevati per i nostri scopi.

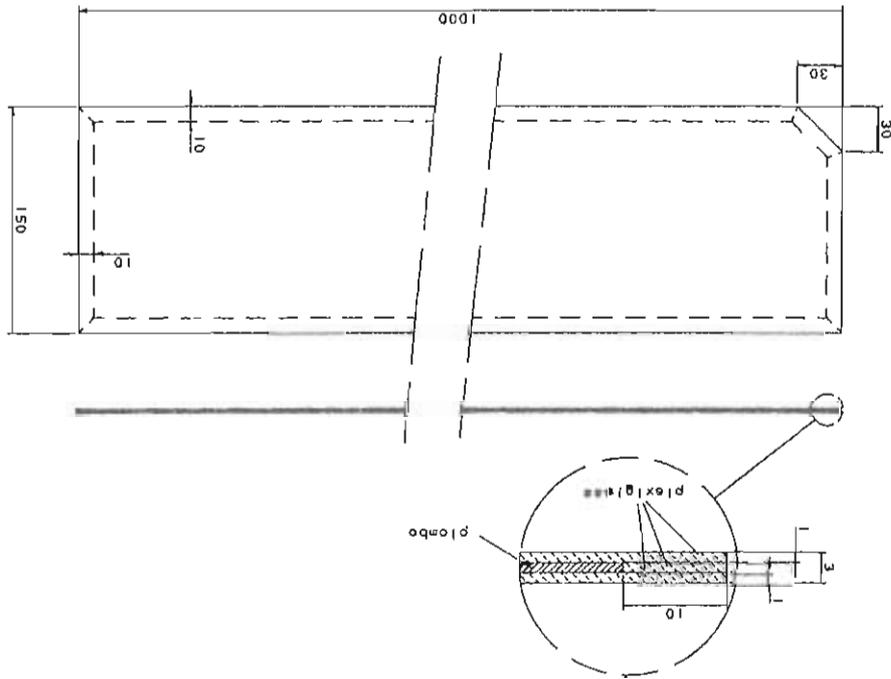
L'isotropia della soluzione *a fili* ora ipotizzata, non ha in fondo grande importanza per la sezione di contenimento, in quanto questa segue una parte tracciante Pb-SCIFI la cui struttura *a quasi piani* è decisamente meno omogenea. Questa considerazione, unita alle difficoltà tecniche già illustrate e ad altre riguardanti ad esempio il sostegno dei fili, ha portato quindi ad una radicale revisione del progetto; ci si è dunque orientati verso una soluzione alternativa, che è stata poi effettivamente utilizzata per la realizzazione del prototipo. Tale soluzione consiste di moduli a tenuta di liquido la cui struttura è indicata in fig.5.2.a, immersi nello scintillatore e mantenuti alla distanza voluta di *6mm* da un opportuno numero di separatori, costituiti da barrette di scintillatore plastico per limitare le zone inattive. La "scatola" in plexiglass che racchiude il piombo ha il duplice scopo di isolare l'assorbitore dall'olio e soprattutto di fornire una superficie sulla quale abbia luogo la riflessione totale; questa avviene all'interfaccia interna *plexiglass/aria*, in quanto il piombo (avvolto per precauzione da un sottile foglio di carta) non dà contatto ottico. La frazione di luce emessa dallo scintillatore che subisce tale riflessione totale, dipende però soltanto dall'indice di rifrazione dell'olio stesso, come illustrato in fig.5.3; grazie al minor valore dell'angolo limite rispetto al caso *olio/teflon* dell'esperimento MACRO ($\vartheta_{olio/aria}^{lim} = \arcsin(1/n_{olio}) < \vartheta_{olio/teflon}^{lim} = \arcsin(n_{teflon}/n_{olio})$) è inoltre teoricamente possibile una raccolta di luce ancora maggiore.

Quanto ricavato vale ovviamente per la situazione ideale di superfici perfette, esattamente parallele fra loro e non diffondenti; il prototipo descritto in dettaglio nel prossimo paragrafo è stato realizzato per verificare i risultati effettivamente ottenibili con materiali reali.

Figura 5.2: Ipotesi di calorimetro Pb-SciOli: a) moduli di assorbitore; b) moduli vuoti per le pareti.



b)



a)

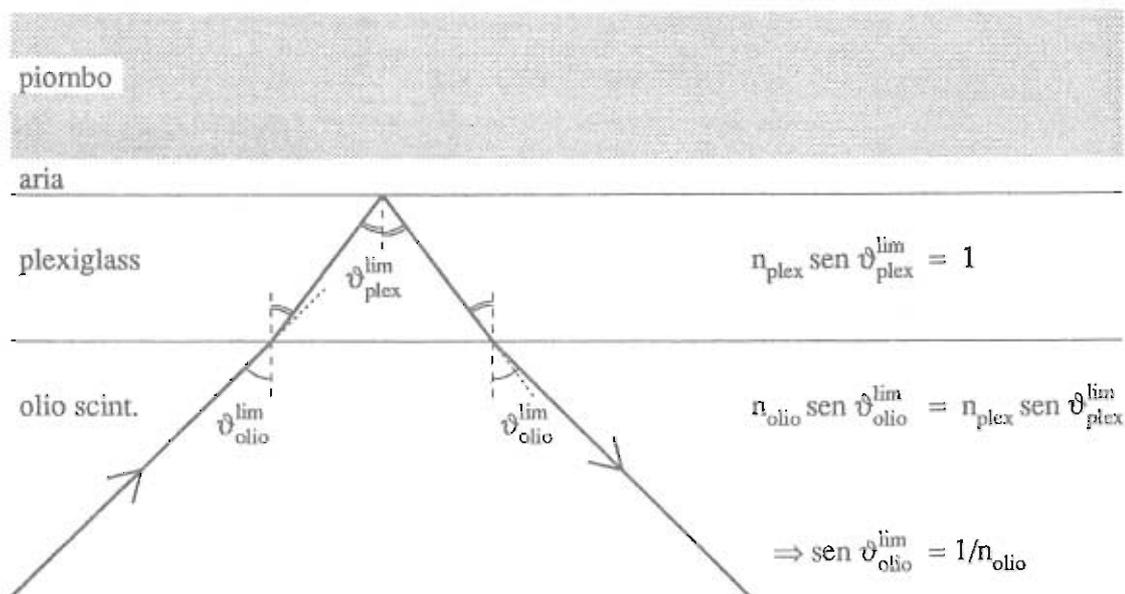
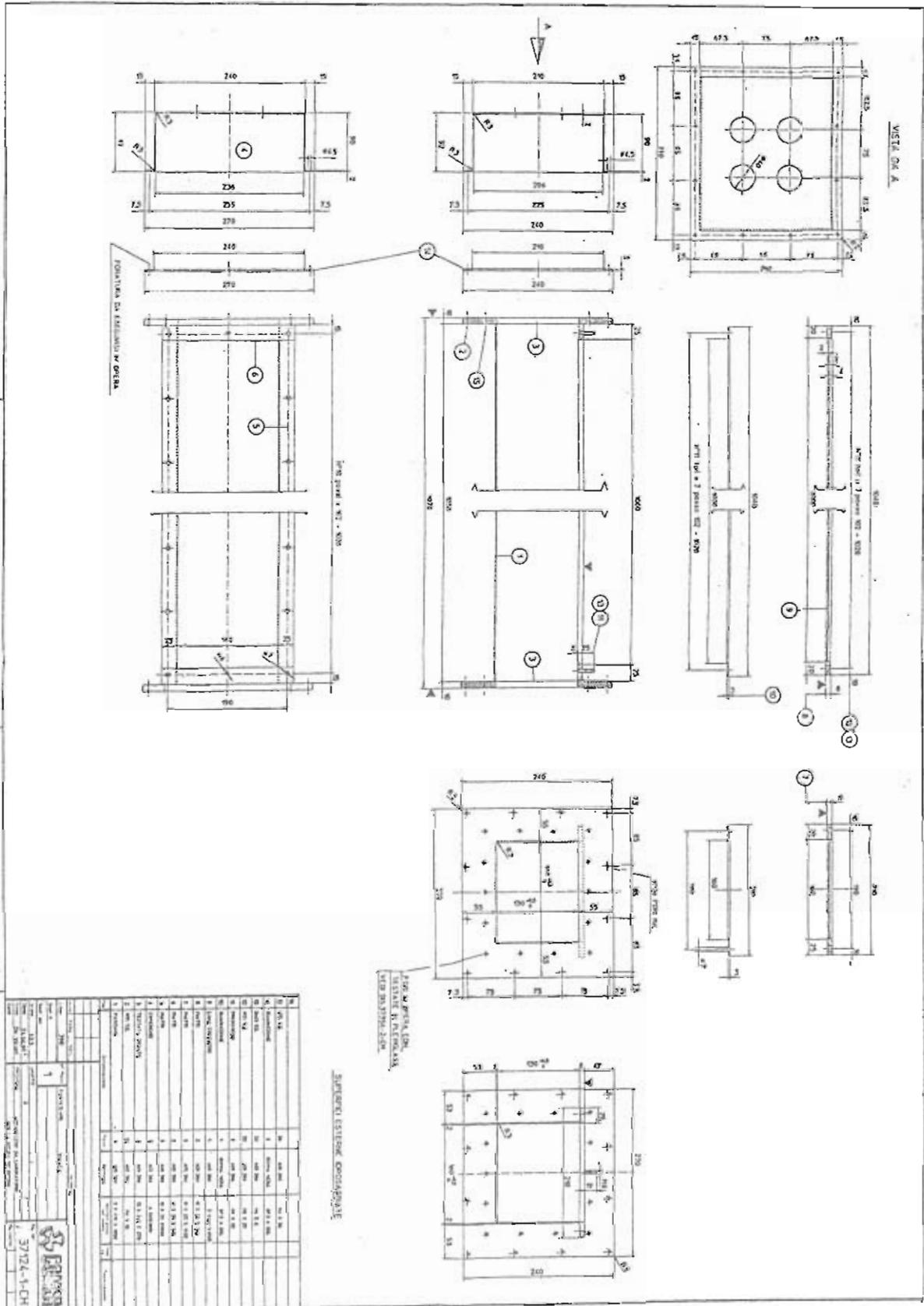


Figura 5.3: Calcolo dell'angolo di rifrazione totale per l'ipotesi Pb-SciOil.

5.2.2 Dettagli costruttivi.

Essendo interessati principalmente ad una misura delle reali capacità di trasporto di luce della soluzione allo studio, si è optato per un prototipo avente dimensioni trasversali limitate. La vasca in acciaio atta a contenere l'olio scintillante ed i moduli di piombo-plexiglass è stata realizzata dalla COMER S.p.A., secondo le caratteristiche del progetto allegato in fig.5.4. L'inserimento e l'estrazione dei moduli e del liquido sono permessi dal coperchio sulla parte superiore della vasca e da due fori filettati ricavati su di esso; le due testate forate sono invece chiuse con tappi sagomati in plexiglass ROHM, di cui in fig.5.5, lavorati ancora dalla COMER, e che grazie ad un *o-ring* impediscono la fuoriuscita dell'olio. Su ognuno dei due tappi sono incollati quattro cilindretti sempre in plexiglass, che portano la luce fino ai fotomoltiplicatori di lettura; il notevole spessore di materiale inerte ($\sim 165mm$) che separa in tal modo lo scintillatore dai fototubi, garantisce un blando effetto di angolo solido per le emissioni prossime alle estremità dell'apparato. Due coperchi laterali (dettaglio 4 della fig.5.4) proteggono le testate e concorrono a fornire l'oscuramento totale necessario per le misure, come illustrato in fig.5.6; in tale figura è inoltre evidenziato il metodo adottato per il supporto dei fotomoltiplicatori.

Figura B.4: Progetto di costruzione della vasca in acciaio.



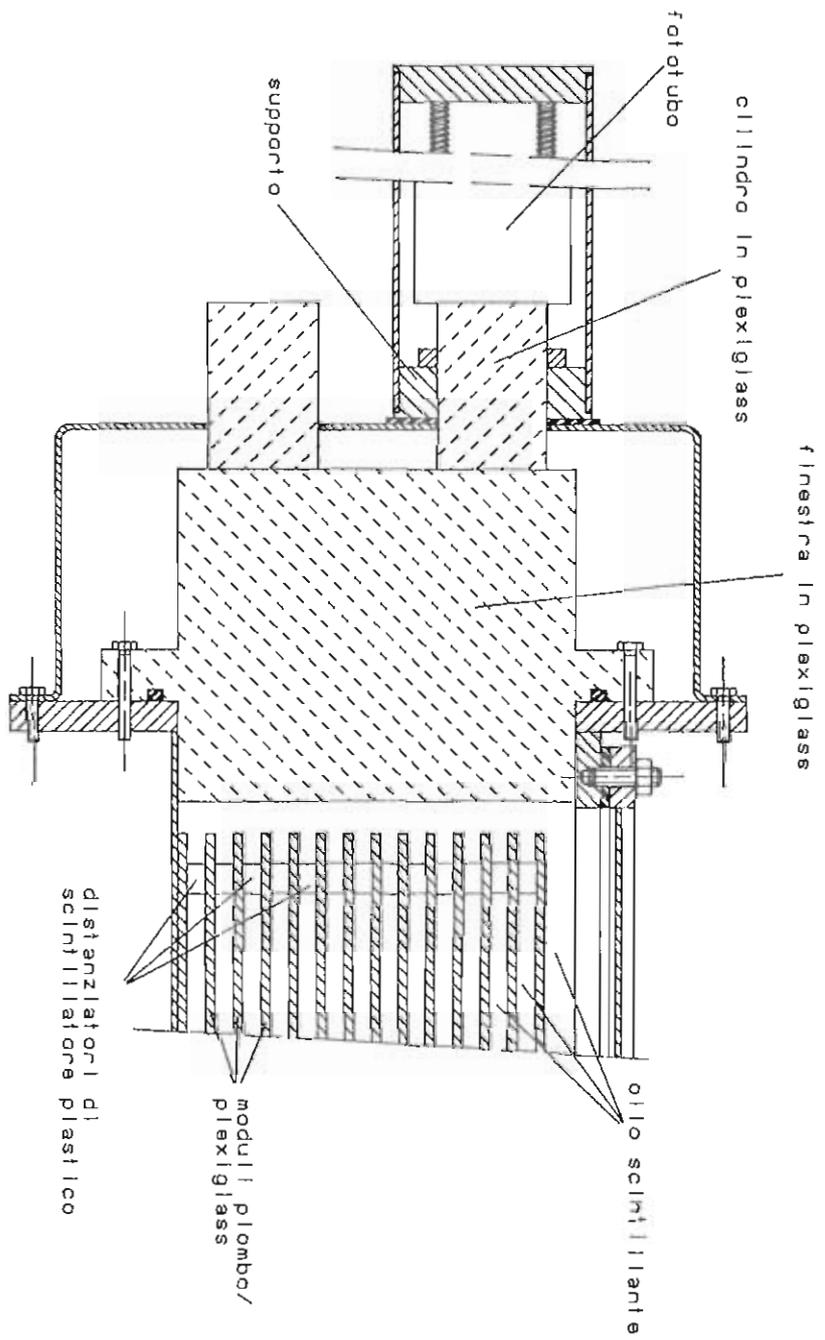


Figura 5.6: Sezione che illustra le testate una volte assemblati i vari componenti.

I moduli di assorbitori sono stati assemblati dalla Pol.Hi.Tech. s.r.l. , a partire da lastre di plexiglass ROHM estruso di spessore $1mm$ e lastre di piombo comune di spessore $0.6mm$; la stessa ditta ha realizzato anche dei moduli di dimensioni differenti vuoti internamente, utilizzati per le pareti verticali della vasca (*cfr.* fig.5.2.b). L'utilizzo di materiale assorbente di dimensioni minori rispetto a quelle ottimizzate, necessario per l'eccessiva tolleranza delle lastre di piombo da $1mm$ a nostra disposizione, non condiziona i risultati delle misure relative alla raccolta di luce. La Pol.Hi.Tech. ha inoltre rifinito i tappi in plexiglass delle testate, lucidandoli e ricoprendoli con mylar alluminato, e fornito le barrette di scintillatore NE110 utilizzate come distanziatori (dimensioni in mm $150 \times 10 \times 6$).

5.3 L'apparato di misura.

5.3.1 Descrizione.

La fig.5.7 riporta lo schema dell'apparato col quale sono state effettuate le prove sperimentali; il dispositivo illustrato ha permesso di misurare la risposta del prototipo quando viene attraversato da raggi cosmici, per tre diverse configurazioni: vasca contenente

- il solo scintillatore;
- scintillatore e moduli laterali;
- scintillatore e tutti i moduli.

I raggi cosmici di cui sopra vengono selezionati da un telescopio, formato da una coppia di scintillatori plastici di dimensioni $6 \times 6cm^2$ e $15 \times 15cm^2$ posti rispettivamente sopra e sotto la vasca del prototipo, alla prescelta distanza dalle estremità . Entrambi gli scintillatori sono accoppiati tramite guide di luce a fototubi (Philips XP 2262) i cui segnali, discriminati e posti in coincidenza fra loro, forniscono il *trigger* per l'avvio di ogni singola misura; questa coincidenza abilita un modulo ADC CAMAC (LeCroy 2249W) alla conversione dei segnali provenienti dagli otto fototubi di lettura del prototipo (anche essi Philips XP 2262), segnali opportunamente ritardati ed attenuati per rientrare nella portata dell'ADC. Il circuito dei due *timer* (C.A.E.N. 2255B), assieme ad un *output register* CAMAC (LeCroy OR 2088), fissa la durata della finestra di acquisizione dell'ADC, ed impedisce che questo riceva i segnali di nuovi eventi finché i precedenti non

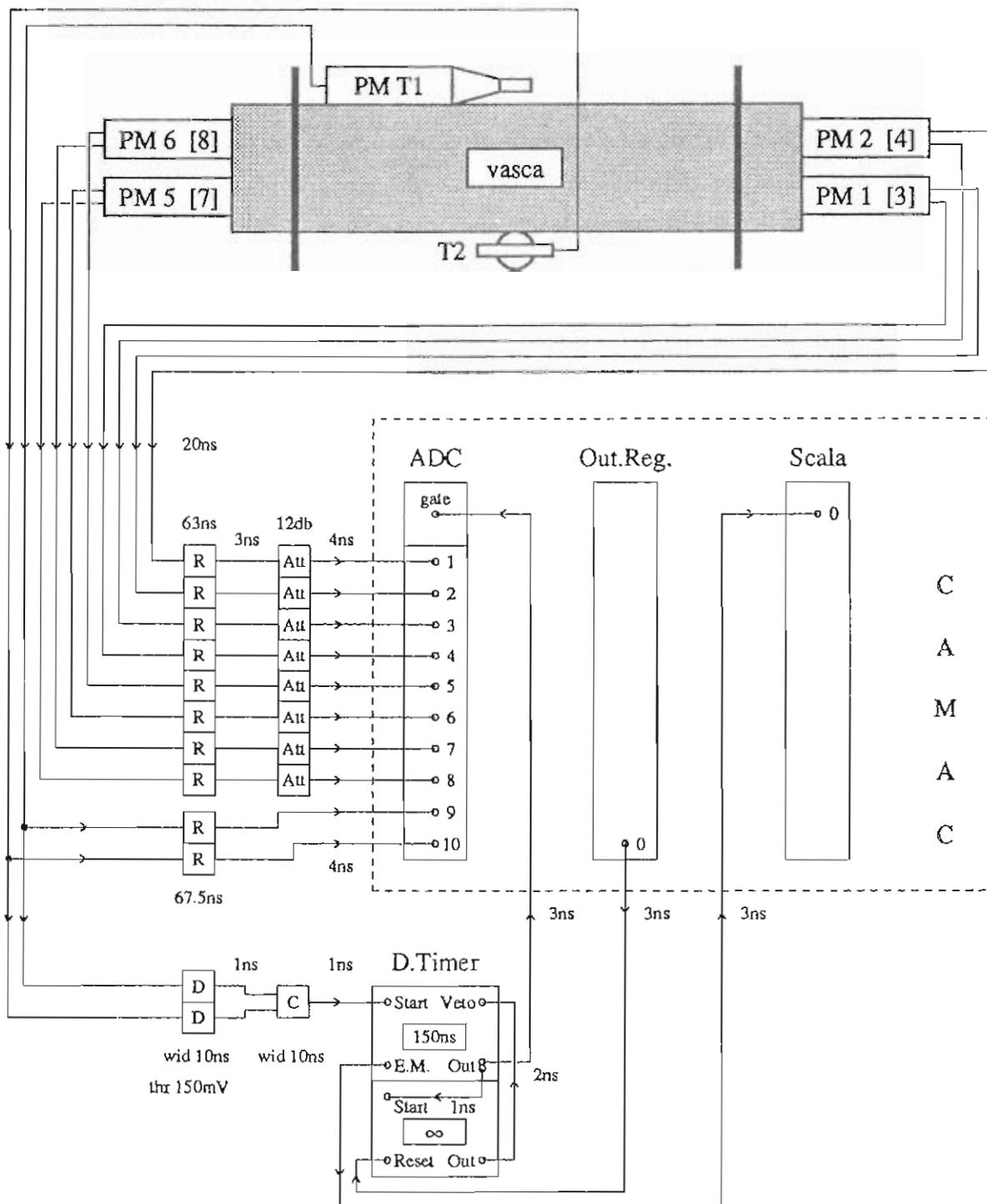


Figura 5.7: Schema dell'apparato di misura.

siano stati letti. Tale lettura, effettuata con un Apple Macintosh via modulo MAC-CC (CERN-EP type 392), è comandata da un programma che archivia mano a mano i dati dell'ADC, fino a quando il valore della scala CAMAC (LeCroy 2252) equivale il numero prescelto di eventi.

5.3.2 Taratura.

La regolazione delle tensioni di lavoro dei due fotomoltiplicatori formanti il telescopio, operata mediante l'usuale tecnica delle curve di conteggi in singola ed in coincidenza, ha dato risultati assai dubbi; si è poi verificato come questo fosse dovuto a segnali indesiderati, relativi ad emissione Čerenkov da parte delle guide di luce. Si è quindi scelto un diverso procedimento di taratura, realizzato inviando all'ADC anche i segnali del telescopio (ovviamente ritardati ma ora non attenuati) per varie tensioni dei fototubi; è stato così possibile determinare i valori ottimali dei voltaggi, sulla base di una analisi dei dati raccolti dall'ADC stesso, operando un compromesso fra le richieste di massima separazione dei segnali di guida (più debole) e scintillatore, e di minimo contributo del rumore. I risultati ottenuti (cfr. fig.5.8) hanno portato alla scelta

$$HV_{T_1} = 1700V \qquad HV_{T_2} = 1850V \qquad ,$$

tensioni fornite da due moduli C.A.E.N. N126; questi valori dipendono ovviamente dalla soglia decisa per i discriminatori (C.A.E.N. 84), che nel nostro caso è stata posta a $150mV$ per limitare appunto i segnali dovuti alle guide di luce. Si sono scelti inoltre segnali logici brevi di $\sim 10ns$, per l'*output* sia dei discriminatori che della coincidenza (LeCroy 465).

Le tensioni degli otto fototubi di lettura, fornite tramite un distributore da un unico generatore BA 210-03R, sono state fissate in modo tale che essi si trovassero nelle condizioni di piena efficienza, ed inoltre dessero segnali il più possibile simili fra loro; il set di valori ottenuti è

$$\begin{array}{cccc} HV_1 = 1945V & HV_2 = 1920V & HV_3 = 2075V & HV_4 = 2050V \\ HV_5 = 2110V & HV_6 = 2070V & HV_7 = 1980V & HV_8 = 1970V \end{array} \quad .$$

I segnali ora descritti, prima di giungere al convertitore analogico-digitale, attraversano linee di ritardo (C.A.E.N N107, N108 ed N146) per un totale di $90ns$, ed attenuatori

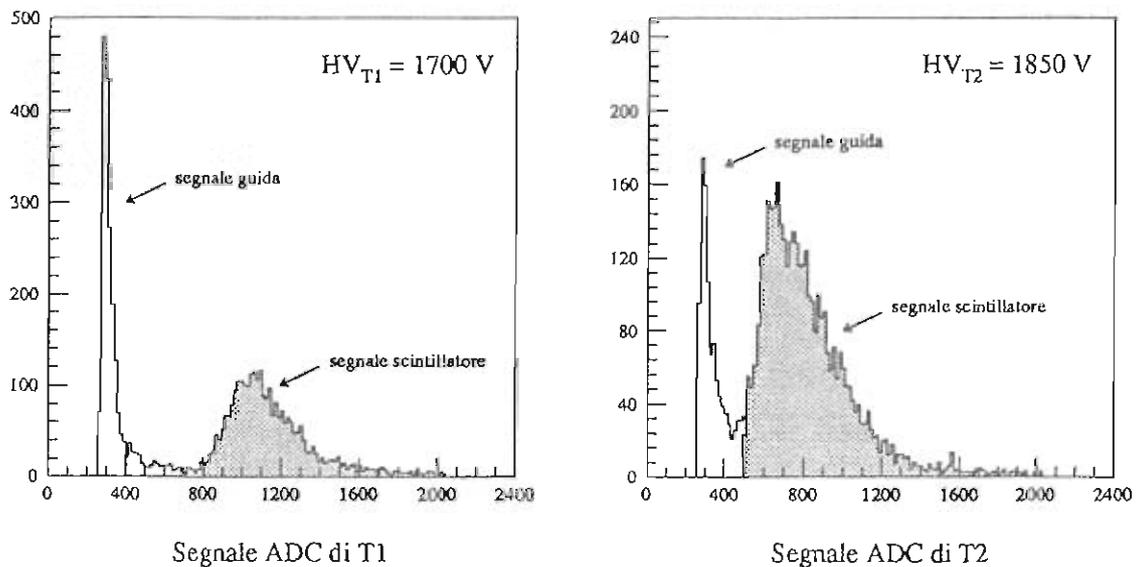


Figura 5.8: Segnale all'ADC dei fototubi del telescopio, per $HV_{T1} = 1700V$ ed $HV_{T2} = 1850V$; le zone ombreggiate evidenziano i tagli operati, discussi nel prossimo paragrafo.

(C.A.E.N. N110 e moduli assemblati in sede) fissati a $12db$. In tal modo il loro arrivo viene sicuramente compreso entro la finestra temporale di $150ns$ prescelta per l'ADC, ed essi possono inoltre soddisfare il *range dinamico* dell'ADC stesso anche per le posizioni estreme del telescopio; pure i segnali di quest'ultimo, già in tempo fra loro, vengono ritardati di $91.5ns$, per farli giungere al convertitore contemporaneamente agli altri *input*.

5.4 Procedure preliminari.

5.4.1 Selezione degli eventi.

Si è già visto come le guide di luce utilizzate nell'apparato diano segnale, benché modesto, se attraversate da raggi cosmici; poiché tali guide si estendono per ragioni di ingombro fuori dall'impronta della vasca, ne risulta che il telescopio non definisce una buona geometria. È cioè possibile che la coincidenza di *trigger* sia data da particelle che attraversano solo parzialmente lo scintillatore liquido contenuto nel prototipo, come illustrato in fig.5.9, col risultato di ottenere da questo un segnale erroneamente minore.

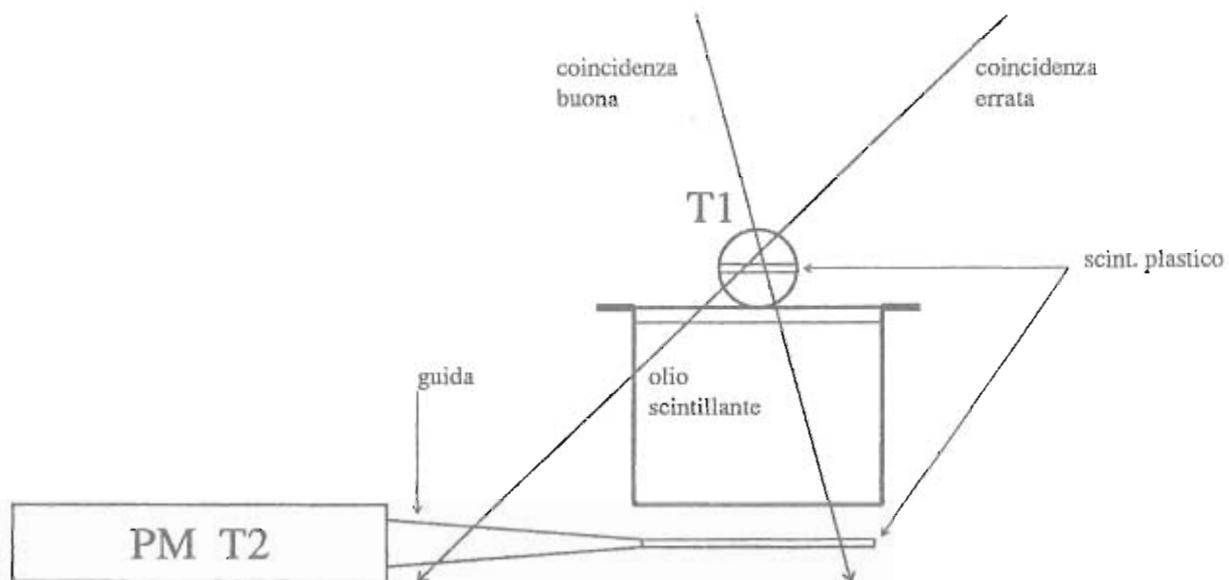


Figura 5.9: Illustrazione schematica delle concidenze buone ed errate.

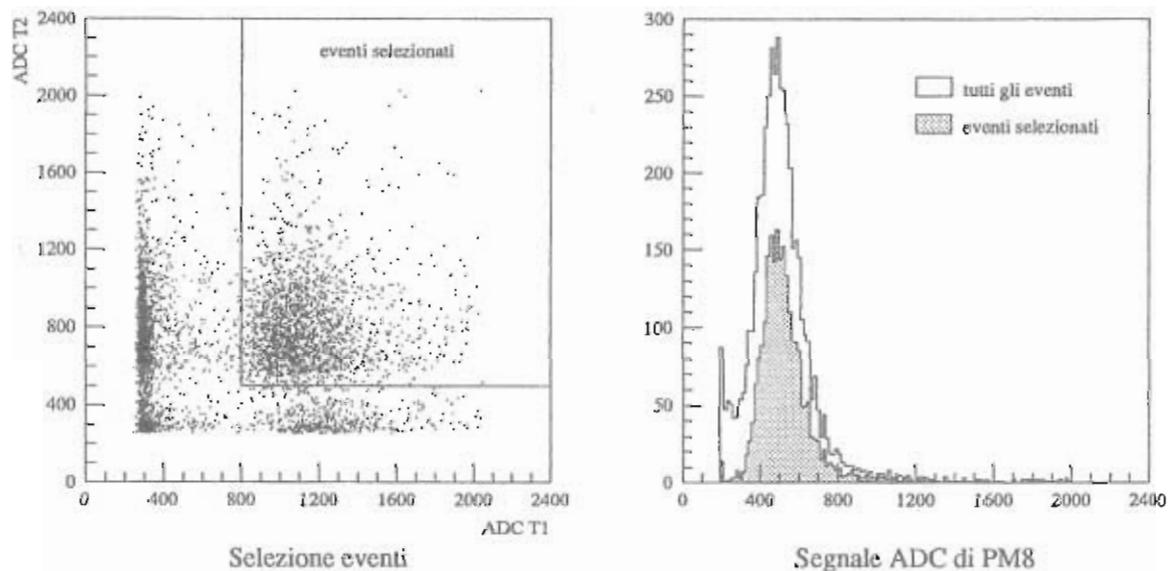


Figura 5.10: Selezione degli eventi sulla base del segnale di T1 e T2; esempio di effetto della selezione sul segnale del prototipo.

Gli eventi sono stati perciò selezionati sulla base del segnale all'ADC dei fotomoltiplicatori componenti il telescopio; la fig.5.10 evidenzia in un caso esemplificativo i tagli effettuati ed il loro effetto sullo spettro di risposta del prototipo. Si può notare la drastica riduzione della "spalla" di segnali a bassa energia (a ridosso del piedistallo dell'ADC), e quindi il miglioramento dello spettro medesimo.

5.4.2 Calibrazione assoluta dell'apparato.

Allo scopo di confrontare i risultati ottenuti nelle tre diverse configurazioni, è stato necessario calibrare la scala dei segnali ADC in termini di *fotoelettroni*; per far questo si è effettuato un dettagliato studio degli strumenti di lettura utilizzati.

Si consideri un fotomoltiplicatore a k stadi: nell'ipotesi che il numero di fotoni che giungono sul fotocatodo, numero indicato con n_p , segua una semplice distribuzione poissoniana, per cui $\sigma_p^2 = \bar{n}_p$, si ottiene per il numero di elettroni raccolti all'anodo [92]

$$\begin{aligned}\bar{n}_a &= \eta \cdot \bar{n}_p \cdot \bar{m}_k \\ \sigma_a^2 &= \eta \cdot \bar{n}_p (\bar{m}_k^2 + \sigma_m^2)\end{aligned}\quad (5.1)$$

dove

$$\begin{aligned}\bar{m}_k &= \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_k \\ \sigma_m^2 &= \bar{m}_k^2 \left[\frac{\sigma_1^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_2^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_k^2}{(\delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_{k-1}) \delta_k^2} \right]\end{aligned}\quad (5.2)$$

rappresentano il guadagno totale medio e la corrispondente varianza, essendo δ_i e σ_i i valori relativi all' i -esimo stadio, mentre η è il valore dell'efficienza quantica. Ipotizzando inoltre che anche i processi di moltiplicazione siano poissoniani, valga quindi $\sigma_i^2 = \delta_i$, e ponendoci nella normale situazione di **primo** stadio ad alto guadagno ($f \gg 1$)

$$\delta_1 \equiv f\delta \qquad \delta_2 = \delta_3 = \cdots = \delta_k \equiv \delta$$

le 5.2 si semplificano

$$\begin{aligned}\bar{m}_k &= f\delta^k \\ \sigma_m^2 &= f^2 \cdot \delta^{2k} \left[\frac{1}{f \cdot (\delta - 1)} \left(1 - \frac{1}{\delta^k} \right) \right] \simeq f^2 \cdot \delta^{2k} \left[\frac{1}{f \cdot (\delta - 1)} \right] .\end{aligned}\quad (5.3)$$

Risulta perciò

$$\left(\frac{\bar{n}_a}{\sigma_a}\right)^2 = \eta \cdot \bar{n}_p \frac{f \cdot (\delta - 1)}{f \cdot (\delta - 1) + 1} \quad , \quad (5.4)$$

ma il prodotto $\eta \cdot \bar{n}_p$ non è altro che il numero medio di fotoelettroni \bar{n}_{pe} : esprimendo quindi il segnale anodico in termini di canali dell'ADC si ottiene infine

$$\bar{n}_{pe} = \left(\frac{ADC}{\sigma_{ADC}}\right)^2 \cdot \frac{f \cdot (\delta - 1) + 1}{f \cdot (\delta - 1)} \quad (5.5)$$

dove il fattore correttivo, comunque prossimo ad uno, dipende dalle caratteristiche del fotomoltiplicatore.

Il metodo ora descritto è stato utilizzato ampiamente nella calibrazione dei moduli di MACRO [93,94]; in questo caso un LED posto all'interno dell'apparato e comandato da un impulsatore fornisce un numero elevato e controllabile di fotoni. Non disponendo il nostro prototipo di un equivalente dispositivo di calibrazione, si è provato ad utilizzare a tal scopo gli stessi segnali di misura dati dai raggi cosmici. Purtroppo gli spettri di tali impulsi, anche se provenienti da una buona selezione, evidenziano una "coda" per alti valori del segnale (*cfr.* ad es. la fig.5.10), dovuta alle diverse possibili traiettorie delle particelle attraverso lo scintillatore liquido, ed alle fluttuazioni non gaussiane delle loro perdite di energia. La presenza delle code modifica sostanzialmente il valore della deviazione standard, rendendo inapplicabile l'uso della 5.5 per la stima del numero di fotoelettroni.

È stata quindi sviluppata una tecnica alternativa, basata sugli spettri di *singolo fotoelettrone* di ciascun fotomoltiplicatore. Questi spettri si sono ottenuti registrando il rumore di fondo dei fototubi stessi, nella ragionevole ipotesi che tale rumore sia dato essenzialmente da elettroni isolati che abbandonano il fotocatodo per emissione termoionica; un confronto qualitativo fra i dati sperimentali ed un semplice programma di simulazione basato sulle 5.1,5.3 conferma discretamente la bontà della supposizione (*cfr.* fig.5.11). Mediante questo metodo si è ricavata per ogni fotomoltiplicatore una stima della costante di conversione fra canali ADC e numero di fotoelettroni, utilizzata poi nell'analisi delle misure vere e proprie; a causa dei piccoli valori in gioco, questa procedura di calibrazione è decisamente meno precisa rispetto al metodo standard che fa uso del LED, ma si è dimostrata comunque sufficiente per lo studio del comportamento del prototipo in esame.

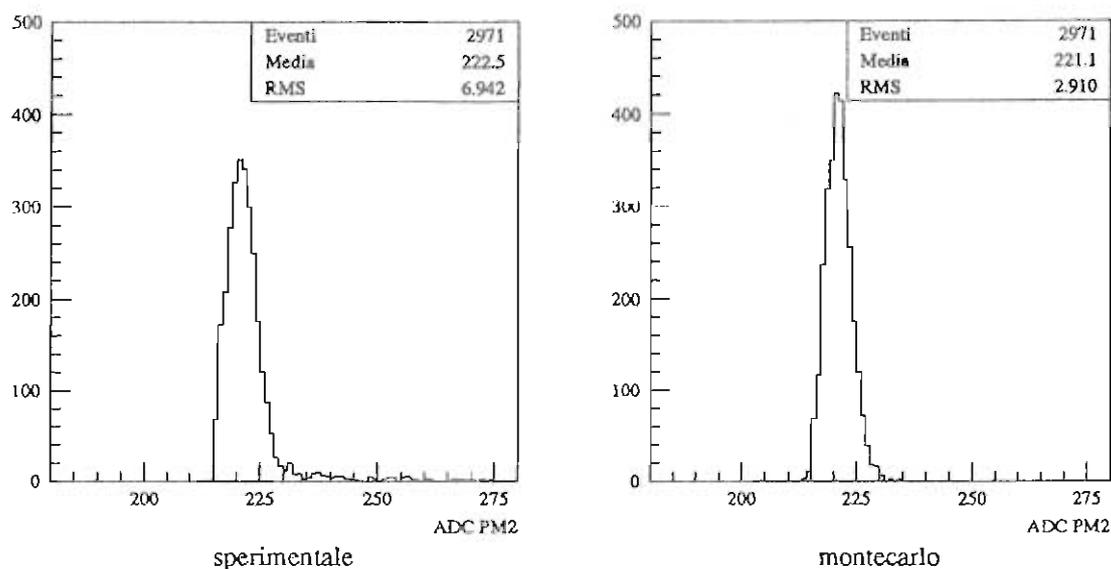


Figura 5.11: Singolo fotoelettrone: esempio di spettri sperimentale e MonteCarlo, ottenuti come indicato nel testo.

5.5 Risultati delle misure.

La presa dati è stata effettuata, per ognuna delle tre configurazioni, ponendo il telescopio in cinque distinte posizioni lungo la vasca, e raccogliendo il segnale di 5000 eventi per ciascuna di esse; le caratteristiche di ciascuna posizione, vale a dire le distanze fra l'asse del telescopio (centrato rispetto alla larghezza della vasca stessa) e la superficie dei tappi in plexiglass sulla quale sono incollati i cilindretti, sono riportati in tab. 5.1. Questi *run*, della durata media di circa 6 ore, erano intervallati dalle misure di calibrazione già illustrate.

denominazione posizione	NNORD	NORD	CENTRO	SUD	SSUD
distanza d (cm)					
tele. / PM1,2,3,4	20	35	61	87	102
(tele. / PM5,6,7,8)	(102)	(87)	(61)	(35)	(20)

Tabella 5.1: Posizioni del telescopio durante le misure.

I dati così raccolti sono stati trascritti su VAX per l'analisi, consistente nella selezione delle coincidenze corrette (40 ~ 50 % del totale) e successivo utilizzo di queste per la

stima del numero medio di *fotoelettroni/evento* di ciascun fototubo; a tal scopo si è utilizzata la

$$\bar{n}_{pe} = \frac{M - P}{S - P} \quad (5.6)$$

dove M, S e P indicano rispettivamente il valor medio del segnale nella misura in esame, il valore di picco dello spettro di singolo elettrone ed il piedestallo del convertitore analogico/digitale, tutti espressi in termini di canali ADC. L'errore sulla 5.6, come già anticipato, è governato dall'imprecisione su S : poiché con le nostre regolazioni vale $(S - P) \simeq 10can.$ e si può stimare $\Delta S \simeq 1can.$, si ricava per la misura finale una precisione $\sigma_{pe}/\bar{n}_{pe} \simeq 10\%$ ancora accettabile.

5.5.1 Vasca contenente il solo scintillatore.

Nella prima serie di misure la vasca del prototipo è stata riempita con circa 20l di olio scintillante, garantendo uno spessore di 13cm di mezzo attivo nella direzione alto-basso nella quale i raggi cosmici venivano selezionati dal telescopio. Lo scintillatore era quindi compreso fra le tre superfici metalliche della vasca, parzialmente lucidate, e l'aria

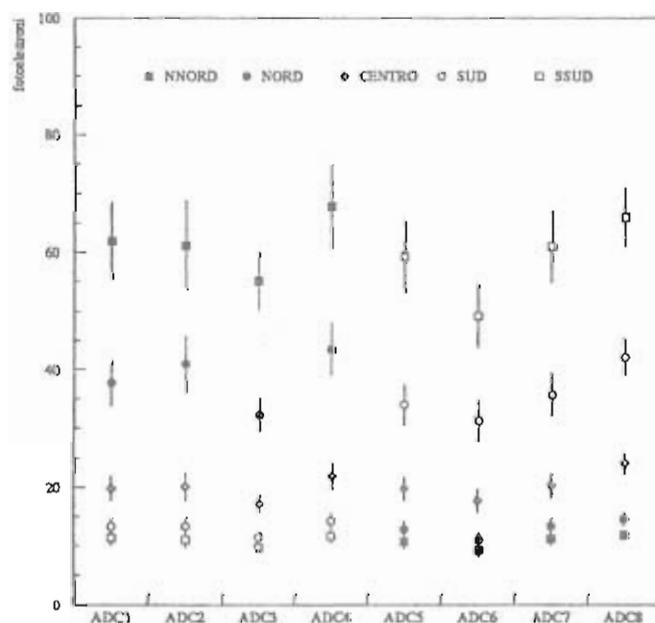


Figura 5.12: Grafico riassuntivo della risposta del prototipo nella prima configurazione (solo scintillatore); \bar{n}_{pe} è stimato per ciascun fototubo sulla base degli spettri di singolo fotoelettrone.

sovrastante il pelo libero; la riflessione avveniva perciò secondo meccanismi diversi per le due differenti interfacce. I risultati riassunti nella fig.5.12 presentano valori ragionevoli, compatibili con la stima grossolana (solo angolo solido)

$$\bar{n}_{pe} \approx \frac{dE}{dz} \Delta x \frac{\pi r_{cil}^2}{4\pi d^2} \approx 10^{1 \div 2} \quad (5.7)$$

L'andamento del segnale al variare della posizione del telescopio è riportato nelle figure delle pagine seguenti. La scelta della superficie su cui sono incollati i cilindretti quale piano di riferimento, identifica la regione entro cui si effettua la parametrizzazione dei dati con la zona ove i segnali non sono ancora distinti fra fototubo e fototubo. Pur ignorando del tutto il dettaglio dei processi che consentono alla luce di scintillazione di giungere ai sistemi di lettura, una semplice parametrizzazione esponenziale con un termine aggiuntivo che tiene conto dell'angolo solido

$$\bar{n}_{pe}^{calc} = C \cdot \left(1 + \frac{\Omega}{d^2}\right) \cdot \exp(-d/\Lambda) \quad (5.8)$$

presenta livelli di confidenza notevoli; le elevate incertezze sui parametri sono dovute sia all'errore abbastanza grande su \bar{n}_{pe} sia, soprattutto per quello che riguarda Ω , alla limitata escursione in d ed al basso numero (cinque) di punti sperimentali. Tenendo presenti queste limitazioni, è comunque possibile ottenere una prima stima delle grandezze caratterizzanti la propagazione del segnale nel prototipo così configurato; in tab.5.2 sono riportate le medie pesate di tutti e tre i parametri, anche se in teoria ciò avrebbe pieno significato solo per la "lunghezza di attenuazione" Λ . La grande differenza che il valore

	Solo scintillatore
C	50 ± 7
Λ	61 ± 6
Ω	227 ± 85

Tabella 5.2: Stima dei parametri: caso di solo scintillatore.

di Λ così calcolato presenta rispetto a quanto ottenuto per i moduli di MACRO, differenza non giustificabile con la parametrizzazione leggermente semplificata, conferma la forte dipendenza di tale grandezza dalle caratteristiche dell'apparato, piuttosto che da quelle intrinseche dell'olio.

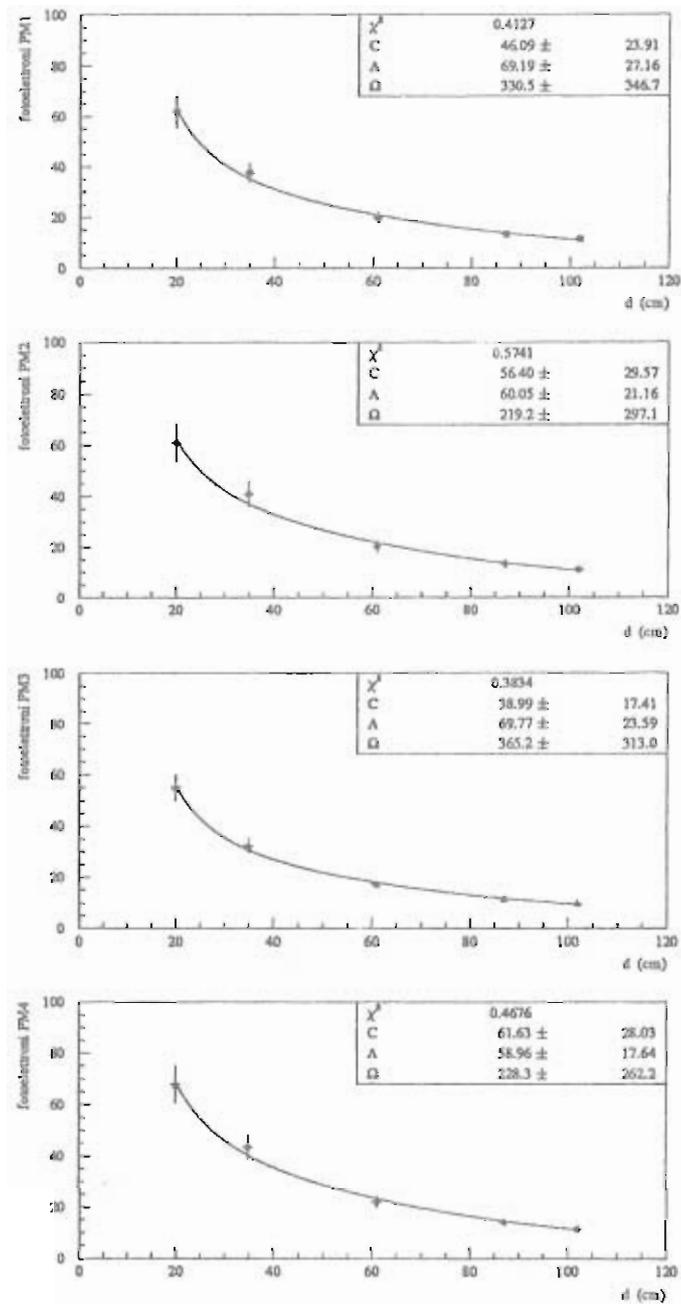


Figura 5.13: Prima configurazione (solo scintillatore): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 1,2,3 e 4.

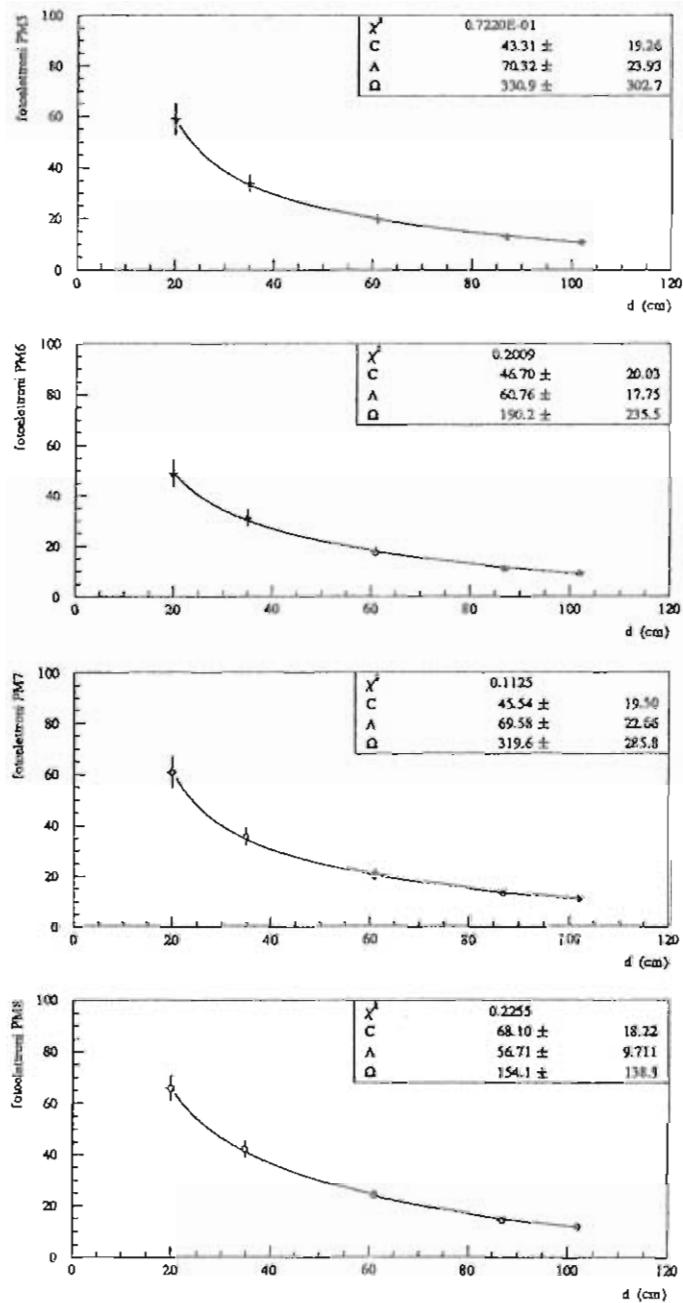


Figura 5.14: Prima configurazione (solo scintillatore): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 5,6,7 e 8.

5.5.2 Vasca con moduli “riflettenti” alle pareti.

Nella successiva serie di misure, alle tre superfici metalliche a contatto con l'olio scintillante sono stati sovrapposti i moduli “riflettenti” illustrati nella fig.5.2: due con intercapedine vuota per le pareti verticali ed uno con all'interno piombo per il fondo della vasca. In tal modo, pur essendo l'interfaccia superiore *olio/aria* ancora strutturalmente diversa dalle altre, il meccanismo di riflessione della luce è stato reso uguale per tutte le superfici. La presenza dell'assorbitore all'interno del modulo che copre il fondo è dovuta soltanto ad economia nell'assemblaggio dei pezzi, in quanto il piombo entro l'intercapedine non modifica le proprietà ottiche della struttura, come si è pure verificato direttamente (*cfr.* par.5.6).

In fig.5.15 sono nuovamente riportati i risultati complessivi delle misure; anche in questo caso la semplice parametrizzazione 5.8 ha fornito buoni risultati, permettendo le nuove stime di tab.5.3.

	Scintillatore e pareti
C	85 ± 8
Λ	79 ± 7
Ω	12 ± 37

Tabella 5.3: Stima dei parametri: caso di scintillatore e pareti “riflettenti”.

Le variazioni dei parametri causate dalla modificata configurazione evidenziano le superiori capacità di riflessione dei moduli in plexiglass rispetto alle pareti metalliche; in dettaglio, l'aumento di C indica una maggior quantità di luce raccolta, l'incremento di Λ una attenuazione minore durante la propagazione, mentre il fatto che Ω diminuisce segnala minor dipendenza dall'angolo solido. Pur tenendo ancora presenti tutti i limiti dovuti agli elevati valori delle incertezze sperimentali, le variazioni indicate sono significative; ciò soprattutto considerando le limitate dimensioni del prototipo che, permettendo solo un basso numero medio di riflessioni, tendono a rendere minime le differenze fra le configurazioni. La fig.5.16, nella quale sono sommati i contributi degli otto canali, fornisce una indicazione qualitativa delle differenze sopra esposte; posizione reciproca e forma delle due curve sperimentali confermano le conclusioni precedenti. Le figure delle successive pagine riportano infine per ogni singolo fototubo i risultati ottenuti.

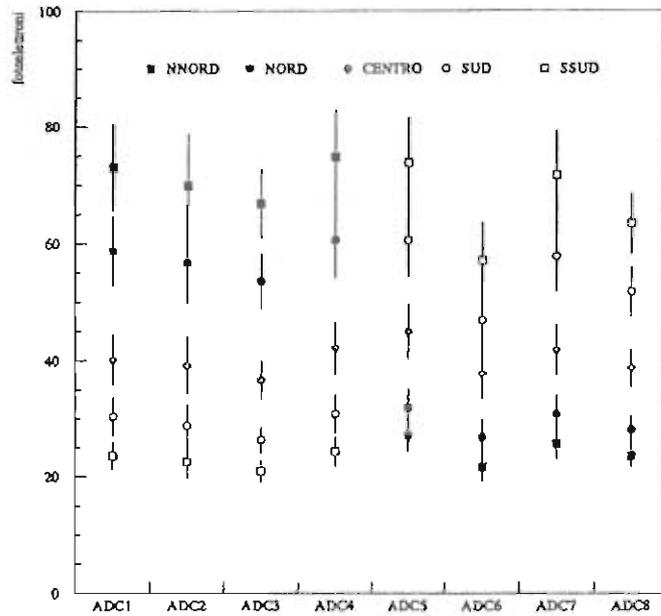


Figura 5.15: Grafico riassuntivo della risposta del prototipo nella seconda configurazione (scintillatore e pareti); \bar{n}_{pe} è stimato per ciascun fototubo sulla base degli spettri di singolo fotoelettrone.

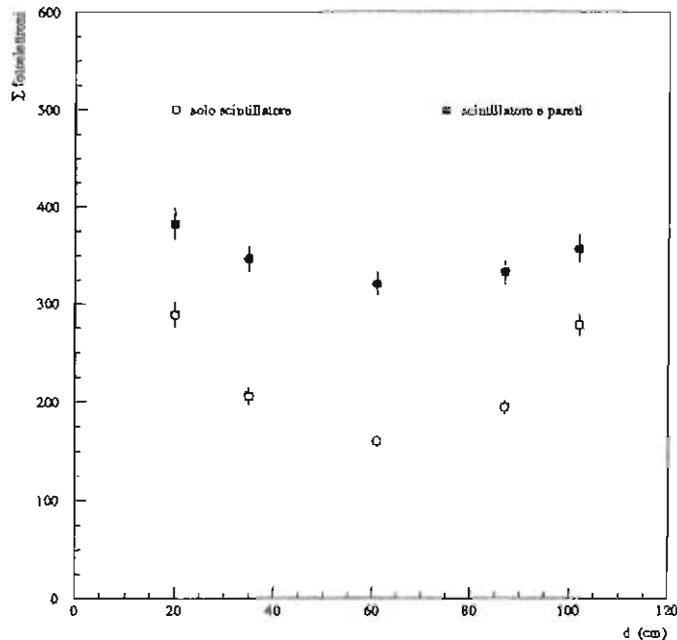
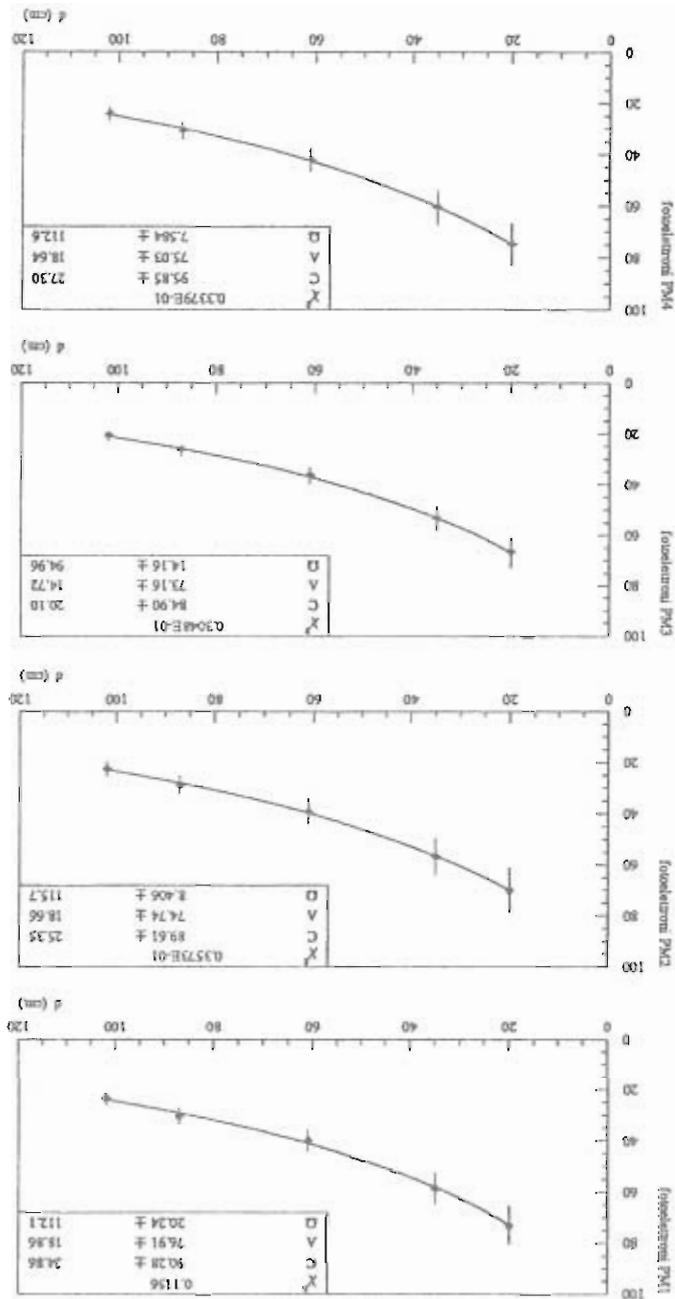


Figura 5.16: Confronto fra le risposte del prototipo nelle prime due configurazioni; i contributi di ciascun fototubo sono stati sommati.

Figura 5.17: Seconda configurazione (scintillatore e pareti): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 1,2,3 e 4.



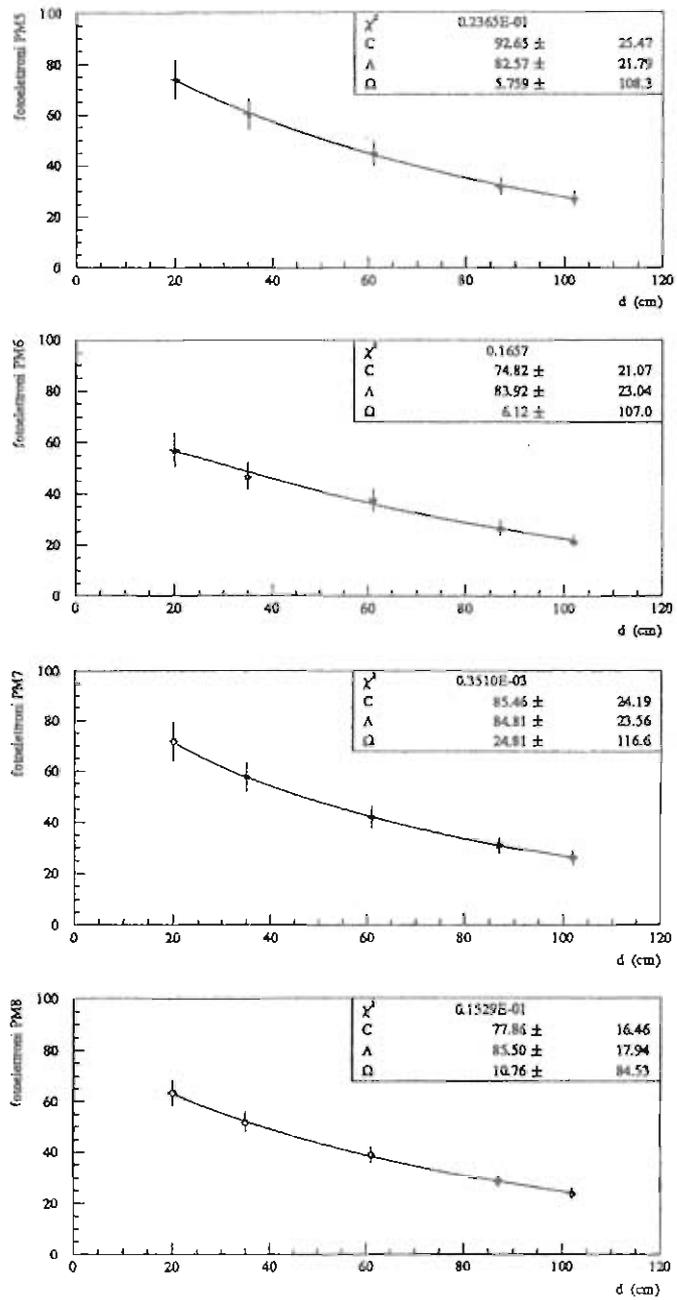


Figura 5.18: Seconda configurazione (scintillatore e pareti): dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 5,6,7 e 8.

5.5.3 Prototipo completo: vasca contenente tutti i moduli.

L'ultima configurazione dell'apparato sottoposta a misure è stata quella definita *prototipo completo*: oltre ai moduli ricoprenti le pareti, sono stati inseriti orizzontalmente nella vasca altri tredici moduli *piombo/plexiglass*, mantenuti alla corretta distanza fra loro (6mm) dalle barrette di scintillatore plastico. Ciò ha comportato innanzitutto una diminuzione da 13cm a 8.8cm dello spessore medio di mezzo attivo nella direzione alto-basso: anche la luce di scintillazione prodotta dal passaggio dei raggi cosmici nell'apparato (per la maggior parte μ^\pm in grado di attraversare facilmente le $\sim 15X_0$ del prototipo completo) doveva quindi calare in proporzione. Il valore finale del segnale dipende però principalmente dal trasporto della luce dal punto di emissione fino ai dispositivi di lettura; questa misura rappresenta perciò essenzialmente un test sulle qualità ottiche (capacità di riflessione totale, diffusione, ecc.) delle interfacce *olio/plexiglass* e *plexiglass/aria*.

Purtroppo i risultati ottenuti sono stati del tutto negativi: come illustrato in fig.5.19 per 2 degli otto canali, l'attenuazione del segnale è tale da escludere in modo assoluto l'utilizzo della struttura in esame per misure calorimetriche. I valori di C e A forniti da una semplice parametrizzazione esponenziale dei risultati (utilizzata in quanto la 5.8 si

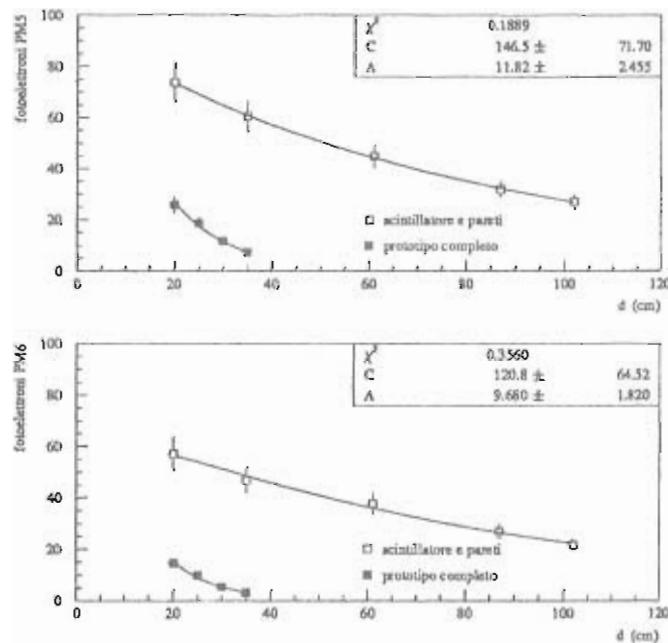


Figura 5.19: Prototipo completo: dipendenza del segnale da d e risultati del fit per i PM 5 e 6.

adatta ai dati solo per $\Omega \rightarrow 0$) sono in questo caso puramente indicativi, poichè tale parametrizzazione non opera la fondamentale distinzione fra zona interna del prototipo, dove la luce viene riflessa tra modulo e modulo, ed estremità in plexiglass (tappi) dove invece la luce si propaga semplicemente. La diminuzione dei segnali rispetto alle precedenti configurazioni è dovuta sia alla limitazione dell'angolo solido (e quindi della luce diretta) causata dai moduli *piombo/plexiglass*, sia soprattutto alle loro deludenti proprietà ottiche; il primo effetto è messo in luce dalla debole risposta dell'apparato anche per la posizione estrema SSUD, mentre il secondo si desume dalla decisa attenuazione del segnale all'aumentare di d .

5.6 Analisi dei risultati.

Il confronto fra i risultati ottenuti con le prime due configurazioni dell'apparato indica una effettiva capacità di produrre riflessione da parte dei moduli in plexiglass; le misure sul prototipo completo evidenziano invece una drastica attenuazione del segnale dovuta proprio alla presenza di tali moduli. Allo scopo di risolvere questa ambiguità si sono operate alcune prove qualitative sui dispositivi in questione, facendo uso di un laser ad Argon per verificare direttamente le reali caratteristiche dei fenomeni di riflessione che avvengono sulle loro superfici. Tali prove hanno fornito le seguenti indicazioni:

- non vi sono differenze sensibili fra i moduli con intercapedine vuota e quelli contenenti la lastra di piombo, per quanto riguarda la capacità di produrre riflessione;
- sui moduli in esame si verifica effettivamente riflessione luminosa, le cui caratteristiche la fanno attribuire proprio alla differenza di indice di rifrazione fra olio ed aria; per gli angoli opportuni, questa riflessione è visibilmente più efficace di quella che avviene in condizioni analoghe sulle pareti metalliche della vasca (*cfr.* fig.5.20);
- Le lastre di plexiglass dei moduli sono però anche causa di diffusione e dispersione del segnale luminoso; dopo un limitato numero di riflessioni tale segnale è perciò totalmente degradato, la luce può incidere sulle superfici *plexiglass/aria* con angoli minori di $\vartheta_{olio/aria}^{lim}$ e quindi essere assorbita dal piombo, oppure rimanere intrappolata all'interno delle lastre ($n_{plexi} \simeq 1.49 > n_{olio}$) dove viene assorbita più rapidamente (*cfr.* fig.5.21).

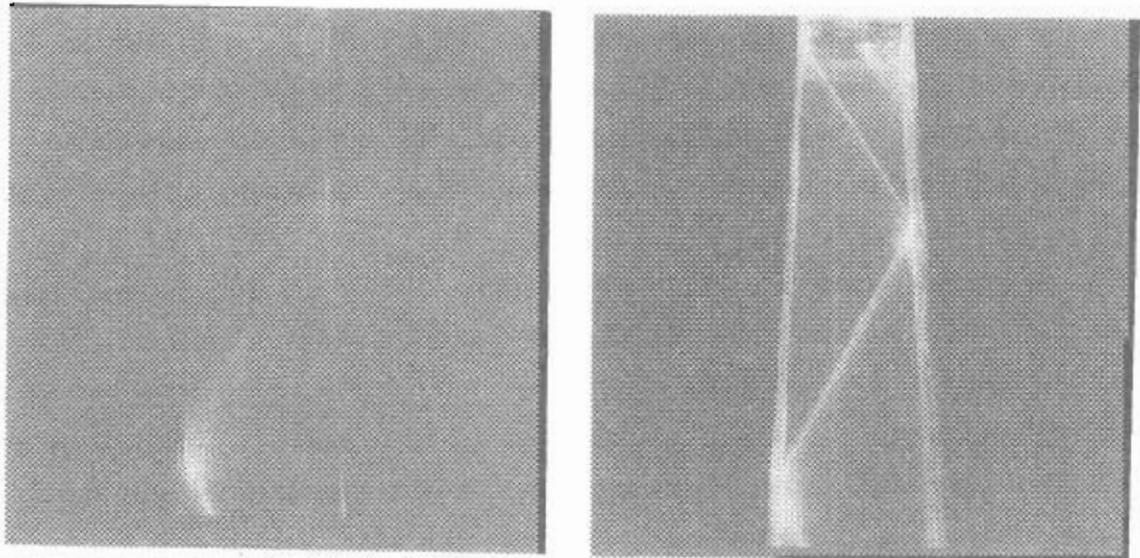


Figura 5.20: Confronto fra le riflessioni che avvengono sulle pareti metalliche della vasca (a sinistra) e su moduli in plexiglass sovrapposti alle pareti stesse (a destra).

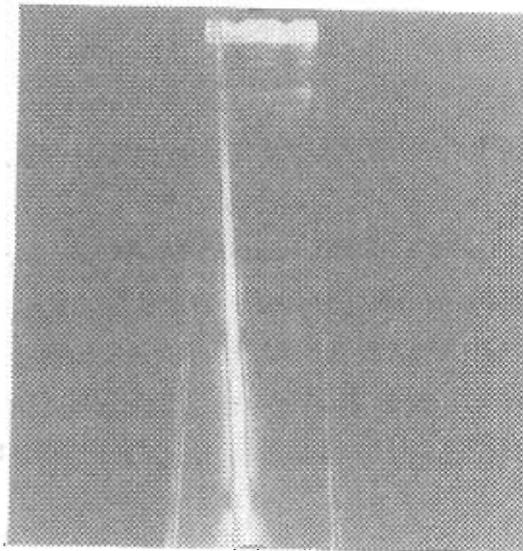


Figura 5.21: Propagazione del segnale luminoso fra due moduli che distano $6mm$ fra loro; l'elevato numero di riflessioni (qui non identificabili singolarmente) è responsabile della evidente attenuazione.

La causa dei risultati negativi va dunque attribuita alle caratteristiche dei materiali impiegati: le lastre di plexiglass di produzione industriale presentano superfici la cui qualità non è sufficiente per i nostri scopi; d'altra parte una loro ulteriore accurata lavorazione, sempre ammesso che sia in grado di migliorarne sensibilmente le proprietà, annullerebbe dal punto di vista economico gran parte dei benefici derivanti dall'uso dell'olio scintillante. Anche l'assemblaggio dei moduli rappresenta un punto delicato: diversi fra quelli utilizzati hanno subito infiltrazioni di olio, evidenziando in modo chiaro i limiti del loro incollaggio; di nuovo, procedure più sofisticate inciderebbero ulteriormente sui costi.

Queste considerazioni ci portano a sospendere ulteriori studi su apparati nei quali l'assorbitore sia "immerso" nello scintillatore liquido, a causa della grande difficoltà a realizzare strutture e superfici che garantiscano una adeguata capacità di trasmissione del segnale luminoso. Le ottime qualità intrinseche dell'olio scintillante (trasparenza, costo ridotto, versatilità, ecc.) possono essere ugualmente sfruttate, utilizzando però tale materiale attivo quale nucleo (*core*) in capillari, fibre cave od altri simili dispositivi di rivestimento (*cladding*). In questo caso l'interfaccia *core/cladding* (sulla quale avviene la riflessione totale che garantisce la propagazione della luce) può facilmente presentare le proprietà ottiche richieste, e mantenerle grazie alla posizione protetta; anche la geometria ben definita delle strutture in questione favorisce una trasmissione adeguata del segnale.

Il gruppo DAΦNE di Udine ha recentemente effettuato una serie di misure [82] su una fibra flessibile a scintillatore liquido (F.L.S.F.). Tale fibra, realizzata dalla LUMATEC, consiste di un tubo flessibile in PVC chiaro ($d_{int} = 5mm$, $d_{est} = 6mm$, $l = 3m$), riempito ancora con l'olio scintillante di MACRO a nostra disposizione e protetto esternamente da una ricopertura in plastica opaca; la chiusura ermetica delle due estremità è garantita da tappi di quarzo. I risultati ottenuti indicano in questo caso una "lunghezza di attenuazione" di $\sim 3m$, confermando ulteriormente la dipendenza di tale grandezza dalle caratteristiche del dispositivo di contenimento, piuttosto che dalle proprietà intrinseche di trasparenza dell'olio.

Conclusioni

L'esperimento KLOE a DAΦNE possiede tutte le caratteristiche per essere in grado di pronunciarsi in maniera definitiva sul meccanismo responsabile della violazione di CP ; tali caratteristiche lo rendono inoltre ottimale anche per lo studio di molti altri fenomeni fisici. Al momento in cui si scrive, la *Lettera di intenzioni* per il rivelatore KLOE è stata approvata dalla collaborazione e sottoposta al giudizio del Comitato Scientifico dei LNF; l'apparato proposto non si discosta da quanto illustrato al cap.3 della presente tesi. In particolare, per il calorimetro elettromagnetico è stata preferita fra tutte la soluzione più compatta, che prevede moduli opportunamente sagomati di *piombo/fibre scintillanti* sull'intero volume del dispositivo; la scelta di tale struttura è motivata, oltre che dalle ridotte dimensioni ($\Delta r \simeq 30cm$), dalle notevoli prestazioni evidenziate dai relativi prototipi in prove su fascio, ed anche dalle sue ottime proprietà meccaniche.

L'ipotesi dello scintillatore liquido studiata dal locale gruppo DAΦNE non si è invece rivelata praticabile, come esposto in dettaglio al cap.5. La realizzazione e successiva analisi del prototipo di calorimetro *piombo/olio scintillante*, che ha rappresentato una frazione significativa del mio lavoro di tesi, ha ad ogni modo fornito un risultato utile: la conoscenza diretta ed approfondita di vantaggi e limiti degli scintillatori liquidi, quando utilizzati secondo criteri innovativi.

Bibliografia

- [1] G. Lüders
Kgl.Danske Videnskab. Selskab, Matfys. Medds. **28(5)**:1 (1954)
W.Pauli
in *Niels Bohr and the Development of Physics*
ed. W.Pauli, Oxford:Pergamon., II ed. , p.30 (1955)
- [2] T.D.Lee, C.N.Yang
Phys. Rev. **104**:254 (1956)
- [3] C.S.Wu *et al.*
Phys. Rev. **105**:1413 (1957)
- [4] R.P.Feynman, M.Gell-Mann
Phys. Rev. **109**:193 (1958)
E.C.G.Sudarshan, R.Marshak
Phys. Rev. **109**:1860 (1958)
- [5] J.H.Christenson, J.W.Cronin, V.L.Fitch, R.Turley
Phys. Rev. Lett. **13**:138 (1964)
- [6] L.Wolfenstein
Phys. Rev. Lett. **13**:562 (1964)
- [7] L.Wolfenstein
Nuovo Cimento **42**:17 (1966)
S.L.Glashow
Phys. Rev. Lett. **14**:35 (1965)
T.D.Lee
Phys. Rev. D **8**:1226 (1973)

- [8] M.Gell-Mann
Phys. Rev. **92**:833 (1953)
T.Nakato, K.Nishijima
Prog. Teor. Phys **10**:581 (1953)
K.Nishijima
Prog. Teor. Phys **12**:107 (1954); **13**:285 (1955)
- [9] M.Gell-Mann, A.Pais
Phys. Rev **97**:1387 (1955)
- [10] K.Landè *et al.*
Phys. Rev **103**:1901 (1956)
M.Bardon *et al.*
Ann. Phys. NY **5**:156
D.Neagu *et al.*
Phys. Rev. Lett. **6**:552 (1961)
- [11] Particle Data Group
Phys. Rev. B **239**:1 (1990)
- [12] J.R.Rosner
Heavy Quarks, Quark Mixing, and CP Violation, EFI 90-63 (1990)
- [13] T.T.Wu, C.N.Yang
Phys. Rev. Lett. **13**:380 (1964)
- [14] K.Kleinknecht
CP Violation
ed. C.Jarlskog, World Scientific, Singapore, p.41 (1989)
- [15] R.L.Goble, R.Rosenfeld, J.L.Rosner
Phys. Rev. D **39**:3264 (1989)
- [16] N.W.Tanner, R.H.Dalitz
Ann. Phys. **171**:463 (1986)
- [17] S.Fajfer, J.M.Gerard
Z. Phys. C **42**:425 (1989)

- H.Y.Cheng
Phys. Rev B **238**:399 (1990)
- [18] G.D'Ambrosio, G.Isidori, N.Paver
INFN/AE-91/15 (1991)
- [19] L.L.Chau, H.Y.Cheng
Phys. Rev. Lett. **54**:1768 (1985)
Phys. Lett. B **195**:275 (1987)
- [20] P.K.Kabir
Phys. Rev D **2**:540 (1970)
- [21] A.Pais, O.Piccioni
Phys. Rev **100**:1487 (1955)
- [22] J.H.Christenson *et al.*
Phys. Rev. B **140**:74 (1965)
C.Geweniger *et al.*
Phys. Lett. B **48**:487 (1974)
C.Geweniger *et al.*
Phys. Lett. B **52**:108 (1974)
- [23] S.Gjesdal *et al.*
Phys. Lett. B **52**:113 (1974)
- [24] L.B.Okun
in *Leptoni e quark*
Editori Riuniti, Roma, I ed. , p.88(1986)
- [25] S.L.Glashow, J.Iliopoulos, L.Maiani
Phys. Rev. D **2**:1285 (1970)
- [26] M.K.Gaillard, B.W.Lee
Phys. Rev. D **10**:897 (1974)
- [27] M.Kobayashi, T.Maskawa
Prog. Theor. Phys. **49**:652 (1973)

- [28] L.Wolfenstein
Phys. Rev. Lett. **51**:1945 (1983)
- [29] L.Wolfenstein
Ann. Rev. Part. Sci. **36**:137 (1986)
- [30] K.Kleinknecht
Ann. Rev. Nucl. Sci. **26**:1 (1976)
- [31] J.Steinberger
CERN-EP/88-66 (1988)
- [32] Buchalla, Buras, Harlander
Nucl. Phys. B **337**:313 (1990)
- [33] H.Burkhardt *et al.*
Phys. Lett. B **206**:163 (1988)
- [34] M.Woods *et al.*
Phys. Rev. Lett. **60**:1965 (1988)
- [35] J.R.Patterson *et al.*
Phys. Rev. Lett. **64**:1491 (1990)
- [36] K.Kleinknecht
lettura alla *Trieste Conference on Recent Developments in the Phenomenology of Particle Physics* , Trieste, 23-27 settembre 1991
- [37] H.Wahl
in *Proc. of Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.183 (1991)
- [38] L.Adiels *et al.*
Proposal CERN/PSCC/85-6 (1985)
- [39] P.Pavlopoulos
in *Proc. of Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.195 (1991)

- [40] J.M.Poutissou
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.107 (1991)
- [41] I.Mannelli
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.227 (1991)
- [42] *Proposal for a ϕ -factory*
LNF-90/031 (1990)
- [43] G.Vignola
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.11 (1991)
- [44] P.Franzini
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.733 (1991)
- [45] A.N.Skrinsky
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.67 (1991)
- [46] S.Eidelman, E.Solodov, J.A.Thompson
lettura al *UCLA Workshop on Testing CPT and Studying CP Violation at a ϕ -factory*, UCLA, 20-27 aprile 1990
PITT-90-08 (1990)
- [47] J.A. Thompson
lettura al *UCLA Workshop on Testing CPT and Studying CP Violation at a ϕ -factory*, UCLA, aprile 1990
PITT-90-09 (1990)
- [48] T.Oshima
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.29 (1991)

- [49] C.Pellegrini
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.83 (1991)
- [50] A.Streun
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.99 (1991)
- [51] G.K.O'Neil
LNF-68/43 (1968)
- [52] H.Lipkin
Phys. Rev. 176:1715 (1968)
M.Goldhaber, T.D.Lee, C.N.Yang
Phys. Rev. 112:1796 (1958)
- [53] G.C.Ghirardi, R.Grassi, T.Weber
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.261 (1991)
- [54] I.Dunietz, J.Hauser, J.L.Rosner
Phys. Rev. D 35:2166 (1987)
- [55] N.Paver, Riazuddin
INFN/AE-90/05 (1990)
- [56] J.Bernabéu, F.J.Botella, J.Roldan
Phys. Lett. B 211:226 (1988)
Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)8:393 (1989)
- [57] F.J.Botella, J.Roldan, J.Bernabéu
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.325 (1991)
- [58] R.Barbieri *et al.*
LNF-90/041(R) (1990)

- [59] R.Baldini-Ferrolì
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.665 (1991)
- [60] L.Maiani
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.719 (1991)
- [61] M.Fukawa *et al.*
KEK Report 90-12 (1990)
- [62] R.C.Barrett
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.487 (1991)
- [63] G.Barbiellini, C.Santoni
CERN-EP/89-88 (1989)
- [64] A.Zallo
LNF-91/078(R) (1991)
- [65] The KLOE Collaboration
Letter of Intent for a General Purpose Detector at DAΦNE
in preparazione
- [66] M.Giorgi
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.673 (1991)
- [67] A.Antonelli *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.557 (1991)
- [68] G.Bencivenni *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.587 (1991)

- [69] P.Cantoni *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.629 (1991)
- [70] S.Bianco *et al.*
LNF-90/089(R) (1990)
- [71] M.Piccolo
The Case for a ϕ -factory
lettura ai *Rencontre de Physique dela Vallée d'Aoste* , La Thuile, Italia, marzo 1990
- [72] The KLOE Collaboration
Nota KLOE 126 (1991)
- [73] V.Patera
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.499 (1991)
- [74] F.Grancagnolo
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.521 (1991)
- [75] C.Bloise
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.495 (1991)
- [76] S.Bianco *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.575 (1991)
- [77] M.Berino *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.569 (1991)
- [78] D.Babusci *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.581 (1991)

- [79] S.Bianco *et al.*
Nota KLOE 124 (1991)
- [80] S.Miscetti *et al.*
Nota KLOE 125 (1991)
- [81] R.Sangoi
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.599 (1991)
- [82] G.Barbiellini, A.Martinis, R.Sangoi, F.Scuri
Light transport in a flexible liquid scintillator fiber
INFN/AE-92/04 (1992)
- [83] R.L.Ford, W.R.Nelson
SLAC-210 (1978)
- [84] W.R.Nelson, H.Hirayama, D.W.O.Rogers
SLAC-265 (1985)
- [85] A.Antonelli *et al.*
in Proc. of *Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*
ed. G.Pancheri, Frascati, p.483 (1991)
- [86] R.Brun *et al.*
"GEANT3" DD/EE/84-1 (1987)
- [87] R.Brun, J.Zoll
CERN Program Library Q100 (1989)
- [88] R.Brun *et al.*
CERN Program Library Q121 (1989)
- [89] The MACRO Collaboration
MACRO Proposals
- [90] G.Liu *et al.*
MACRO int. memo 1010/88 (1988)

- [91] C.Peck, R.Batitti
MACRO int. memo 1016/86 (1986)
- [92] *RCA Photomultiplier Manual* RCA Electronic Components, Harrison N.J. (1970)
- [93] A.Baldini, C.Bemporad, G.Giannini, R.Pazzi
MACRO int. memo 16/88 (1988)
- [94] C.Lane, J.Panetta, R.I.Steinberg
MACRO int. memo 1006/88 (1988)

Ringraziamenti

Questo lavoro è stato reso possibile **anche** dal contributo di diverse persone che, in vario modo, mi hanno aiutato nella sua realizzazione; vorrei quindi provare a sdebitarmi quantomeno ringraziandole, pur sapendo che è ben poca cosa, con la speranza di non scordare nessuno.

Sono grato al Prof. Lanceri per gli utili consigli che ha sempre trovato il tempo di fornirmi, anche ad ore impossibili, ma soprattutto per il sostegno che ha saputo darmi in un momento per me difficile; il Prof. Giannini è stato l'impagabile tramite con l'esperimento MACRO, che mi ha permesso di disporre dell'olio scintillante nei tempi e modi richiesti dalla mia tesi; ringrazio anche il Dott. Grion, il Sig. Becciani ed il Prof. Pauli, la cui pazienza è stata messa a dura prova dalle mie continue richieste di delucidazioni tecnico-logistiche.

Le discussioni con l'Ing. Greselin della COMER S.p.A. ed il Sig. Milani mi sono state indispensabili per la progettazione del prototipo, mentre lo sviluppo dell'apparato di misura è stato reso possibile grazie alla strumentazione resami disponibile dai gruppi DELPHI ed Alte Energie di Trieste; ringrazio inoltre il Prof. Gabrielli ed il Dott. Rizzo per avermi prestato i laser necessari per le prove sui materiali.

Sono riconoscente alla Dott.ssa Tessaro ed al Dott. Rui, che mi hanno aiutato nel primo impatto con GEANT, ed al gruppo MonteCarlo di Frascati dal quale ho avuto a disposizione il codice GEANFI; in questo ambito debbo anche ricordare la comprensione che i responsabili del Sistema, Sigg. Mansutti e Strizzolo, hanno sempre avuto nei confronti delle mie notevoli esigenze di calcolo. Gli scambi di opinioni avuti con i Dott. Ganis, Lamanna, Gobbo, Della Marina e con Alessandro Martinis hanno molte volte permesso di chiarirmi le idee: spero, per quanto è nelle mie possibilità, di poter ricambiare al più presto.

È infine doveroso sottolineare che il lavoro illustrato in questa tesi è stato supportato finanziariamente dalla Sezione INFN di Trieste, di cui ringrazio anche il personale amministrativo che molto mi ha aiutato negli adempimenti formali.

Il sostegno che ho ricevuto non è però limitato ad un ambito solamente pratico: un grazie di cuore ai miei familiari e ad Eli per la tanta, tanta pazienza dimostrata nei miei riguardi.