

Torino, 7 January 1999

Abstract

The discovery of CP violation in 1964 in the neutral kaon system opened a new frontier in particle physics. To the present time the only evidence for CP violation comes from K^0 decays.

Despite many theoretical and experimental efforts, the mechanism underlying CP violation is not completely understood. A clear observation of direct CP violation in the weak decay amplitude would rule out superweak models, providing a support for the Standard Model.

The NA48 experiment, at CERN SPS, aims to search for direct CP violation through the measurement of $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ to 2×10^{-4} . In order to achieve this precision, the experiment foresees to collect 5 million of $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$ within three years of data taking at high beam intensity, with a carefully designed architecture.

In this thesis, after a recall of theory, a detailed description of the NA48 detector is given, pointing out the measurement strategy. A full chapter is dedicated to the innovative NA48 trigger system, a fully pipelined and dead time free system able to work at very high rate, which I contribute to develop.

My analysis work has been devoted to the study of some systematic effects on the 97 data sample, in order to compute the relative corrections on $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$. In particular, I studied in detail the two simultaneous beams effective correlation, the accidental activity correction and the charged and neutral trigger efficiency correction.

Indice

Introduzione	2
1 La violazione di CP e il sistema dei Kaoni neutri	6
1.1 La fenomenologia del sistema del $K^0 - \bar{K}^0$	7
1.2 Analisi del decadimento $K_L \rightarrow 2\pi$	10
1.3 Possibili interpretazioni	12
1.3.1 Violazione di CP nel Modello Standard	13
1.3.2 Scenario Superdebole	15
1.4 Risultati sperimentali su $\frac{\epsilon'}{\epsilon}$	16
1.5 Prospettive future	17
1.6 Principali decadimenti dei K_L e K_S	20
2 L'esperimento NA48	22
2.1 Metodo sperimentale	22
2.1.1 L'errore statistico	23
2.1.2 L'errore sistematico	25
2.1.3 La tecnica del <i>tagging</i>	26
2.1.4 L'accettanza dei due fasci	28
2.1.5 Scala di energia e reiezione dei fondi	30
2.2 Il sistema dei fasci di NA48	31
2.3 Descrizione del Rivelatore	33
2.3.1 Il contatore di <i>tagging</i>	35
2.3.2 L'AKS	36
2.3.3 Gli anticontatori (AKL)	38
2.3.4 Lo spettrometro magnetico	39
2.3.5 L'odoscopio carico	42
2.3.6 Il calorimetro elettromagnetico	43
2.3.7 L'odoscopio neutro	45
2.3.8 Il calorimetro adronico	46
2.3.9 Il contatore di veto per i μ	47

2.4	Sistema di Trigger e di Acquisizione	48
2.4.1	L'acquisizione in <i>pipeline</i>	48
3	Il Sistema di Trigger di NA48	52
3.1	Il Trigger Carico di I e di II livello	53
3.1.1	La Logica Veloce e il Trigger Supervisor di I livello	54
3.1.2	Il Trigger Carico di II livello	58
3.2	Il Trigger Neutro di II livello	62
3.3	Il Trigger Supervisor di II Livello	66
3.3.1	Stadio di Ingresso	66
3.3.2	Stadio di formazione della parola di trigger	69
3.3.3	Stadio di Derandomizzazione	70
3.3.4	Stadio di Trasmissione	71
3.3.5	Controllo del tempo morto	72
3.3.6	Il funzionamento	74
4	Studio degli effetti di trigger su ε'/ε	76
4.1	La presa dati del 1997	77
4.2	La selezione degli eventi	81
4.2.1	Gli eventi carichi	82
4.2.2	Gli eventi neutri	84
4.2.3	Selezione S-L	85
4.3	Correzione al doppio rapporto per le efficienze di trigger	85
4.4	L'efficienza del trigger carico	86
4.4.1	La correzione per il trigger carico	92
4.5	L'efficienza del trigger neutro	94
4.5.1	La correzione per il trigger neutro	100
4.6	Studio del tempo morto nel trigger carico	101
5	Correzione su R per gli accidentali	110
5.1	Presentazione dei metodi	110
5.2	Metodo degli <i>overlay</i>	111
5.2.1	Il campione di eventi contenenti l'attività accidentale	113
5.2.2	Il confronto tra <i>overlay</i> e originari	118
5.2.3	Misura della correzione ΔR	120
5.2.4	Cause dei guadagni e delle perdite	120
5.3	Metodo della correlazione	131
5.4	La correlazione dei due fasci K_S e K_L	132
5.4.1	La durata effettiva dello <i>spill</i>	133
5.4.2	Misura sperimentale della correlazione	135

Conclusioni	145
A La scheda LUT del Trigger Supervisor	147
A.1 Segnali di ingresso	147
A.2 L'albero delle LUT	148
A.3 Stadio di <i>prescaling</i> e di <i>counting</i>	150
A.4 Gestione dello <i>XOFF</i>	150
B Il Trigger Supervisor di I Livello: la nuova versione per il 1998	152
B.1 I precedenti	152
B.2 Il nuovo Trigger Supervisor di I Livello	154
Bibliografia	157

Elenco delle figure

1.1	Il triangolo di unitarietà	14
1.2	Diagrammi a box con $ \Delta S = 2$	15
1.3	Diagramma a pinguino	15
1.4	Il rivelatore di E832	18
1.5	Il rivelatore di KLOE	19
2.1	Rappresentazione schematica del sistema dei fasci di NA48	24
2.2	Rappresentazione schematica della tecnica di <i>tagging</i> : il tempo di volo è calcolato su una distanza di circa 250 m	26
2.3	Spettri di impulso caratteristici dei fasci di K_L e K_S	28
2.4	Distribuzione della coordinata longitudinale del vertice di decadimento, per eventi del fascio K_L e K_S	29
2.5	Cristallo di silicio utilizzato per la definizione del fascio di protoni secondario	31
2.6	Schema della raccolta del fascio K_S sul relativo bersaglio	32
2.7	Schema del sistema di collimatori che definiscono i fasci prima della zona di decadimento	33
2.8	Schema tridimensionale del rivelatore di NA48	34
2.9	Schema tridimensionale del rivelatore di tagging	35
2.10	Sezione trasversale del sistema di tagging	36
2.11	Schema del rivelatore AKS con il collimatore che lo precede sulla linea del fascio K_S	37
2.12	Schema della regione di decadimento con gli anelli di anticontatori	38
2.13	Curve di accettazione per gli anelli di anticontatori	39
2.14	Rappresentazione schematica dello spettrometro magnetico	40
2.15	Sezione trasversale di una delle camere a deriva	41
2.16	Schema della disposizione geometrica dei fili nelle camere	42
2.17	Schema della suddivisione logica dei contatori nei quadranti dell'odoscopio carico	43
2.18	Rappresentazione schematica della struttura degli elettrodi realizzata per il calorimetro a krypton liquido	44

2.19	Rappresentazione schematica del calorimetro adronico	46
2.20	Schema del sistema di acquisizione in <i>pipeline</i>	49
3.1	Schema del Sistema di Trigger di NA48	53
3.2	Diagramma a blocchi dell'L1TS	56
3.3	Il decadimento carico visto dalle Camere a Deriva	59
3.4	Diagramma a blocchi dell'L2C	60
3.5	Il flusso del Trigger Carico	62
3.6	Il flusso del Trigger Neutro	63
3.7	Il sistema delle LUT nel Trigger Neutro	64
3.8	Schema a blocchi del Trigger Supervisor	67
3.9	Esempio di <i>Edge Effect</i>	69
3.10	Distribuzione del ΔT tra due eventi $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	73
3.11	Flusso delle operazioni dell'L2TS	75
4.1	Distribuzione temporale dei <i>burst</i> acquisiti durante la presa dati 1997 (campione base)	77
4.2	Distribuzione della massa invariante calcolata <i>online</i> (eV/c^2)	80
4.3	Punti di origine degli <i>overflow</i> delle Camere.	81
4.4	Rappresentazione schematica della formazione del trigger carico $MB\pi\pi$ 87	
4.5	Distribuzione della massa invariante delle due tracce cariche, ricostru- ita <i>offline</i> , per tutti gli eventi carichi registrati nel trigger $L1\pi\pi$. .	89
4.6	x vs. y dei vertici ricostruiti per gli eventi di tipo K_L^{+-} , immagine centrata in $(x=0, y=0)$, e per K_S^{+-} , immagine centrata in $(x=0, y=7)$	90
4.7	Distribuzione degli impulsi delle due tracce ricostruite, per eventi carichi di tipo S, L e L pesati: notare la perdita statistica di circa un fattore 2/3 dovuta alla pesatura degli eventi K_L	91
4.8	Illuminazione del calorimetro data dai cluster dei 4 fotoni del $K_L \rightarrow$ $\pi^0\pi^0$. Si possono notare la colonna senza HV e altri piccoli <i>spot</i> "morti".	94
4.9	Ellisse identificata nel piano (m_{12}, m_{34}) dalle coppie di π^0 provenienti dallo stesso decadimento: l'inclinazione dell'ellisse deriva dall'aver im- posto la massa invariante del K nella ricostruzione. Una sovrastima di una delle due masse del π porta ad una sottostima dell'altra . . .	95
4.10	Massa invariante delle coppie di fotoni passanti il taglio sulla bontà del fit ($R_{ellisse}$)	97
4.11	Distribuzioni del centro di gravità dell'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico, per eventi neutri	98
4.12	Distribuzioni della coordinata z del vertice di decadimento, per eventi neutri	99

4.13	Sistema di FIFO nel trigger carico	101
4.14	Numero di <i>strobe</i> persi per <i>burst</i> , nel campione base e nel campione col taglio sulla qualità dei <i>burst</i>	103
4.15	Campione B. Differenze S-L e S-L pesati in funzione dell'impulso del K . Si è diviso l'intervallo in tre <i>bin</i> di impulso, [70,100], [100,120], [120,170]	106
4.16	Campione A. Nei tre grafici rispettivamente: frazione di L1OFF vista dai $\pi^0\pi^0$ in funzione del tempo, per eventi di tipo S, di tipo L, differenza $K_S - K_L$	107
4.17	Campione B. Nei tre grafici rispettivamente: frazione di L1OFF vista dai $\pi^0\pi^0$ in funzione del tempo, per eventi di tipo S, di tipo L, differenza $K_S - K_L$	108
5.1	Distribuzione bidimensionale (ingrandimento intorno ai bersagli) e tridimensionale dei vertici ricostruiti nel campione di eventi <i>random</i> . Nel grafico di destra è evidente la provenienza dal fascio K_L e dalla prima camera a deriva	112
5.2	Distribuzione temporale dei random KS e KL registrati durante la presa dati	113
5.3	Distribuzione dei random KS e KL all'interno dei 2.5 s del <i>burst</i>	113
5.4	Distribuzione del numero di <i>cluster</i> e della loro energia per eventi <i>random</i> appartenenti al I e al II periodo	115
5.5	Distribuzione del numero di tracce e del loro impulso per eventi <i>random</i> appartenenti al I e al II periodo	116
5.6	Fase degli eventi <i>random</i> KS e KL rispetto al ciclo di rivoluzione dell'SPS	117
5.7	Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Il numero totale di K_S carichi nel campione fisico è 139290	123
5.8	Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$. Il numero totale di K_L carichi nel campione fisico è 56706	124
5.9	Eventi $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ persi. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura	125
5.10	Eventi $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ guadagnati. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura	126
5.11	Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$. Il numero totale di K_S neutri nel campione fisico è 111066	127

5.12	Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Il numero totale di K_L neutri nel campione fisico è 45114	128
5.13	Eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ persi. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura	129
5.14	Eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ guadagnati. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura	130
5.15	Configurazione sperimentale per la misura di coincidenze ritardate .	134
5.16	Conteggi/burst dei 4 estimatori QX, KL monitor, AKS, KS monitor, in funzione del tempo (unità di misura= tempo unix espresso in secondi)	136
5.17	Correlazione tra i quattro estimatori e i conteggi dei protoni primari sul bersaglio T10, posto prima del bersaglio K_L (unità di 10^{10}) . . .	137
5.18	Confronto degli estimatori delle intensità di fascio KL e KS (conteggi di fine <i>burst</i>)	138
5.19	Numero di protoni al <i>burst</i> sul bersaglio T10 (linea KL), in unità di 10^{10} . Per alcuni periodi le informazioni non sono disponibili	140
5.20	Correlazione misurata con le due coppie di estimatori, nei campionamenti evento per evento	141
5.21	Correlazione misurata con le due coppie di estimatori, nei campionamenti a tempo fisso	142
5.22	Correlazione delle due correlazioni misurate con BM e KSM, e con QX e AKS (campionamento evento per evento)	143
5.23	Correlazione delle due correlazioni misurate con BM e KSM, e con QX e AKS (campionamento fisso)	144
A.1	Schema dell'albero delle LUT	149
B.1	Schema a blocchi del nuovo L1TS	154
B.2	Confronto compensazione dell' <i>edge effect</i>	156

Introduzione

Nella fisica delle particelle l'individuazione di simmetrie ha una grande importanza per la descrizione della realtà. Tra queste, un ruolo fondamentale è rivestito dalle simmetrie discrete C, P, e T (Coniugazione di carica, Parità e inversione Temporale).

La scoperta di fenomeni nei quali la simmetria individuata dall'operazione congiunta CP è violata, costituisce una rivoluzione concettuale per la descrizione dell'universo. Tali fenomeni introducono infatti una definizione assoluta del segno della carica elettrica, e possono essere posti in relazione con l'apparente asimmetria materia/antimateria che si manifesta nel nostro mondo.

Questo settore di studio ha aperto scenari nuovi nella fisica delle alte energie ed è tuttora di grande interesse. Infatti, a dispetto di tutti gli sforzi teorici e sperimentali compiuti negli ultimi trent'anni, l'origine e il meccanismo di tale violazione non sono ancora stati compresi in modo soddisfacente.

Il Modello Standard, al quale si deve la descrizione più convincente (in termini di predicibilità) di un largo spettro di fenomeni, prevede la possibilità di effetti di violazione di CP nelle ampiezze di decadimento di mesoni K^0 e B^0 .

Fino ad ora, la violazione di CP osservata è consistente con il fenomeno del *mixing* $K_1^0 - K_2^0$ (violazione indiretta).

L'osservazione di violazione di CP nell'ampiezza di decadimento (violazione diretta), fornirebbe la prima informazione significativamente nuova in questo campo, a 34 anni dalla sua scoperta.

Al momento attuale gli esperimenti, in corso al CERN, a Fermilab e a Frascati, si propongono di studiare con precisione questa differenza, cercando di individuare la violazione dell'ampiezza di decadimento del canale $K^0 \rightarrow 2\pi$.

L'esperimento NA48 all'SPS del CERN, ha lo scopo di effettuare la misura di $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$, parametro direttamente legato all'ampiezza della violazione diretta di CP. Si tratta di una misura difficile: le predizioni teoriche (per quanto affette da grandi

incertezze), indicano che si tratta di un effetto molto piccolo ($\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ variabile nell'intervallo $[\sim 10^{-4}, \sim 3 \times 10^{-3}]$).

Per ottenere indicazioni non ambigue sull'entità di $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$, NA48 si propone pertanto di mantenere l'errore sulla misura al più al livello di 2×10^{-4} .

L'accesso sperimentale al parametro $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$ avviene attraverso la misura del doppio rapporto tra le frequenze dei modi di decadimento dei K_L e K_S in due pioni, secondo la relazione:

$$\mathcal{R}e\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \simeq \frac{1}{6} \left(1 - \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}\right)$$

Il principio dell'esperimento consiste nel contare i due tipi di decadimenti, originati da due fasci distinti per K_L e K_S , collineari e simultanei. Questo sistema permette di raccogliere in tempi ragionevoli la statistica necessaria a raggiungere l'accuratezza voluta; inoltre, la tecnica sperimentale di misurare i quattro tipi di eventi simultaneamente e nella stessa regione del rivelatore, permette di compensare la maggior parte degli errori sistematici, almeno al primo ordine.

Nel 1997 il rivelatore, oramai completo, è stato utilizzato con successo per la prima presa dati al fine della misura di $\text{Re}(\varepsilon'/\varepsilon)$. Il mio lavoro di analisi si è concentrato sullo studio di alcuni effetti sistematici, al fine di calcolare le eventuali correzioni da applicare alla misura.

In particolare, ho condotto una analisi preliminare dedicata allo studio della correlazione dei due fasci K_S e K_L , per verificarne l'effettiva contemporaneità anche su brevi scale di tempo. È seguita la misura della correzione su ε'/ε dovuta all'attività accidentale nel rivelatore, un punto delicato nell'insieme delle sistematiche, e infine lo studio delle efficienze di trigger.

Questa tesi è strutturata in cinque capitoli.

Nel primo viene descritta la fenomenologia del sistema $K^0 - \overline{K}^0$ e della violazione di CP nei decadimenti in due pioni; sono riportati brevemente i modelli teorici mediante i quali si cerca di spiegare questo effetto. Successivamente vi è una breve panoramica sugli esperimenti attualmente impegnati nella misura di ε'/ε .

Nel secondo capitolo, viene descritto l'esperimento NA48, in particolare: i principi seguiti per la misura, il sistema dei fasci, la composizione del rivelatore, il sistema di trigger e di acquisizione dati, così come sono stati durante la presa dati del 1997, facendo riferimento ad alcune modifiche apportate al sistema per l'anno successivo.

Il terzo capitolo è dedicato alla descrizione dettagliata del sistema di trigger, in vista della discussione sulla valutazione della sua efficienza nei due canali principali registrati dall'esperimento. Un maggiore dettaglio è stato raggiunto nella descrizione

dei Trigger Supervisor di I e II Livello, responsabilità del gruppo di Torino di cui faccio parte, sui quali si è concentrata buona parte del mio lavoro di ricerca.

Il quarto e il quinto capitolo sono dedicati alla presentazione del lavoro di analisi svolto sui dati raccolti nel 1997. In primo luogo viene descritta la misura delle efficienze di trigger e di altri effetti collegati con l'architettura generale del sistema di trigger. Successivamente viene descritta l'analisi effettuata per la valutazione degli effetti derivanti dalla attività accidentale presente nel rivelatore.

Capitolo 1

La violazione di CP e il sistema dei Kaoni neutri

Le tre simmetrie discrete P (inversione spaziale), C (coniugazione particella-antiparticella) e T (inversione temporale), sono buone simmetrie nell'ambito dell'interazione elettromagnetica. Nel teorema CPT formulato da Luders e Pauli, ipotesi generali nell'ambito di una teoria quantistica relativistica di campo locale portano alla conclusione che ogni processo fisico è invariante sotto la trasformazione congiunta CPT .

In principio era stato assunto che anche le interazioni forte e debole conservassero separatamente le tre simmetrie.

La scoperta da parte di T.D. Lee e C.N. Yang, nel 1957, di una grande violazione di parità nel decadimento debole del K^+ in due stati (3π e 2π) con parità opposta (“paradosso $\tau-\theta$ ” [1]), portò ad una riconsiderazione della validità di tale assunzione. Altri studi evidenziarono come in processi di decadimento debole ci fossero grandi violazioni di P e C separatamente, mentre continuasse a valere la simmetria CP e T . La teoria $V-A$ sviluppata in seguito include tali possibilità.

Nel 1964 [2] Christenson, Cronin, Fitch e Turlay evidenziarono il decadimento del K^0 a vita media lunga in uno stato a CP -parità opposta ($\pi^+\pi^-$), mostrando inequivocabilmente che questo decadimento non conserva CP . L'effetto messo in evidenza nel 1964 è dell'ordine di 2×10^{-3} , e fu più tardi confermato anche dal decadimento in 2 pioni neutri.

Fino ad ora, il sistema del $K^0 - \bar{K}^0$ continua a rimanere l'unico nel quale sia stata osservata la violazione di CP . I modelli teorici sviluppati per spiegare tale effetto non hanno ancora ricevuto una chiara conferma sperimentale.

1.1 La fenomenologia del sistema del $K^0 - \bar{K}^0$

Al momento della produzione per interazione forte, il K^0 ($\bar{s}d$) è una particella con stranezza $S = +1$, con una antiparticella $\bar{K}^0$ ($s\bar{d}$) con stranezza $S = -1$.

Dal momento che il numero quantico associato alla stranezza non è conservato nel decadimento per interazione debole, gli stati di massa e vita media ben definita sono miscele di K^0 e $\bar{K}^0$.

La trasmutazione $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ è possibile attraverso stati intermedi comuni (virtuali)

$$K^0 \rightarrow (2\pi, 3\pi) \rightarrow \bar{K}^0$$

con $|\Delta S| = 2$.

Per rappresentare fenomenologicamente gli stati fisici, si può considerare una Hamiltoniana efficace composta da due parti, $H^{(0)}$ e $H^{(2)}$, responsabili rispettivamente delle transizioni che conservano la stranezza e delle transizioni che determinano la variazione $|\Delta S| = 2$. La matrice H , non hermitiana, è genericamente scrivibile come somma di matrici hermitiane, $H = M - i/2\Gamma$, responsabili della massa e della larghezza di decadimento delle particelle instabili. Nella base degli autostati di stranezza si ha:

$$H = \begin{pmatrix} \langle K^0 | H^{(0)} | K^0 \rangle & \langle K^0 | H^{(2)} | \bar{K}^0 \rangle \\ \langle \bar{K}^0 | H^{(2)} | K^0 \rangle & \langle \bar{K}^0 | H^{(0)} | \bar{K}^0 \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} - \frac{i}{2}\Gamma_{11} & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{21} - \frac{i}{2}\Gamma_{21} & M_{22} - \frac{i}{2}\Gamma_{22} \end{pmatrix}$$

Alcune semplici considerazioni di validità generale permettono di ridurre notevolmente il numero di parametri liberi di H . L'invarianza CPT di H implica che $M_{11} = M_{22} \equiv M_0$ e $\Gamma_{11} = \Gamma_{22} \equiv \Gamma_0$, dove M_0 e Γ_0 identificano la massa e la larghezza di decadimento comune di K^0 e $\bar{K}^0$. L'hermiticità di M e Γ implica:

$$M_0 \text{ e } \Gamma_0 \text{ reali} \quad M_{21} = M_{12}^* \quad \Gamma_{21} = \Gamma_{12}^*$$

da cui:

$$H = \begin{pmatrix} M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 & M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12} \\ M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^* & M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 \end{pmatrix}$$

Si può notare come, se $H^{(2)}$ fosse invariante per T, ovvero per CP, si avrebbe l'uguaglianza degli elementi fuori diagonale, $M_{12}^* = M_{12}$ e $\Gamma_{12}^* = \Gamma_{12}$, ovvero questi elementi di matrice sarebbero reali.

L'osservazione sperimentale dei decadimenti dei K neutri mostra che il tempo di decadimento nel sistema a riposo della particella non è univocamente definito. Si hanno in egual misura decadimenti a vita media lunga $\tau_L = (5.17 \pm 0.04) \cdot 10^{-8}$ s e decadimenti a vita media breve $\tau_S = (8.934 \pm 0.002) \cdot 10^{-11}$ s [3].

L'andamento temporale degli stati fisici in funzione del tempo è regolata dall'equazione di Schroedinger:

$$i \frac{d}{d\tau} \Psi = \mathbf{H} \Psi \quad (1.1)$$

dove τ è il tempo nel sistema di quiete della particella stessa. Chiamati K_L e K_S gli stati fisici a vita media lunga e corta, si ha:

$$\begin{aligned} |K_L(\tau)\rangle &= K_L e^{-\frac{\gamma_L}{2}\tau} e^{-im_L\tau} \\ |K_S(\tau)\rangle &= K_S e^{-\frac{\gamma_S}{2}\tau} e^{-im_S\tau} \end{aligned}$$

I due autostati K_L e K_S , aventi rispettivamente masse m_L e m_S , e larghezze totali γ_L e γ_S , sono trovati diagonalizzando H :

$$\begin{cases} K_L = \frac{1}{\sqrt{1+|\bar{\varepsilon}|^2}} \left(\frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} + \bar{\varepsilon} \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \right) = \frac{K_2^0 + \bar{\varepsilon} K_1^0}{\sqrt{1+|\bar{\varepsilon}|^2}} \\ K_S = \frac{1}{\sqrt{1+|\bar{\varepsilon}|^2}} \left(\frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}} + \bar{\varepsilon} \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \right) = \frac{K_1^0 + \bar{\varepsilon} K_2^0}{\sqrt{1+|\bar{\varepsilon}|^2}} \end{cases} \quad (1.2)$$

dove si sono riespressi K_L e K_S in termini di K_1^0 e K_2^0 , autostati rispettivamente con $CP = 1$ e $CP = -1$, dal momento che $CP(K^0) = \bar{K}^0$ e $CP(\bar{K}^0) = K^0$.

Il parametro $\bar{\varepsilon}$, utilizzato per rappresentare il *mixing* nella matrice di massa di K_1^0 e K_2^0 negli stati fisici, è dato da:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} - \sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}}{\sqrt{M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}} + \sqrt{M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*}} \quad (1.3)$$

Gli autovalori corrispondenti a K_L e K_S sono:

$$\begin{cases} m_L - \frac{i}{2}\gamma_L = M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 + \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \\ m_S - \frac{i}{2}\gamma_S = M_0 - \frac{i}{2}\Gamma_0 - \sqrt{(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12})(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*)} \end{cases} \quad (1.4)$$

da cui

$$(m_L - m_S) + \frac{i}{2}(\gamma_S - \gamma_L) = 2\sqrt{\left(M_{12} - \frac{i}{2}\Gamma_{12}\right)\left(M_{12}^* - \frac{i}{2}\Gamma_{12}^*\right)} \quad (1.5)$$

Se CP fosse conservata, le quantità M_{12} e Γ_{12} sarebbero reali, come già detto, e perciò $\bar{\epsilon}$ sarebbe nullo. Come conseguenza il K_L e K_S coinciderebbero esattamente con gli autostati di CP K_1^0 e K_2^0 , così come era creduto fino a qualche decennio fa. Inoltre si potrebbero esprimere le differenze di massa e di ampiezza di decadimento (1.5), che prescindono dalla violazione di CP, come:

$$\Delta m \equiv 2M_{12} \quad \Delta\gamma \equiv -2\Gamma_{12}$$

La differenza di massa tra K_L e K_S , se pur piccola, è stata misurata sperimentalmente studiando le oscillazioni di stranezza di un fascio di K_0 , rivelabili dall'osservazione dell'asimmetria di carica nei decadimenti K_{l3}

$$\delta(t) \equiv 2e^{-(\gamma_S + \gamma_L)t/2} \cos(\Delta m t)$$

ottenendo [3]:

$$\Delta m = 3.489 \times 10^{-6} \text{ eV}/c^2.$$

La violazione di CP si manifesta attraverso la presenza di una componente $\bar{\epsilon}$ non nulla, dell'ordine di $\sim 2 \times 10^{-3}$. Questo ordine di grandezza giustifica alcune approssimazioni che portano a riscrivere la (1.3) come:

$$\bar{\epsilon} \approx \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}\Delta m} \left[\text{Im}(M_{12}) - \frac{i}{2}\text{Im}(\Gamma_{12}) \right] \quad (1.6)$$

in cui risulta evidente la dipendenza dalle parti immaginarie degli elementi di matrice che collegano il K^0 al $\bar{K}^0$.

1.2 Analisi del decadimento $K_L \rightarrow 2\pi$

Si esaminino, sempre da un punto di vista fenomenologico, i modi di decadimento del K_L in coppie di pioni carichi e neutri, che violano CP.

Le quantità complesse:

$$\eta^{+-} = |\eta^{+-}| e^{i\phi^{+-}} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \quad (1.7)$$

$$\eta^{00} = |\eta^{00}| e^{i\phi^{00}} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \quad (1.8)$$

sono di diretto accesso sperimentale ed contemporaneamente esprimibili in termini di alcuni parametri teorici utili per la comprensione dell'origine della violazione di CP. Al fine di trovare queste relazioni, è necessario analizzare in dettaglio le ampiezze di decadimento.

Le particelle K^0 e $\bar{K}^0$ hanno isospin 1/2. I prodotti finali dei loro decadimenti, $\pi^0\pi^0$ e $\pi^+\pi^-$, in quanto sistemi composti da due particelle a isospin 1, possono avere $I=0, 1, 2$. Essendo sistemi globalmente neutri di mesoni non strani, con $Q=0$, $S=0$, $B=0$, possiedono una terza componente di isospin totale $I_3 = 0$. Per la statistica di Bose, la loro funzione d'onda deve essere simmetrica per scambio di particelle identiche. La parte spaziale è di per sè simmetrica ($J=0$) e di conseguenza anche la parte di isospin deve essere simmetrica: lo stato di isospin totale $I=1$ è proibito.

La decomposizione delle ampiezze di decadimento del K^0 in stati a isospin totale definito è:

$$\begin{cases} A(K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-) = \frac{1}{\sqrt{3}}(A_2 + \sqrt{2}A_0) \\ A(K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0) = \frac{1}{\sqrt{3}}(\sqrt{2}A_2 - A_0) \end{cases} \quad (1.9)$$

dove:

$$A_0 \equiv \langle 2\pi, I=0 | H_W | K^0 \rangle, \quad A_2 \equiv \langle 2\pi, I=2 | H_W | K^0 \rangle.$$

Il quadrato del modulo di ciascuna di queste espressioni è proporzionale alla frequenza di decadimento della particella considerata in due π aventi isospin totale definito. Dalla regola di selezione empirica $\Delta I = 1/2$, ci si aspetta A_0 sostanzialmente più

grande di A_2 ; da dati sperimentali si ha infatti $|A_0/A_2| \simeq 22$. Nel caso di conservazione di CP la fase relativa di A_0 e A_2 è nulla; nel caso di violazione di CP invece, esiste la possibilità che la violazione risieda nelle ampiezze di decadimento. In generale quindi esse saranno quantità complesse. L'assunzione che la matrice di transizione sia invariante per CPT, permette di scrivere le analoghe ampiezze di decadimento del $\bar{K}^0$, $\bar{A}_0$ e $\bar{A}_2$, come:

$$\bar{A}_0 = -A_0^* \quad , \quad \bar{A}_2 = -A_2^*.$$

Infine, bisogna tenere in considerazione gli effetti di interazione forte esistenti tra i due pioni dello stato finale, parametrizzati usualmente attraverso uno *shift* di fase dovuto allo *scattering* pione-pione, dipendente dall'isospin totale.

Si possono allora scrivere le quattro ampiezze di decadimento rilevanti come:

$$\begin{cases} \sqrt{3} A(K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-) = [e^{i\delta_2} A_2 + \sqrt{2} e^{i\delta_0} A_0] \\ \sqrt{3} A(K^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0) = [\sqrt{2} e^{i\delta_2} A_2 - e^{i\delta_0} A_0] \\ \sqrt{3} A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-) = -[e^{i\delta_2} A_2^* + \sqrt{2} e^{i\delta_0} A_0^*] \\ \sqrt{3} A(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0) = [-\sqrt{2} e^{i\delta_2} A_2^* + e^{i\delta_0} A_0^*] \end{cases} \quad (1.10)$$

Esprimendo il K_L e K_S in termini di K^0 e $\bar{K}^0$ e utilizzando le (1.10), i rapporti di ampiezze di decadimento in 2π per S e L, definiti in (1.8), assumono la forma (equazioni di Wu e Yang [4]):

$$\begin{cases} \eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' \\ \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon' \end{cases} \quad (1.11)$$

dove i due parametri ε e ε' sono:

$$\begin{cases} \varepsilon = \bar{\varepsilon} + i \frac{\text{Im}(A_0)}{\text{Re}(A_0)} \\ \varepsilon' = \frac{iw}{\sqrt{2}} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \left[\frac{\text{Im}(A_2)}{\text{Re}(A_2)} - \frac{\text{Im}(A_0)}{\text{Re}(A_0)} \right] \end{cases} \quad (1.12)$$

e con w si è indicato $\text{Re}(A_2)/\text{Re}(A_0) \approx |A_2/A_0| \approx 1/22$.

L'attuale miglior stima di η_{+-} ed η_{00} è [3] :

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

Si noti che i valori di η_{+-} ed η_{00} sono tra loro compatibili; tuttavia, con una misura più precisa, si potrebbe evidenziare una eventuale differenza tra le due quantità.

I due parametri definiti in (1.12) sono collegati a effetti di violazione di CP, derivanti sia dall'interferenza delle due ampiezze di transizione A_0 e A_2 , sia dall'interferenza tra il K^0 e il $\bar{K}^0$ attraverso il parametro $\bar{\varepsilon}$.

Il parametro ε' risulta diverso da zero nel caso di $\text{Im}(A_0)$ e/o $\text{Im}(A_2)$ non banali; la fase di ε' , $\pi/2 + \delta_2 - \delta_0$, è conosciuta e vale $48^\circ \pm 4^\circ$, essendo sia δ_2 sia δ_0 noti sperimentalmente. Purtroppo ε' è fortemente soppresso da w e anche da una possibile differenza $(\text{Im}A_2/\text{Re}A_2) - (\text{Im}A_0/\text{Re}A_0)$ piccola. La fase di ε è $43^\circ \pm 0.2^\circ$, molto simile quindi alla fase di ε' , per cui il rapporto ε'/ε è essenzialmente reale.

Le quantità accessibili sperimentalmente sono:

$$\begin{aligned} |\eta^{+-}|^2 &= \left[\frac{\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\tau_L} \cdot \frac{\tau_S}{\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \right] \\ |\eta^{00}|^2 &= \left[\frac{\text{BR}(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{\tau_L} \cdot \frac{\tau_S}{\text{BR}(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} \right] \end{aligned}$$

da cui si ottiene

$$\left| \frac{\eta^{00}}{\eta^{+-}} \right|^2 = 1 - 6\text{Re} \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) \quad (1.13)$$

Le teorie devono dare predizioni su $\text{Im}(M_{12})$, $\text{Im}(\Gamma_{12})$ (o $\text{Im}(A_{0,2})$), dai quali dipendono i due parametri ε e ε' .

1.3 Possibili interpretazioni

L'espressione trovata per l'autostato K_L in (1.2), che qui si riporta a meno della normalizzazione

$$K_L = K_2 + \bar{\varepsilon}K_1$$

mostra come vi sono due possibili scenari, non mutuamente esclusivi, che potrebbero spiegare la presenza di 2π nei decadimenti del K_L . Le spiegazioni proposte sono:

-Scenario Millidebole. È la componente K_2 del K_L che decade in 2π , attraverso una transizione che viola CP direttamente nell'ampiezza di decadimento. Per questo motivo la violazione è detta *DIRETTA*. La costante di accoppiamento effettiva di questa interazione è dell'ordine di 10^{-3} volte la forza dell'interazione che conserva CP (da qui il *millidebole*). L'effetto è parametrizzato con ε' .

-Scenario Superdebole. Il decadimento $K_L \rightarrow 2\pi$ è attribuito alla componente K_1 contenuta nello stato K_L stesso, con $\bar{\varepsilon} \neq 0$. In questo caso l'ampiezza di decadimento è assunta conservare perfettamente CP. La violazione, *INDIRETTA*, avverrebbe allora a causa di una interazione $|\Delta S| = 2$, attraverso l'elemento di matrice di massa M_{12} .

1.3.1 Violazione di CP nel Modello Standard

Nel Modello Standard delle interazioni elettrodeboli la Lagrangiana, che descrive le interazioni dei quark con i bosoni di gauge carichi W, introduce il mescolamento tra le 3 famiglie di quark:

$$\mathcal{L}_{quark-W} = \frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{u}_i \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j W^\mu + c.c. \quad (1.14)$$

dove $u_i = (u, c, t)$ sono i quark con carica $2/3$ e $d_j = (d, s, b)$ sono i quark con carica $-1/3$, g è la costante di accoppiamento debole legata alla costante di Fermi G_F dalla relazione $G_F/\sqrt{2} = g^2/8m_W^2$, V è la matrice unitaria CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa), che lega le correnti deboli agli autostati di *flavour*.

Come fecero notare per primi Kobayashi e Maskawa [5], sono necessarie almeno tre famiglie di quark per avere una fase δ non eliminabile, grazie alla quale si può rendere conto della violazione di CP.

La matrice di *mixing* CKM è parametrizzata da tre angoli di rotazione e una fase. Una parametrizzazione solitamente utilizzata, dovuta a Maiani [6], è:

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{13}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

dove $c_{ij} \equiv \cos\theta_{ij}$ e $s_{ij} \equiv \sin\theta_{ij}$, con θ_{12} = angolo di Cabibbo.

Da misure sperimentali sugli elementi di matrice si ha l'evidenza che gli angoli di *mixing* hanno una struttura gerarchica e si possono esprimere in funzione delle potenze di $\sin\theta_{12} = \lambda = 0.22$ in tale modo:

$$\sin\theta_{23} = A\lambda^2, \quad s_{13}e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta).$$

Espandendo fino a λ^3 le parti reali e fino a λ^4 le parti immaginarie, la matrice CKM assume la forma:

$$\begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3[\rho - i\eta(1 - \frac{\lambda^2}{2})] \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} - i\eta A^2\lambda^4 & A\lambda^2(1 + i\eta\lambda^2) \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}$$

Il parametro η rappresenta la fase complessa responsabile per la violazione di CP. Sperimentalmente si ha [8]: $A = 0.794 \pm 0.054$, $\sqrt{\rho^2 + \eta^2} = 0.363 \pm 0.073$.

Questa parametrizzazione, dovuta a Wolfenstein [7], è particolarmente adatta per l'analisi della violazione di CP; in essa risulta evidente l'invarianza per CP fino all'ordine λ^2 .

Tutte le osservabili che violano CP sono proporzionali ad una quantità J , indipendente dalla convenzione di fase,

$$J = \text{Im}(V_{ud}V_{tb}V_{ub}^*V_{td}^*)$$

Nella parametrizzazione adottata $J \simeq A^2\lambda^6\eta$.

Il suo significato può essere illustrato graficamente se si richiama la relazione di unitarietà (nell'approssimazione $V_{ud} \simeq V_{tb} \simeq 1$)

$$\frac{V_{ub}^*}{A\lambda^3} + \frac{V_{td}}{A\lambda^3} - 1 = 0,$$

rappresentabile come un triangolo nel piano complesso (ρ, η) (fig. 1.1): l'area del triangolo A_T è legata alla quantità J dalla relazione $J = 2A^2\lambda^6 A_T$.

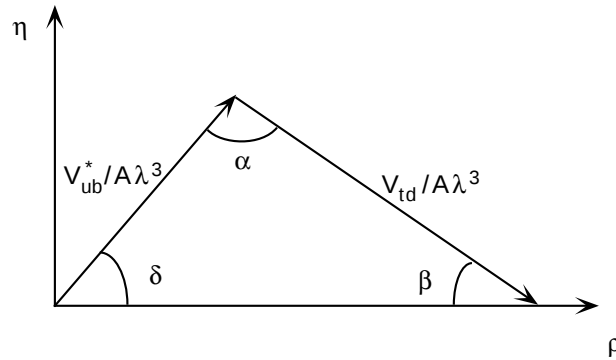


Figura 1.1: Il triangolo di unitarietà

Per il calcolo di ε , il contributo principale proviene dal *mixing* $K^0 - \bar{K}^0$, attraverso l'elemento di matrice M_{12} , calcolabile dai diagrammi a box del secondo ordine raffigurati in fig. 1.2.

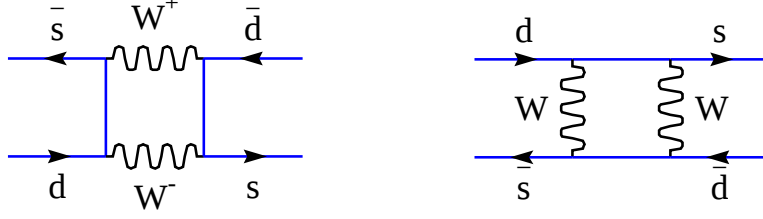


Figura 1.2: Diagrammi a box con $|\Delta S| = 2$

Il contributo alla transizione $|\Delta S| = 1$, ovvero a ε' ha origine dai diagrammi chiamati *a pinguino* (fig. 1.3), in cui il *loop* sui quark c e t introducono i fattori complessi $V_{cs}V_{cd}^*$ e $V_{ts}V_{td}^*$ con possibile violazione di CP.

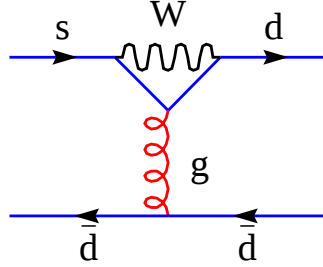


Figura 1.3: Diagramma a pinguino

La misura di ε' è cruciale per la validità del meccanismo di violazione di CP del Modello Standard, che ne predice un valore piccolo, ma non nullo. In questa prospettiva sono altresì previste grandi violazioni di CP in molti canali di decadimento del sistema $B^0 - \bar{B}^0$, campo di ricerca attualmente in studio a SLAC (USA) e sul quale ci si aspettano risultati nel prossimo futuro.

Il calcolo teorico dei due parametri ε e ε' è affetto da grandi incertezze, soprattutto dovute alla valutazione di elementi di matrice in QCD non perturbativa. Si prevede [9] $|\varepsilon'/\varepsilon| \approx 10^{-4}$ con una incertezza di almeno un fattore 3. Un rapporto nullo o più grande di $\sim 3 \times 10^{-3}$ necessiterebbe comunque di una spiegazione al di fuori del Modello Standard.

1.3.2 Scenario Superdebole

È stato proposto da Wolfenstein [10](1964) ed ipotizza l'esistenza di un'interazio-

ne, dell'ordine $\sim G_F^2$ ($\rightarrow$ Superdebole), osservabile solo nel decadimento del K^0 , e responsabile del *mixing* $K_1^0 - K_2^0$ attraverso l'elemento di matrice M_{12} complesso.

Per ipotesi le ampiezze di decadimento conservano CP:

$$A_{(0)} \quad A_{(2)} \quad (o \quad \Gamma_{12}) \quad \text{reali.} \quad (1.15)$$

Il parametro $\bar{\varepsilon} \neq 0$, mentre dalla (1.15) segue:

$$\begin{cases} \varepsilon' = 0 \\ |\varepsilon| = |\bar{\varepsilon}| = \frac{\text{Im}(M_{12})}{\sqrt{2}\Delta m} \\ \eta^{+-} \equiv \eta^{00} \end{cases} \quad (1.16)$$

In questo scenario viene anche predetta la presenza di violazione indiretta di CP nel canale $K_S \rightarrow 3\pi$. Si possono definire e misurare le quantità:

$$\eta^{+-0} \equiv \frac{\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | K_S \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- \pi^0 | K_L \rangle} \equiv \bar{\varepsilon} \equiv \eta^{000} \equiv \frac{\langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | K_S \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 \pi^0 | K_L \rangle}$$

Da notare che i decadimenti in tre pioni del K_S sono di difficile osservazione perché soppressi sia dalla piccolezza della violazione di CP stessa, sia dalla riduzione dello spazio delle fasi disponibile nello stato finale. Inoltre (si veda sez. 1.6), esiste una piccola probabilità che lo stato a tre pioni $\pi^+ \pi^- \pi^0$ abbia autovalore $CP = +1$.

1.4 Risultati sperimentali su $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$

Riassumendo, la misura della quantità $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ riveste un notevole interesse perché permette di dare conferma all'assenza di violazione diretta nell'ampiezza di decadimento ($\varepsilon' = 0$), a favore quindi dei modelli Superdeboli, oppure di indicare inequivocabilmente la presenza di violazione diretta, dando informazioni sulla plausibilità del meccanismo proposto dal Modello Standard.

Comunque, al di là delle connessioni con gli attuali modelli teorici, rimane il valore di una misura di precisione che riflette l'effettivo comportamento della natura e la sua possibile inquadrabilità in modelli futuri più sofisticati.

Come indicato nella (1.13), la quantità $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ è misurabile sperimentalmente attraverso il *Doppio Rapporto R*:

$$R = \left| \frac{\eta^{00}}{\eta^{+-}} \right|^2 \equiv \frac{K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0}{K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0} \cdot \frac{K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-} \quad (1.17)$$

in cui i rapporti di decadimento della (1.13) sono stati sostituiti con i numeri di decadimenti nei rispettivi canali, poiché la normalizzazione dovuta al flusso di K_L e K_S nella regione di decadimento si semplifica nel doppio rapporto.

Il valore riportato dal PDG su $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ è una media relativa ai risultati ottenuti dagli esperimenti della generazione precedente, E731 al Fermilab [11] e NA31 al CERN [12]:

$$\begin{aligned} \text{E731} & (0.74 \pm 0.60) \cdot 10^{-3} \\ \text{NA31} & (2.3 \pm 0.65) \cdot 10^{-3} \end{aligned}$$

Il valore misurato da NA31 è significativamente diverso da zero (per più di tre deviazioni standard), fornendo evidenza di violazione diretta di CP nell'ambito del Modello Standard. La misura di E731, marginalmente in accordo con quella di NA31, è tuttavia compatibile con zero, indebolendo così l'ipotesi di violazione diretta; la misura è inoltre affetta da un errore che è dello stesso ordine di grandezza della misura stessa.

Al momento non si è quindi in grado di confermare o smentire la presenza di violazione diretta di CP a causa della insufficiente precisione raggiunta nelle misure.

1.5 Prospettive future

Una nuova generazione di esperimenti è stata progettata per continuare le ricerche nell'ambito del sistema dei kaoni neutri, con l'obiettivo principale di raggiungere una precisione di $\sim 10^{-4}$ sulla misura di $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$.

I principali sono: due esperimenti a bersaglio fisso, naturali prosecuzioni di E731 e NA31, E832 a Fermilab e NA48 al CERN, attualmente in corso; un esperimento a collider, KLOE a *DAΦNE*, che si discosta notevolmente dai primi due ed è in fase di ultimazione.

E832 a Fermilab è simile concettualmente a NA48, esperimento al quale è dedicato il prossimo capitolo. Entrambi hanno lo scopo di misurare $Re(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon})$ attraverso il *Doppio Rapporto*, utilizzano due fasci simultanei di K_L e K_S ad alta intensità e ad alta energia, possiedono un rivelatore con la stessa struttura di base (a parte la realizzazione dei singoli componenti). La tecnica per la produzione dei due fasci distinti è invece molto differente.

In E832 (come in E731), un fascio di protoni primario di energia $E_p \sim 800$ GeV (dal TeVatron) incide su un bersaglio, generando due fasci paralleli di K_L , distanti circa 20 cm; ad una distanza di 125 m dal bersaglio primario, un rigeneratore viene posto alternativamente sul passaggio di uno dei due fasci (si veda fig. 1.4), al fine

di creare il fascio di K_S . I due fasci rimangono paralleli e separati fino alla fine del rivelatore. L'alternanza della posizione del rigeneratore permette di minimizzare gli errori sistematici derivanti dalla differente illuminazione dell'apparato sperimentale.

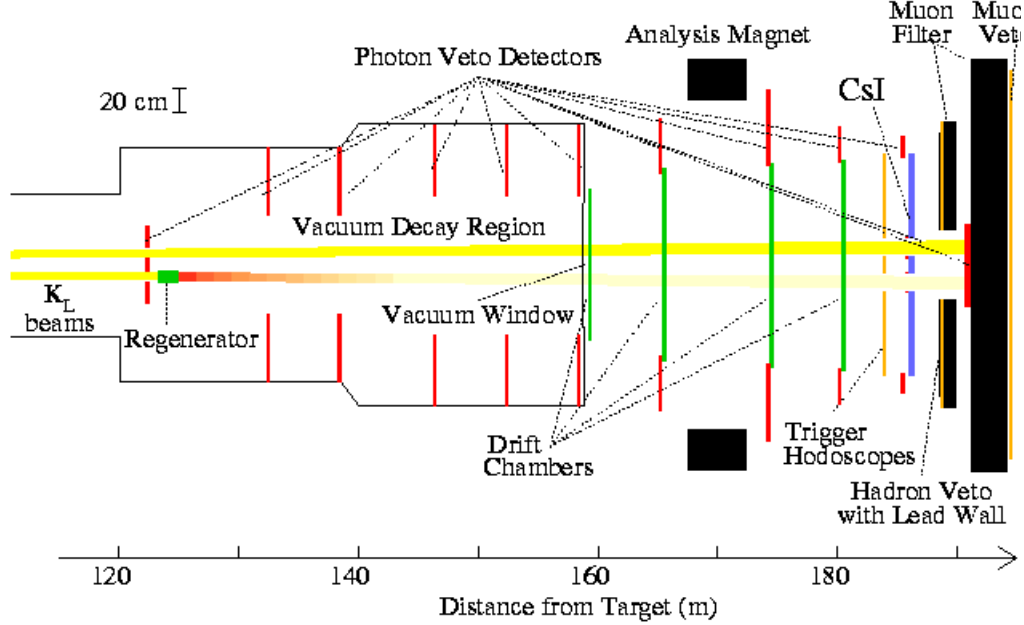


Figura 1.4: Il rivelatore di E832

I decadimenti dei due fasci sono rivelati simultaneamente. Il riconoscimento del tipo di kaone è affidato alla ricostruzione del vertice di decadimento sia nel modo neutro, sia nel modo carico. NA48 ha scelto un metodo piuttosto differente per la generazione e la distinzione del fascio di K_S . Il fondo dominante della tecnica di E832 è dovuto alla diffusione anelastica del fascio nel rigeneratore, determinando così l'attribuzione di eventi K_S al fascio di K_L . Al fine di ridurre al minimo l'errore sistematico proveniente da questo problema, che già ha afflitto E731, la nuova collaborazione ha realizzato un rigeneratore totalmente attivo capace di rivelare con alta efficienza tali diffusi anelastiche.

I decadimenti neutri sono misurati da un calorimetro a cristalli di CsI, avente una risoluzione in energia di $\sim 1\%$ per fotoni di energia media di 15 GeV, e una buona uniformità di risposta (5%). Questo permette di avere una buona conoscenza sulla scala di energia relativa tra neutri e carichi.

I decadimenti carichi sono misurati da uno spettrometro magnetico, composto da 4 camere a deriva e un magnete centrale (momento trasverso addizionale 400 MeV/c). La risoluzione in energia è di $\sim 0.35\%$ per pioni di 40 GeV.

Per quanto riguarda la correzione per l'accettanza, questa collaborazione fa affi-

damento, per lo studio delle differenze relative $K_S - K_L$, su un sofisticato programma MonteCarlo, coadiuvato dalla registrazione di un grande campione di decadimenti in tre corpi ($3\pi^0$) sul quale analizzare la risposta del rivelatore.

L'esperimento KLOE, appena iniziato, fa uso della fabbrica di Φ di Frascati, il collider $e^+ - e^-$ ottimizzato per la produzione del mesone Φ (1020 MeV). KLOE si prefigge di misurare molti parametri del sistema del $K^0 - \bar{K}^0$, oltre alla misura di $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$ sia col metodo del doppio rapporto, sia col metodo interferometrico [13].

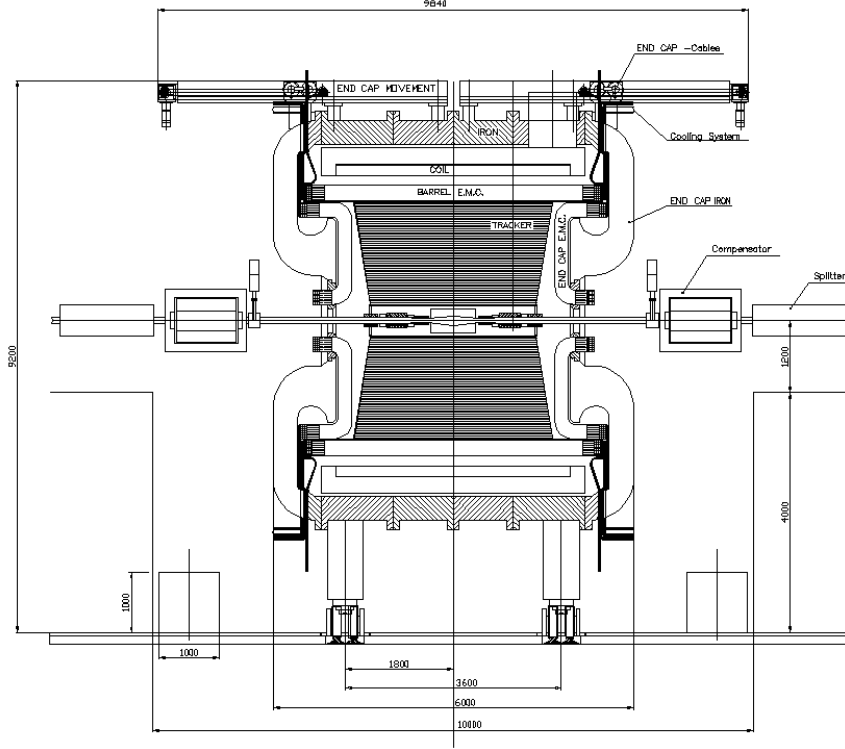


Figura 1.5: Il rivelatore di KLOE

DAΦNE produce Φ a riposo, che decadono nel canale $\Phi \rightarrow K_L K_S$ con un BR del $(34.1 \pm 0.6) \%$. Si rivelano poi i decadimenti in $\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0$: se si indicano con t_1 e t_2 i tempi di disintegrazione dei due kaoni negli stati finali f_1 e f_2 , la distribuzione dei $\Delta t = t_1 - t_2$ è data da:

$$I(f_1, f_2, \Delta t) = \frac{1}{2T} | \langle f_1 | K_S \rangle \langle f_2 | K_S \rangle |^2 \cdot [|\eta_1|^2 e^{-\Gamma_L \Delta t} + |\eta_2|^2 e^{-\Gamma_S \Delta t} - 2 |\eta_1| |\eta_2| e^{-\Gamma \Delta t / 2} \cos(\Delta m \Delta t + \Delta \phi)]$$

con $\Delta m = m_L - m_S$, $\Delta \phi = \phi_1 - \phi_2$, $\eta_i e^{i\phi_i} = \langle f_i | K_L \rangle / \langle f_i | K_S \rangle$.

Scegliendo come stati finali due pioni carichi e due neutri si può arrivare ad avere informazioni su $Re(\frac{\epsilon'}{\epsilon})$.

Oltre a questo metodo, detto interferometrico, KLOE può anche misurare il doppio rapporto R , con sistematiche completamente diverse (misure di accettanze, di vertici di decadimento, eliminazioni dei fondi a tre corpi per il K_L).

Il rivelatore (si veda fig. 1.5) è costituito essenzialmente da una camera a fili per i carichi, ed un calorimetro elettromagnetico a campionamento, composto da piombo e fibre scintillanti, per i neutri. La risoluzione ottenuta nella ricostruzione dei vertici di decadimento (per risalire ai tempi) deve essere dell'ordine $7 \div 8$ mm.

1.6 Principali decadimenti dei K_L e K_S

Infine, si riportano in tab (1.1) e (1.2) i BR dei principali decadimenti dei K_L e K_S rispettivamente.

<i>canale</i>	<i>branching ratio</i>
$\pi^\pm e^\mp \nu$	$(38.78 \pm 0.27)\%$
$\pi^\pm \mu^\mp \nu$	$(27.17 \pm 0.25)\%$
$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	$(21.12 \pm 0.27)\%$
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$(12.56 \pm 0.20)\%$
$\pi^\pm e^\mp \nu \gamma$	$(3.62 \pm 0.22) \times 10^{-3}$
$\pi^+ \pi^-$	$(2.067 \pm 0.035) \times 10^{-3}$
$\pi^0 \pi^0$	$(9.36 \pm 0.20) \times 10^{-4}$
$\gamma \gamma$	$(5.92 \pm 0.15) \times 10^{-4}$

Tabella 1.1: Principali canali di decadimento per K_L

<i>canale</i>	<i>branching ratio</i>
$\pi^+ \pi^-$	$(68.61 \pm 0.28)\%$
$\pi^0 \pi^0$	$(31.39 \pm 0.28)\%$
$\pi^+ \pi^- \gamma$	$(1.78 \pm 0.05) \times 10^{-3}$
$\gamma \gamma$	$(2.4 \pm 0.9) \times 10^{-6}$

Tabella 1.2: Principali canali di decadimento per K_S

In tabella (1.3) sono illustrati i valori di C, P e CP dei sistemi di due e tre pioni che possono derivare dal decadimento di un K^0 . Per alcuni canali, tali valori dipendono dal momento angolare orbitale l del moto relativo dei primi due pioni e dal momento angolare L del terzo pione rispetto al centro di massa dei primi due. Nel modo $\pi^+ \pi^- \pi^0$, L può assumere valori sia pari che dispari e quindi il valore di CP non è a priori definito. Tuttavia, per $L \neq 0$ tali decadimenti risultano fortemente soppressi perché l'energia cinetica Q disponibile per i 3 pioni ($Q = m_{k_0} - (m_{\pi^+} + m_{\pi^-} + m_{\pi^0})$)

è di appena 70 MeV. Si può quindi assumere $L = 0$, in modo che CP sia definito (ed uguale a -1) anche per $\pi^+\pi^-\pi^0$.

canale	P	C	CP
$\pi^0\pi^0$	$+1$	$+1$	$+1$
$\pi^+\pi^-$	-1^l	-1^l	$+1$
$\pi^0\pi^0\pi^0$	-1	$+1$	-1
$\pi^+\pi^-\pi^0$	-1^{l+L+1}	-1^l	-1^{L+1}

Tabella 1.3: *CP-Parità* dei sistemi di due o tre pioni

Capitolo 2

L'esperimento NA48

L'esperimento NA48, situato all'SPS (CERN), si propone di ottenere una misura di $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ col metodo del doppio rapporto, con una precisione di 2×10^{-4} [16]. Sulla base dell'esperienza e delle conoscenze specifiche apprese nell'esperimento NA31, si sono disegnati un apparato sperimentale e un sistema di acquisizione molto sofisticati, in grado di soddisfare ai requisiti che tale livello di accuratezza richiede.

Il rivelatore descritto nel seguito si riferisce alla configurazione finale, avutasi a partire dalla presa dati del 1997. Nel corso dell'ultimo anno (1998) in 110 giorni sono stati acquisiti $\sim 2.4 \times 10^6$ $K_L \rightarrow 2\pi^0$. L'errore statistico atteso è $\simeq 1.3 \times 10^{-4}$. I dati relativi al 1998, ammontanti a ~ 75 Tbyte di *rawdata*, non sono ancora accessibili: attualmente è in corso un processo di trasformazione preliminare necessario per ridurre e preselezionare il campione di dati da analizzare.

Nel corso della descrizione sono state puntualizzate le modifiche all'apparato sperimentale avvenute negli ultimi due anni. La presa dati del 1997 a cui si riferisce l'analisi di questa tesi, è stata descritta in dettaglio nel quarto capitolo.

2.1 Metodo sperimentale

La misura del doppio rapporto R , legato al parametro $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ dalla relazione

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)} \cdot \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)} = 1 - 6Re\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right) \quad (2.1)$$

già esaminata nel primo capitolo, implica la misura di rapporti di decadimento per entrambi gli stati K_L e K_S .

Esistono dei vantaggi pratici nel misurare la quantità $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ attraverso il doppio rapporto. In generale, il calcolo di ciascuna probabilità di decadimento presente nel doppio rapporto richiede una normalizzazione al numero totale di K^0

generati (Φ), che tenga conto dell'accettanza del rivelatore e della efficienza complessiva di ricostruzione (ϵ), ovvero:

$$\Gamma(K \rightarrow \pi\pi) = \frac{N_{K \rightarrow \pi\pi} - N_{B, K \rightarrow \pi\pi}}{\Phi \cdot \epsilon \cdot \tau}$$

dove con $N_{B, K \rightarrow \pi\pi}$ si sono indicati gli eventi di fondo relativi a quel canale. Nel caso del doppio rapporto, per ciascuno dei 2 tipi di K^0 (L o S), il flusso totale di particelle e la vita media τ sono uguali nei 2 canali, ossia si cancellano nel rapporto tra carichi e neutri. I fattori di accettanza ed efficienza invece, che dipendono dall'impulso e dalla coordinata z del vertice ricostruito, saranno in genere diversi, ma un opportuno disegno dell'apparato consente di fare in modo che i 2 fasci siano visti con geometria (quasi) identica dall'insieme dei rivelatori, minimizzando così eventuali differenze nei relativi fattori.

NA48 utilizza due fasci di alta energia, simultanei e quasi-collineari, convergenti a livello del rivelatore in modo da illuminare ugualmente l'apparato sperimentale. Il sistema dei fasci è raffigurato in fig. 2.1 e descritto in dettaglio nel prossimo paragrafo. L'utilizzo di fasci di K^0 di alta energia (~ 100 GeV), risulta vantaggioso per due ragioni essenziali:

- il fattore di dilatazione relativistica dei tempi prolunga la distanza tipica coperta dal K_S prima di decadere fino a qualche decina di metri dal bersaglio, da confrontarsi con i pochi centimetri ottenibili a bassa energia.
- i prodotti di decadimento del K^0 sono proiettati in avanti verso i rivelatori, dove possono essere registrati con alta efficienza e buona risoluzione spaziale in un volume limitato.

Il principio della misura in NA48 consiste quindi nel contare il numero di eventi nei quattro modi di decadimento, che sono rivelati simultaneamente, nel sottrarre gli eventi di fondo, nel valutare le efficienze di rivelazione, alle quali R è comunque poco sensibile per la cancellazione tra K_L e K_S o tra $\pi^+\pi^-$ e $\pi^0\pi^0$. In queste condizioni le correzioni da apportare al doppio rapporto (che hanno conseguenze sull'errore sistematico) possono essere tenute a livelli molto bassi.

2.1.1 L'errore statistico

L'errore statistico sul doppio rapporto risulta dominato dal numero di decadimenti che violano CP, e in particolare dal $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, che è quello ad avere il *branching ratio* più piccolo (si veda pag. 20, tab. 1.1). In tale ipotesi, usando i rapporti di decadimento noti si ha:

$$\delta \left[Re \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon} \right) \right] \simeq \frac{1}{6} \frac{1}{\sqrt{2/3} N_{K_L \rightarrow \pi^0\pi^0}}$$

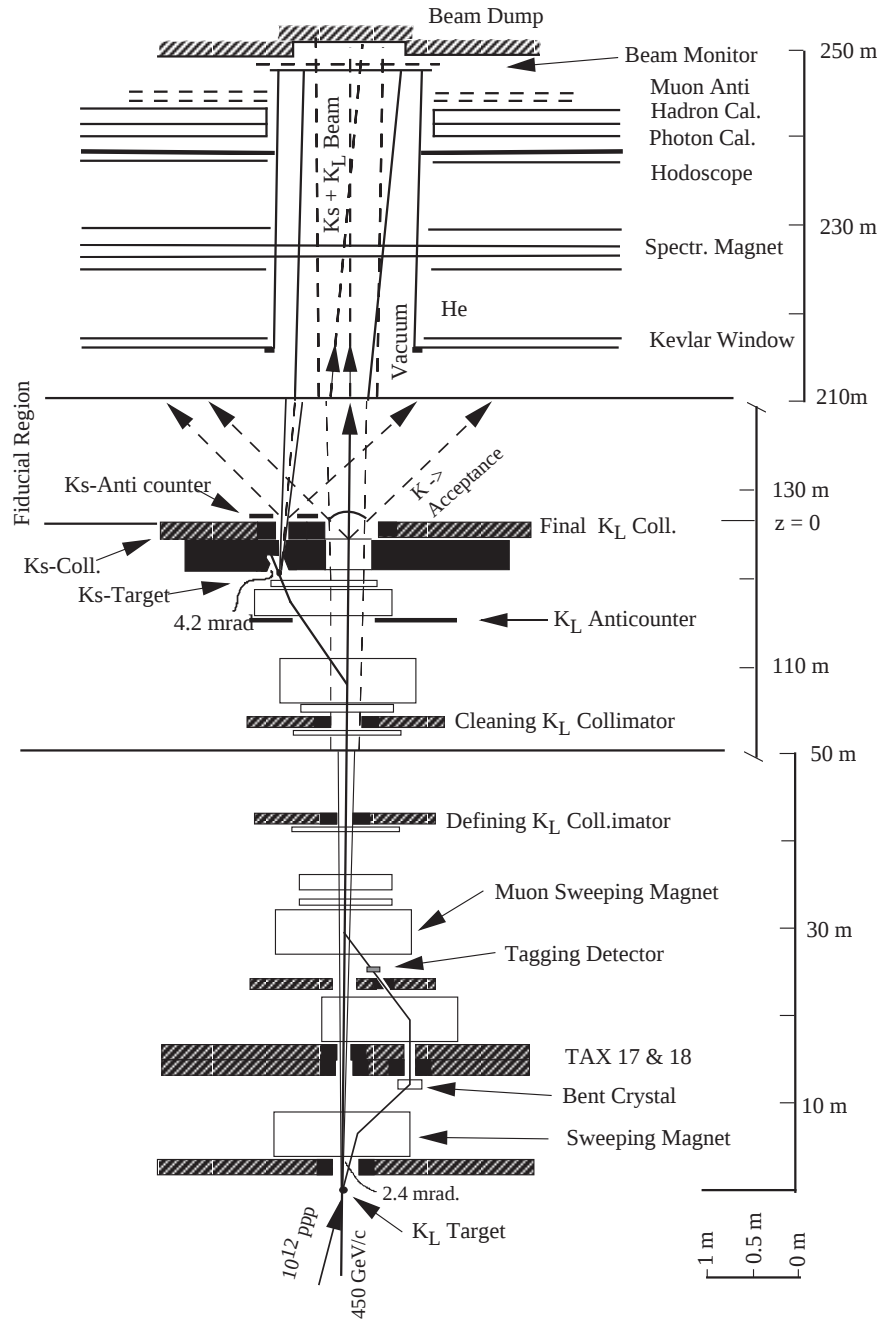


Figura 2.1: Rappresentazione schematica del sistema dei fasci di NA48

Ottenere un errore statistico dell'ordine di $\sim 10^{-4}$ implica la registrazione di $\sim 4 \cdot 10^6$ eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. NA48 si è prefisso di acquisire tale ordine di grandezza in tre anni di presa dati, assumendo una efficienza del 50% e una media di 120

giorni all'anno. Al fine di raggiungere l'obiettivo, si è deciso di utilizzare dei fasci ad alta intensità, tali da produrre un conteggio dell'ordine del MHz nel rivelatore, con conseguente necessità di progettare un sistema di acquisizione particolarmente efficiente, con un grande potere di riduzione in fase di trigger e privo di tempi morti.

2.1.2 L'errore sistematico

L'obiettivo di 2×10^{-4} sull'errore complessivo, impone delle richieste molto strette sulla conoscenza delle varie sistematiche. A partire dalla consapevolezza dei punti deboli dell'esperienza precedente (NA31), i principali errori sistematici insiti nella misura, sui quali NA48 si è impegnato ad apportare un netto miglioramento in fase di progettazione, sono dovuti a:

- fondo per il decadimento $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ proveniente dal $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0$ nel quale si siano ricostruiti solo 4 fotoni
- fondo per il decadimento $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ dai residui decadimenti a 3 corpi $K_L \rightarrow \pi l \nu_l$ e $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$
- possibili differenze nella scala delle energie ricostruite per eventi carichi (spettrometro magnetico) e per eventi neutri (calorimetro elettromagnetico)
- attività accidentale differente per K_L e K_S , proveniente soprattutto dal fascio dei K_L
- correzione per l'accettanza geometrica
- differenti efficienze del sistema di trigger.

L'architettura generale di NA48, concepita in modo tale da registrare simultaneamente i quattro modi nella stessa regione fiduciale, è la chiave di volta che rende il doppio rapporto insensibile, almeno in prima approssimazione, alla maggiorparte di questi effetti. Infatti, le accettanze, le efficienze di rivelazione e gli effetti accidentali sono comuni o ai due fasci, o ai due modi di decadimento. Inoltre il miglioramento delle prestazioni dei vari rivelatori, principalmente dello spettrometro magnetico e del calorimetro elettromagnetico, permettono di raggiungere una migliore risoluzione nella determinazione della scala di energia, e nella selezione degli eventi di fondo. Anche le eventuali variazioni temporali delle prestazioni del rivelatore, potenziale fonte di *bias*, diventano trascurabili in questo schema. Le prossime sezioni sono dedicate all'approfondimento di queste argomentazioni.

Nonostante le buone premesse, questa misura risulta sensibile anche agli effetti del secondo ordine, e non ci si può esimere dallo studiare ogni possibile fonte di errore sistematico.

La presenza simultanea dei due fasci, quasi-collineari, ha reso necessario lo sviluppo di una tecnica sofisticata per il riconoscimento del fascio a cui appartiene un dato decadimento. Nella prossima sezione viene descritto il metodo con i possibili errori sistematici (nuovi) che introduce.

2.1.3 La tecnica del *tagging*

Per gli eventi carichi è possibile risalire all'informazione sul fascio di appartenenza utilizzando la y del vertice ricostruito: i due fasci sono separati di circa 7 cm e lo spettrometro magnetico riesce a risolvere sufficientemente bene i due bersagli. Per i decadimenti neutri non si può utilizzare lo stesso metodo.

Si è dunque progettato il seguente schema. L'attribuzione di un evento al fascio dei K_L o dei K_S si basa sulla tecnica del *tagging* del protone che produce i K_S , schematizzata in figura 2.2. Un rivelatore posizionato a monte del bersaglio dei K_S , chiamato *tagger*, si occupa di misurare il tempo del passaggio del protone incidente, che viene confrontato col tempo dell'evento, misurato da due rivelatori differenti per carichi e neutri: gli eventi per i quali esiste una coincidenza temporale con il tagger (considerando l'opportuno tempo di volo), vengono denominati " K_S ", tutti gli altri " K_L ".

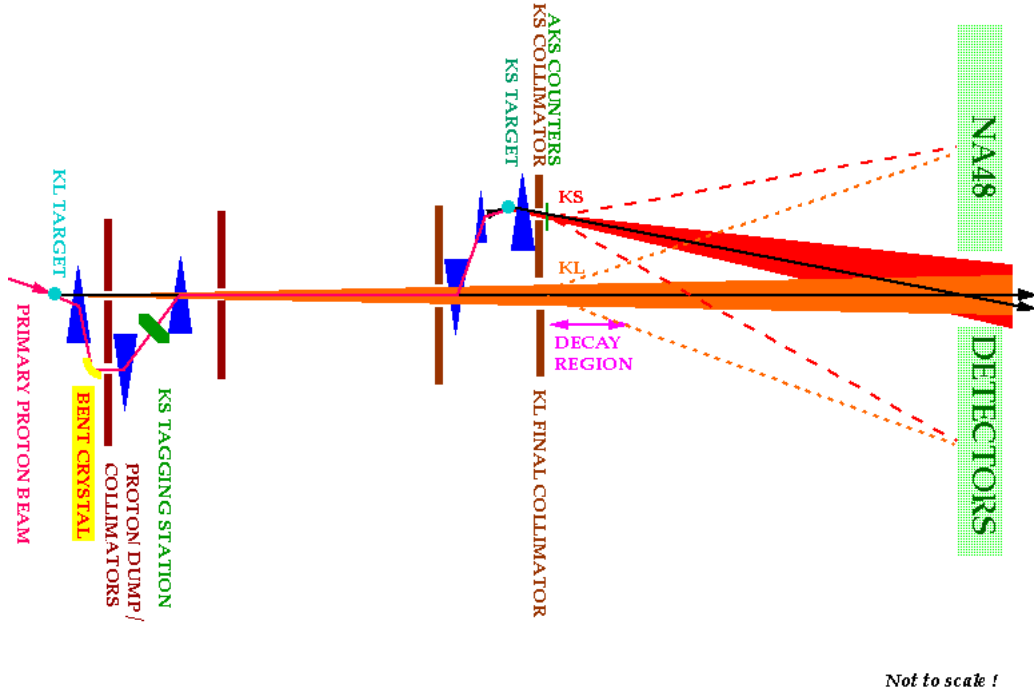


Figura 2.2: Rappresentazione schematica della tecnica di *tagging*: il tempo di volo è calcolato su una distanza di circa 250 m

Questa tecnica può dare luogo a due tipi di errori :

- una inefficienza nel tagger o un errore nella misura del tempo di decadimento possono far sì che un evento “ K_S ” sia identificato come evento “ K_L ”. Il tempo dell’evento è misurato dall’odoscopio carico, posto di fronte al calorimetro elettromagnetico, nei decadimenti carichi, mentre è misurato dal calorimetro stesso, attraverso un fit della forma d’impulso degli sciami, nei decadimenti neutri. Mentre le transizioni $K_S \rightarrow K_L$ dovute a inefficienza del tagger sono le stesse per carichi e neutri, le transizioni dipendenti dalla misura del tempo dell’evento sono potenziale fonte di errore sistematico su $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$, essendo diversi i rivelatori utilizzati nei due casi. Risulta molto importante quindi che l’odoscopio e il calorimetro elettromagnetico abbiano una alta risoluzione temporale (migliore di 300 ps), e il più possibile simile.
- ogni conteggio accidentale nel tagger porta ad assegnare al fascio “ K_S ” un evento di tipo “ K_L ”. Questo errore, inevitabile, determina una “transizione” $K_L \rightarrow K_S$, la cui probabilità α_{LS} è proporzionale all’intensità istantanea dei protoni nel bersaglio K_S , e non dipende, in linea di principio, dal tipo di decadimento. Tale probabilità è chiamata *diluizione* e determina una distorsione del doppio rapporto R tanto più grande quanto più R è diverso da 1, e tanto meno importante quanto più la diluizione per i carichi è uguale alla diluizione per i neutri. Anche nel caso di diluizione indipendente dal modo di decadimento, comunque, può esistere una distorsione derivante da $R \neq 1$. Indicando infatti con R^{VERO} e con R^M rispettivamente il doppio rapporto vero e misurato:

$$R^{VERO} = \frac{K_L^{00} K_S^{+-}}{K_S^{00} K_L^{+-}} \quad , \quad R^M = \frac{K_{LM}^{00} K_{SM}^{+-}}{K_{SM}^{00} K_{LM}^{+-}}$$

e ipotizzando il tagger pienamente efficiente, si può scrivere:

$$R^M = \frac{K_L^{00} - \alpha_{LS} K_L^{00}}{K_S^{00} + \alpha_{LS} K_L^{00}} \cdot \frac{K_S^{+-} + \alpha_{LS} K_L^{+-}}{K_L^{+-} + \alpha_{LS} K_L^{+-}}$$

ovvero:

$$R^M = R^{VERO} \left(\frac{K_S^{+-}}{K_L^{+-}} + \alpha_{LS} \right) \cdot \frac{1}{\left(\frac{K_S^{+-}}{K_L^{+-}} + \alpha_{LS} \cdot R^{VERO} \right)}$$

La correzione svanisce se il doppio rapporto è uguale a 1.

Per dare un’idea dell’ordine di grandezza tutt’altro che trascurabile della probabilità di transizione $K_L \rightarrow K_S$, durante la presa dati del 1997 si è avuta una diluizione $\sim 11\%$.

2.1.4 L'accettanza dei due fasci

Come già detto in precedenza, obiettivo di NA48 è quello di rendere la correzione per l'accettanza dei due fasci trascurabile, rendendoli cioè il più possibile simili.

Dal momento che le accettanze per la rivelazione dei decadimenti K_S e K_L sono funzioni del momento p e della posizione longitudinale z (molto diversa), oltre che dell'illuminazione geometrica del rivelatore, uguale per costruzione, risulta indispensabile rendere le distribuzioni di impulso e di vertice di decadimento confrontabili.

Per fare in modo che gli spettri di impulso dei K_L e K_S accettati e ricostruiti siano simili, si sono opportunamente scelti gli angoli di produzione sui due bersagli (K_L : 2.4 mrad; K_S : 4.2 mrad). In figura 2.3 sono raffigurati i due spettri di impulso: essi risultano abbastanza simili nell'intervallo [70,170] GeV.

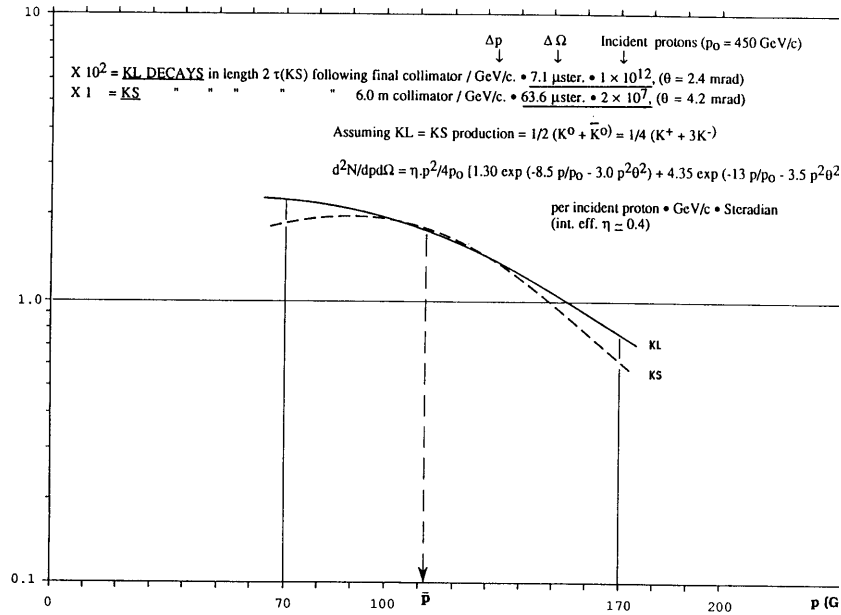


Figura 2.3: Spettri di impulso caratteristici dei fasci di K_L e K_S

La distribuzione longitudinale dei vertici ricostruiti è ovviamente molto diversa per K_L e K_S (fig. 2.4). Mentre all'energia media di 100 GeV i K_L hanno una lunghezza di decadimento $c\tau_L \simeq 3$ km, per i K_S si ha $c\tau_S \simeq 6$ m. Gli insiemi statistici che vengono utilizzati per il calcolo delle larghezze nel doppio rapporto non sono direttamente confrontabili. Infatti la cancellazione dei fattori di accettazione si ha solo se questi pesano allo stesso modo sul campione di K_S e di K_L . Per

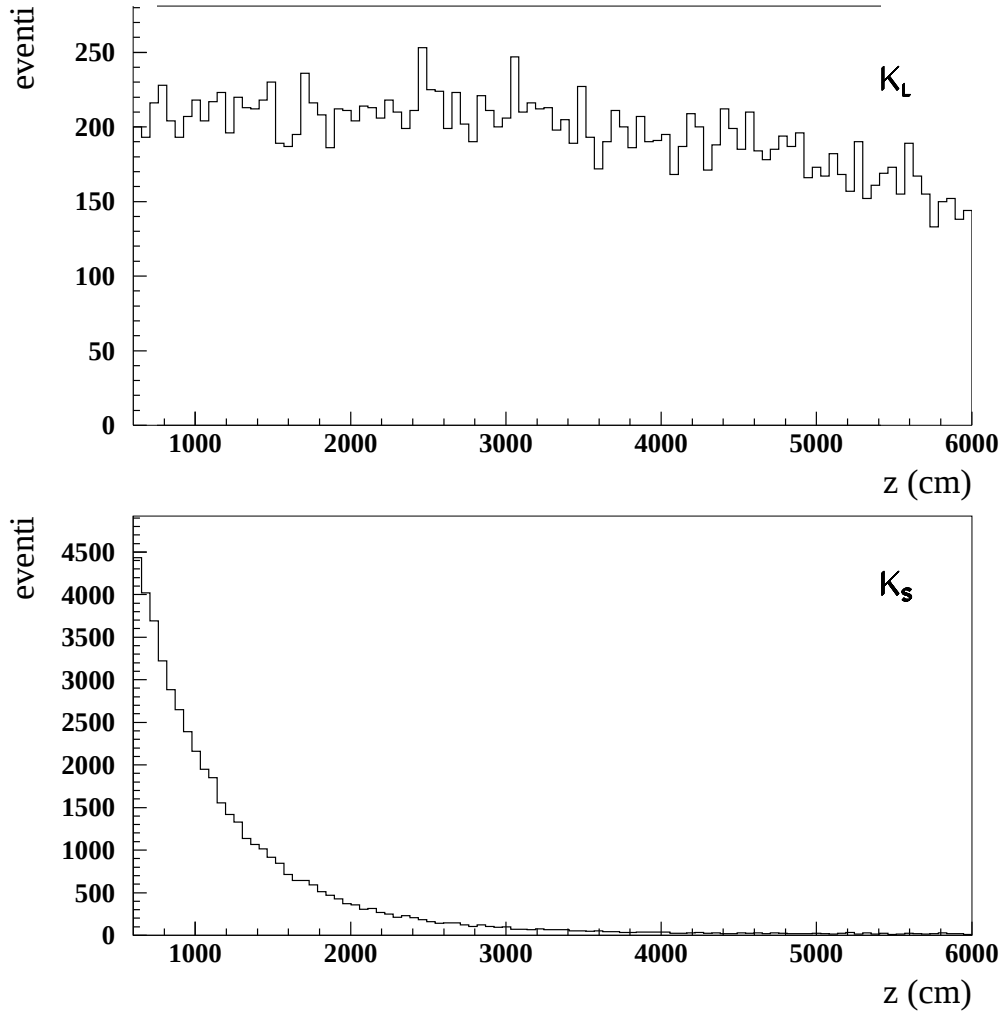


Figura 2.4: Distribuzione della coordinata longitudinale del vertice di decadimento, per eventi del fascio K_L e K_S .

ovviare a questo problema si ricorre ad una correzione da applicarsi in fase di analisi. Agli eventi K_L viene assegnato un peso, funzione di z e di p , in modo tale che la distribuzione dei vertici pesata riproduca quella del K_S . Il peso ha la forma:

$$W(p, z) = e^{-z \cdot m_K / p \cdot c\tau'}$$

con $\tau' = \tau_S / (1 - \tau_S / \tau_L)$.

L'applicazione dei pesi $W(p, z)$ produce ovviamente una perdita degli eventi K_L , peggiorando l'errore statistico del $\sim 20\%$ su una regione fiduciale pari a $3\tau_S$.

Il doppio rapporto può essere scritto nella forma:

$$R(p) = \frac{\int dz N_L^{00}(p, z) a^{00}(p, z) W(p, z)}{\int dz N_S^{00}(p, z) a^{00}(p, z)} \cdot \frac{\int dz N_S^{+-}(p, z) a^{+-}(p, z)}{\int dz N_L^{+-}(p, z) a^{+-}(p, z) W(p, z)}$$

In questa espressione si sono esplicitamente indicati i fattori di accettazione per gli eventi $\pi^0\pi^0$ e $\pi^+\pi^-$. Il doppio rapporto ne è ovviamente indipendente, all'ordine in cui essi sono gli stessi per K_S e K_L . La misura di R così ottenuta è una funzione dell'impulso p , e viene calcolata sull'insieme di dati in *bin* di impulso, dividendo in 20 parti l'intervallo [70,170] GeV. Il valore finale di R , miglior estimatore degli $R(p)$, è calcolato con il metodo della massima verosimiglianza.

2.1.5 Scala di energia e reiezione dei fondi

Dal momento che l'energia del K viene determinata con rivelatori diversi a seconda del tipo di decadimento, ovvero utilizzando lo spettrometro magnetico per i carichi e il calorimetro elettromagnetico per i neutri, è necessario conoscere accuratamente la calibrazione relativa dei due apparati in questione. Le differenze nella scala di energia ricostruita tra i decadimenti carichi e neutri si riflettono infatti in variazioni nella coordinata z del vertice di decadimento: questo implica un errore sistematico nella definizione della zona fiduciale, e, dato lo schema di calcolo di R descritto precedentemente, un errore sistematico nell'attribuzione della funzione peso per gli eventi di tipo K_L .

Requisito indispensabile è che le camere e il calorimetro abbiano una ottima risoluzione e calibrazione intrinseca, come infatti è stato richiesto in fase di progettazione. L'intercalibrazione dei due apparati viene eseguita con più di un metodo:

- attraverso la ricostruzione della posizione dell'AKS, rivelatore che definisce l'inizio della zona fiduciale
- utilizzando decadimenti del tipo $\pi^+\pi^-\pi^0$ e $\pi^0 - \pi^0$ *Dalitz* in cui un π^0 è decaduto in $e^+e^-\gamma$, per i quali camere e calorimetro sono in grado di ricostruire indipendentemente la z del decadimento
- una *tantum*, attraverso dei *run speciali* in cui, per mezzo di un fascio di π^- incidente su un bersaglio di polietilene, si sono generate delle particelle η a posizione ben definita.

Per quanto riguarda la reiezione dei fondi presenti nei canali interessanti del K_L , il rivelatore NA48 possiede delle elevate capacità di discriminazione.

Il fondo $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$ viene minimizzato grazie alla ottima risoluzione spaziale e in energia raggiunta dal calorimetro elettromagnetico, e grazie alla presenza di anelli di anticontatori per la rivelazione di fotoni al di fuori della zona fiduciale. I

fondi presenti nel canale $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ sono in parte rigettati già a livello di trigger grazie ad un taglio sulla massa invariante del K , ricostruita a partire dalle informazioni dello spettrometro magnetico. Contatori di veto per i muoni permettono l'identificazione *offline* dei $K_{\mu 3}$. La buona risoluzione in impulso dello spettrometro magnetico permette di minimizzare gli altri fondi a tre corpi.

2.2 Il sistema dei fasci di NA48

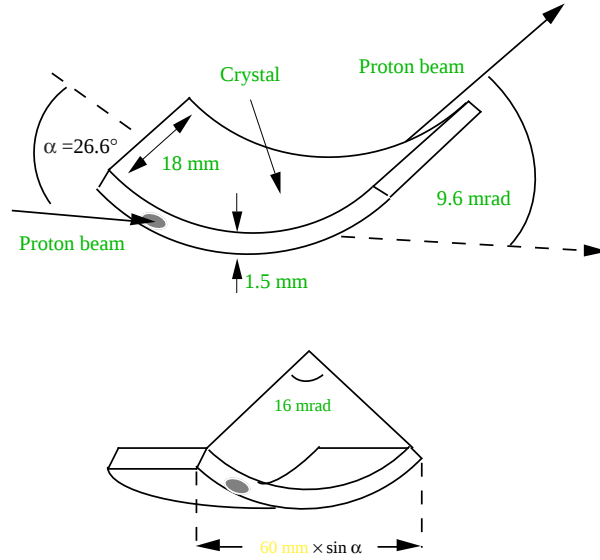


Figura 2.5: Cristallo di silicio utilizzato per la definizione del fascio di protoni secondario

Un fascio primario di protoni di impulso 450 GeV/c, estratto dall'SPS, incide su un primo bersaglio di berillio. Il fascio è generato in cicli periodici di 14.4 s, strutturati in una fase di formazione e di accelerazione del fascio stesso seguita da una fase di estrazione di 2.5 s, durante la quale circa $1.5 \cdot 10^{12}$ protoni vengono estratti dall'acceleratore e diretti sul bersaglio.

Le particelle prodotte nell'interazione vengono selezionate secondo un angolo di 2.4 mrad rispetto alla direzione dei protoni, mediante una serie di collimatori costituiti da grossi spessori di materiale aventi fessure allineate nella direzione desiderata [18]. Un magnete permette di eliminare le particelle cariche presenti nel fascio. All'uscita del bersaglio i K^0 generati, costituiti da un 50% di K_L e da un 50% di K_S , raggiungono la regione fiduciale dopo un percorso di 126 m: date le differenti vite

medie, i K_S decadono molto prima di aver raggiunto la zona fiduciale, determinando così un fascio essenzialmente di K_L a livello della zona fiduciale.

I protoni residui che attraversano il bersaglio vengono collimati e deviati rispetto alla linea del K_L . Questo fascio secondario di carichi (essenzialmente protoni) viene guidato attraverso un cristallo di silicio ricurvo (fig. 2.5), la cui azione, basata sul fenomeno del *channeling* [19],[20], è quella di selezionare e allo stesso tempo deflettere e focalizzare una frazione di protoni ($\sim 3 \times 10^7$ ppp), mentre le altre particelle cariche sono assorbite nel complesso di collimatori e assorbitori. In questo modo è ridefinito un fascio di protoni, che viene deflesso con dei magneti nella direzione del K_L , lungo la quale è trasportato e focalizzato.

Dopo aver attraversato il sistema di *tagging*, i protoni incidono su un secondo bersaglio di berillio, piazzato ad una distanza longitudinale di 120 m dal primo. In questo punto, posizionato 72 mm sopra la linea di K_L , il fascio di K_S viene raccolto ad un angolo di produzione di 4.2 mrad, al fine di rendere simili nella zona fiduciale gli spettri energetici dei due fasci prodotti, e collimato lungo 6 metri in modo da convergere al rivelatore con un angolo di 0.6 mrad rispetto al fascio K_L (fig. 2.6).

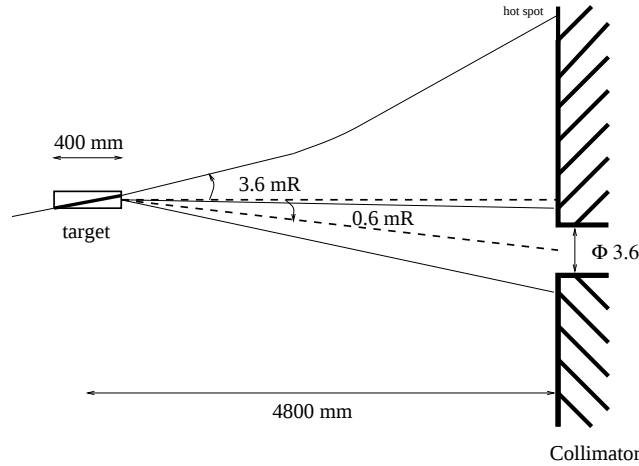


Figura 2.6: Schema della raccolta del fascio K_S sul relativo bersaglio

Anche il fascio di K_L è sottoposto all'azione di una serie di collimatori che lo definiscono e lo ripuliscono dal fondo, assorbendo i decadimenti verso il rivelatore che non provengono dalla zona centrale.

I due fasci neutri emergono dai collimatori (fig. 2.7) alla stessa distanza z , che segna l'inizio della zona fiduciale di decadimento.

Con questo schema (si veda fig. 2.1), il rivelatore può osservare contemporaneamente i decadimenti K_L e K_S , che provengono da linee di fascio molto vicine tra loro. Le intensità relative dei due fasci e la lunghezza della regione fiduciale ($\sim 21 \text{ m} = 3.5 \tau_S$) sono tali da rendere confrontabili il numero di K_S e K_L raccolti.

La zona di decadimento è racchiusa in un cilindro metallico tenuto a vuoto (pressione di 10^{-3} mbar), di diametro tra 1.9 e 2.4 m; l'estremità verso il rivelatore è terminata con una sottile parete di Kevlar (0.8 mm), prolungata al centro da un tubo a vuoto che trasporta il fascio residuo di K^0 (essenzialmente K_L) attraverso i rivelatori.

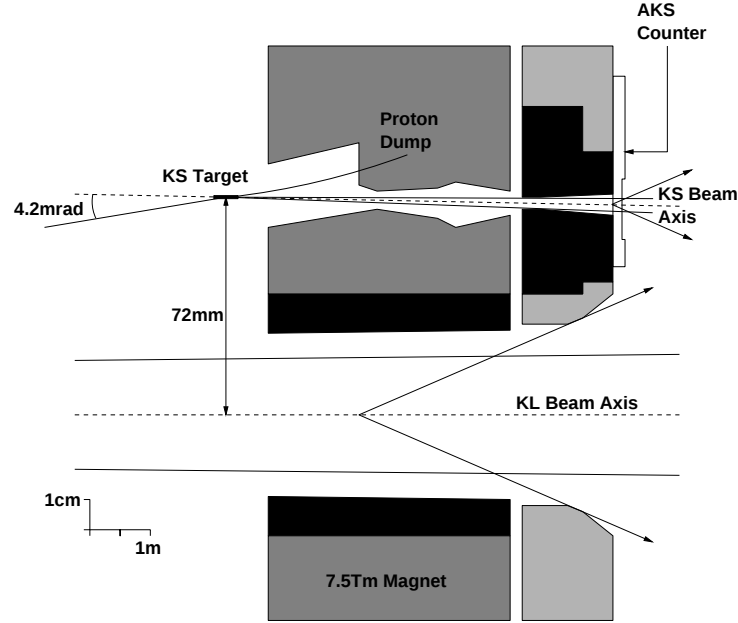


Figura 2.7: Schema del sistema di collimatori che definiscono i fasci prima della zona di decadimento

2.3 Descrizione del Rivelatore

In fig. 2.8 è rappresentata in forma tridimensionale la struttura generale del rivelatore di NA48.

The NA48 Detector

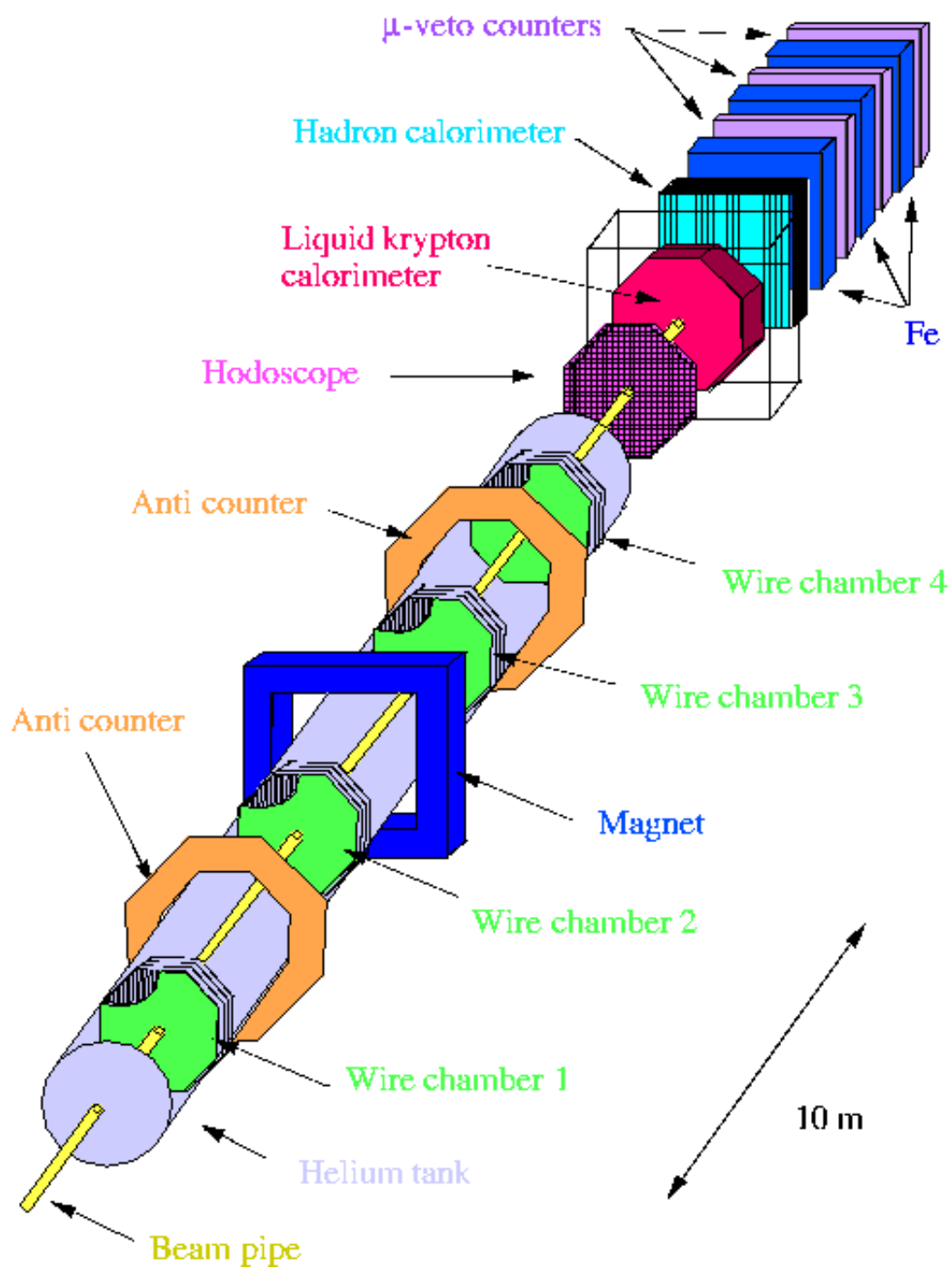


Figura 2.8: Schema tridimensionale del rivelatore di NA48

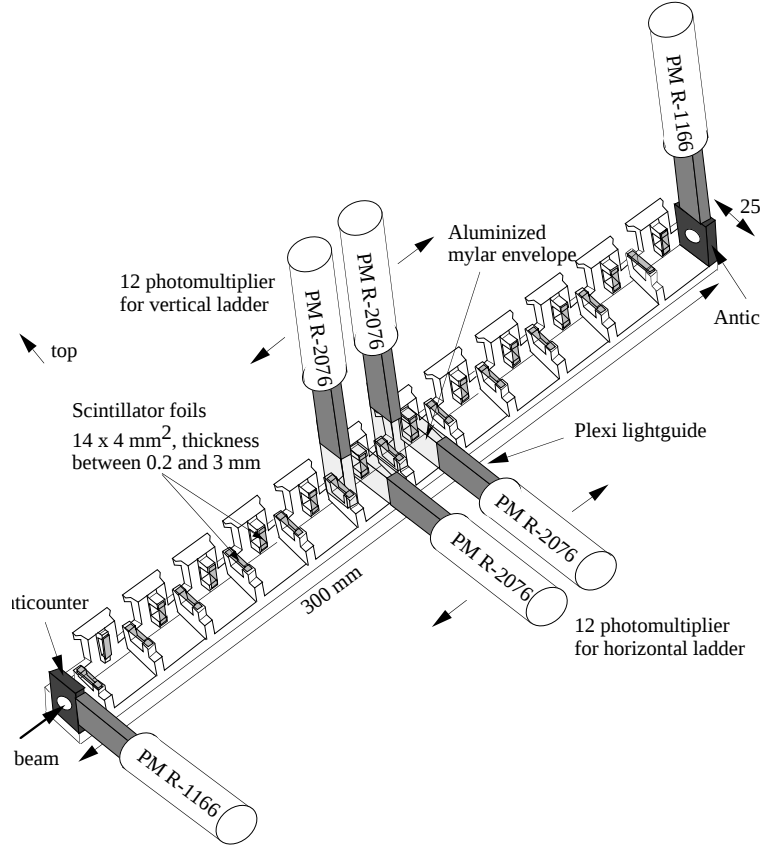


Figura 2.9: Schema tridimensionale del rivelatore di tagging

2.3.1 Il contatore di *tagging*

La conoscenza dell'origine di un decadimento nel fascio di K_L o di K_S è affidata, come già descritto in sez. 2.1.3, al *tagger*.

Il tagger svolge un ruolo cruciale nell'esperimento. I requisiti principali che deve avere sono:

- altissima efficienza e capacità di sostenere frequenze di conteggi dell'ordine di 10 MHz.
- ottima risoluzione temporale, in modo da limitare le transizioni accidentali $K_L \rightarrow K_S$.
- tempo morto limitato nel conteggio ad alta frequenza, per evitare le transizioni $K_S \rightarrow K_L$.

La struttura del tagger [22],[21] è rappresentata in fig. 2.10. Il sistema è costituito da 24 *strip* di scintillatore di spessore 0.2 mm, disposte alternativamente in

senso orizzontale ($0.2 \div 2.5 \times 15 \text{ mm}^2$) e verticale ($4 \times 15 \text{ mm}^2$), più 2 scintillatori usati come veto per delimitare l'accettanza geometrica (l'insieme totale corrisponde a 0.01 lunghezze di radiazione). La disposizione dei contatori prevede una sovrapposizione di $50 \mu\text{m}$ tra elementi contigui, in modo da assicurare massima efficienza; inoltre in direzione trasversa rispetto al fascio essa è opportunamente scalettata, cosicché ciascuno di essi è attraversato solo da una frazione del fascio (fig. 2.9). In questo modo ciascun contatore deve sostenere una frequenza di conteggi limitata a 1-2 MHz.

L'alta velocità di lettura e la richiesta risoluzione temporale sono garantite da ADC a campionamento a 8 bit, operanti alla frequenza di 960 MHz.

La risoluzione temporale complessiva raggiunta con questo sistema è pari a 500 ps (dopo correzioni *offline*).

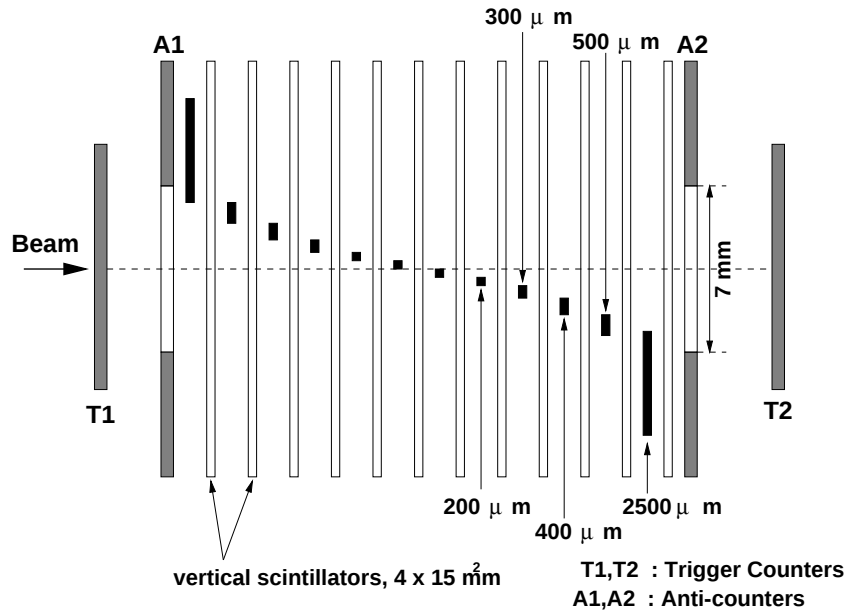


Figura 2.10: Sezione trasversale del sistema di tagging

Un controllo sull'efficienza di *tagging* sfrutta la geometria non collineare dei 2 fasci: l'attribuzione dell'evento a K_S o K_L può essere verificata per mezzo della posizione del vertice ricostruito. Questa verifica si effettua sugli eventi carichi $\pi^+\pi^-$ e si applica anche agli eventi $\pi^0\pi^0$, selezionando i decadimenti con coppie Dalitz.

2.3.2 L'AKS

La misura della coordinata longitudinale del vertice riveste notevole importanza, in quanto entra in gioco nell'attribuzione dei pesi agli eventi K_L , necessari per la cancellazione dei fattori di accettanza ed efficienza.

La misura di z offre inoltre la possibilità di avere una intercalibrazione tra eventi

carichi ed eventi neutri. Infatti, con il calorimetro EM si misurano le energie E_i e le posizioni r_i dei punti di impatto dei quattro fotoni (rispetto al suo centro). Con l'assunzione per cui la massa invariante è quella del K^0 , e il vertice di decadimento appartiene all'asse z , si trova l'espressione:

$$z = \frac{\sum_{i=1}^4 E_i}{m_{K^0}} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^4 r_j^2 E_j}{\sum_{k=1}^4 E_k}} + z_{cal}$$

In questa espressione il primo contributo rappresenta la distanza del vertice di decadimento dal centro del calorimetro; z_{cal} è la coordinata del centro del calorimetro rispetto all'origine (bersaglio K_S). Usando questa relazione si possono legare le misure di energia e di z .

Da queste considerazioni nasce l'esigenza di fissare in modo assoluto la scala delle coordinate z . Il riferimento è fornito da un insieme di contatori a scintillazione (AKS), installato sulla linea di fascio K_S nel punto in cui esso emerge dall'ultimo collimatore (fig. 2.11).

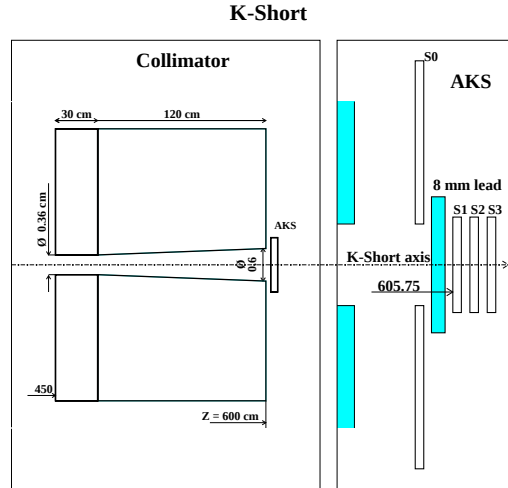


Figura 2.11: Schema del rivelatore AKS con il collimatore che lo precede sulla linea del fascio K_S .

Il sistema è costituito in successione da un convertitore di piombo spesso 11 mm (~ 2 lunghezze di radiazione), tre scintillatori (8×4.5 mm) e da un quarto scintillatore con un foro centrale (7×4.5 mm) che veta gli eventi con particelle non provenienti dalla linea del fascio.

L'AKS definisce la regione di decadimento, agendo da veto sui decadimenti avvenuti prima della zona fiduciale.

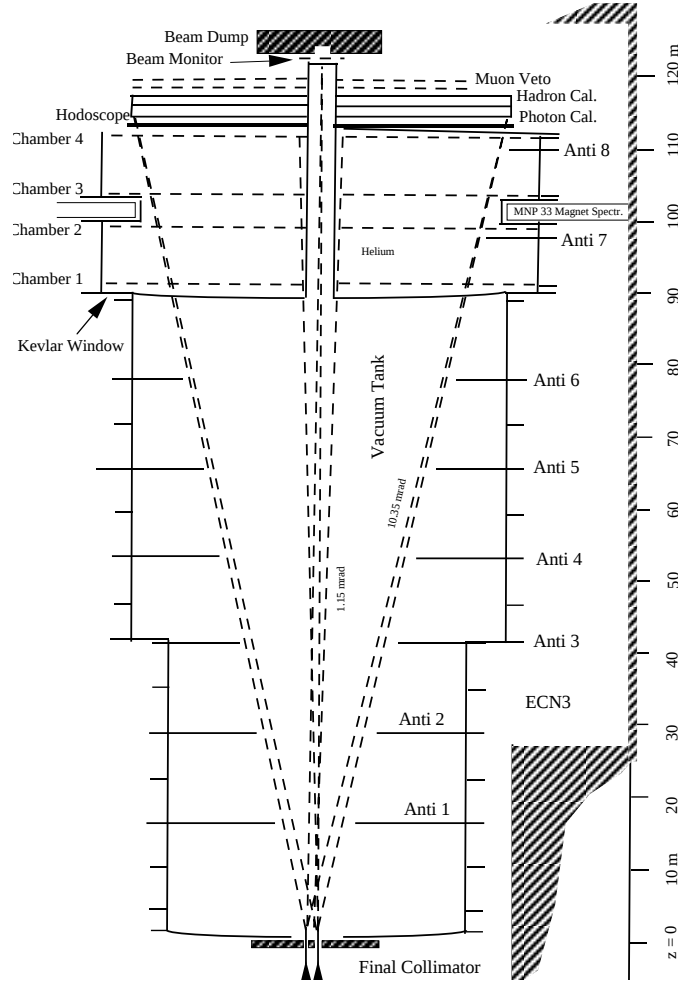


Figura 2.12: Schema della regione di decadimento con gli anelli di anticontatori

2.3.3 Gli anticontatori (AKL)

L'esigenza di lavorare con un fascio ad alta intensità comporta la necessità di tenere contemporaneamente a basso livello il fondo sui decadimenti ricostruiti $\pi^0\pi^0$ e $\pi^+\pi^-$ provenienti dai canali a 3 corpi $\pi e\nu$, $\pi\mu\nu$, e in minore misura $\pi^0\pi^0\pi^0$ e $\pi^+\pi^-\pi^0$. Il $\pi^0\pi^0\pi^0$ rappresenta la sorgente più pericolosa, a causa dell'alta probabilità di perdere uno o due fotoni dall'accettazione.

Per ridurre questo fondo è stato costruito un sistema di anelli di contatori di veto (AKL). Gli anelli sono sette in totale, di cui 6 piazzati esternamente attorno al cilindro a vuoto che racchiude la regione di decadimento, mentre il settimo è posto in corrispondenza della camera 2 dello spettrometro (fig. 2.12).

L'accettazione degli anelli è complementare a quella del rivelatore attivo, fino a

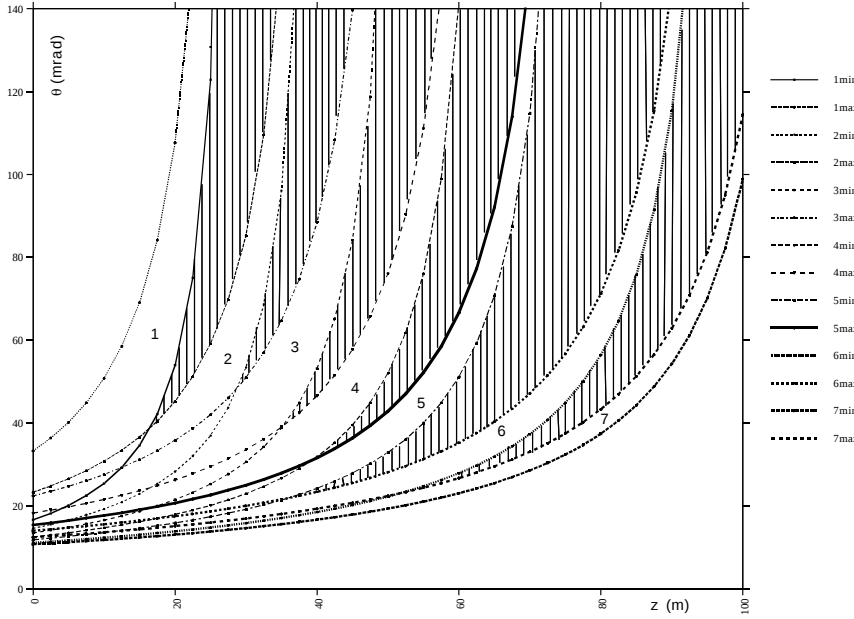


Figura 2.13: Curve di accettazione per gli anelli di anticontatori

coprire angoli maggiori di 10.35 mrad rispetto alla direzione del fascio (fig. 2.13). Ciascun anello è formato da 2 strati di contatori a scintillazione preceduti da uno spessore di 3.5 cm di ferro per garantire la conversione dei fotoni da π^0 ; la lettura del segnale luminoso è effettuata su entrambe le estremità delle lastre.

I contatori sono in totale 144, 24 disposti in ciascuno dei primi 4 anelli e 16 in ciascuno dei restanti 3.

L'efficienza geometrica di veto, tenendo conto anche della probabilità di conversione, è molto alta ($\sim 95\%$ a 30 GeV) ma non è comunque sufficiente a riconoscere tutti i fondi derivanti dai 3 corpi. Per questo motivo, parte della reiezione dei fondi è affidata al calorimetro elettromagnetico, a cui sono richieste caratteristiche particolarmente spinte in termini di granularità e risoluzione spaziale.

2.3.4 Lo spettrometro magnetico

La tracciatura e la misura dell'impulso delle particelle cariche sono effettuate con uno spettrometro magnetico. Esso è costituito da un dipolo magnetico centrale e due coppie di camere a deriva da ambo le parti. Lo schema del sistema è rappresentato in fig. 2.14.

Ciascuna camera misura la traccia su quattro viste: X, Y, U e V, orientate a $0^\circ, 90^\circ, -45^\circ, +45^\circ$ rispetto agli assi ortogonali alla linea di fascio (fig. 2.15).

La misura di posizione su ogni vista deriva dall'informazione di 2 piani di fili

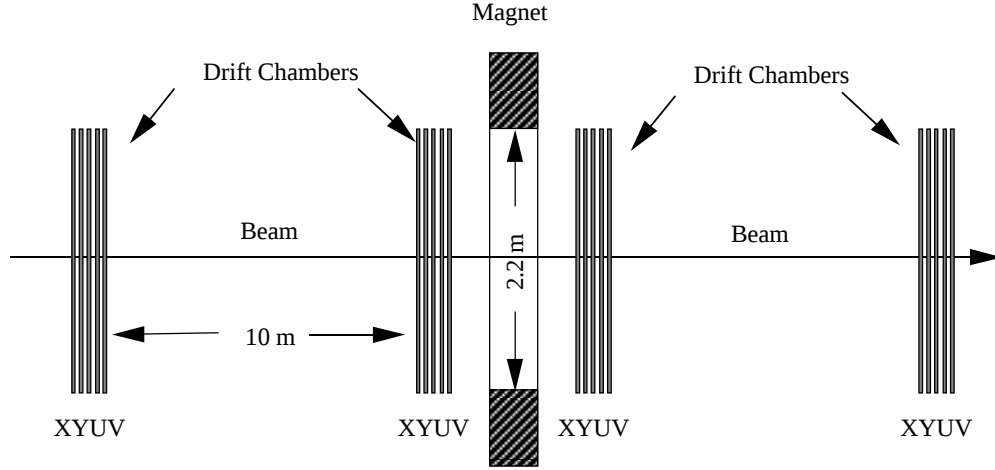


Figura 2.14: Rappresentazione schematica dello spettrometro magnetico

sfasati tra loro, per eliminare le ambiguità di ricostruzione. I piani hanno 256 fili distanti 1 cm l'uno dall'altro; la risoluzione spaziale che risulta dalla misura del tempo di deriva per ogni vista è pari a $100 \mu\text{m}$. L'attività accidentale è tenuta a basso livello con la richiesta di un timing stretto ($\leq 60 \text{ ns}$) per la somma dei tempi di deriva tra due piani consecutivi. Inoltre lo spazio di deriva di 5 mm è sufficientemente piccolo da mantenere sotto l'1% le inefficienze dovute agli accidentali.

Il magnete ha un'apertura larga 2.45 m ed alta 2.20 m; fornisce un campo integrale pari a circa 1 Tesla·m, equivalente ad un momento trasverso addizionale di 250 MeV/c [24].

La risoluzione attesa sulla misura dell'impulso può essere stimata a partire da questo valore di campo magnetico, combinato con la sopra citata risoluzione spaziale. Assumendo il raggio di curvatura della traccia molto grande rispetto alla lunghezza del magnete, per l'angolo di deflessione θ della traccia si ha:

$$\theta = \frac{L}{R} = \frac{L}{p} eB$$

D'altra parte il momento trasverso che il campo magnetico produce (assumendo B costante) si esprime come:

$$\Delta p_x = p \cdot \sin \theta \simeq p \cdot \theta = LeB \quad (2.2)$$

Dall'equazione (2.2) si ha

$$p = eB \frac{L}{\theta}; \quad \left| \frac{dp}{d\theta} \right| = eBL \frac{1}{\theta^2} = \frac{p}{\theta}$$

Di qui si ricava

$$\frac{dp}{p} = \frac{d\theta}{\theta} \Rightarrow \frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta}$$

Supponendo di determinare l'angolo θ per mezzo di 4 coordinate (due prima e due dopo il magnete), tutte con lo stesso errore $\sigma(x)$, si ha:

$$\sigma^2(\theta) \propto \sum_1^4 \sigma_i^2(x) = 4\sigma^2(x) \Rightarrow \sigma(\theta) \propto 2\sigma(x)$$

Siccome $\theta = x/h$, si ha $\sigma(\theta) = 2\sigma(x)/h$, da cui

$$\frac{\sigma(p)}{p} = \frac{\sigma(\theta)}{\theta} = \frac{2\sigma(x)/h}{eBL} \cdot p = \frac{2\sigma(x)}{h} \cdot \frac{p}{\Delta p_x}$$

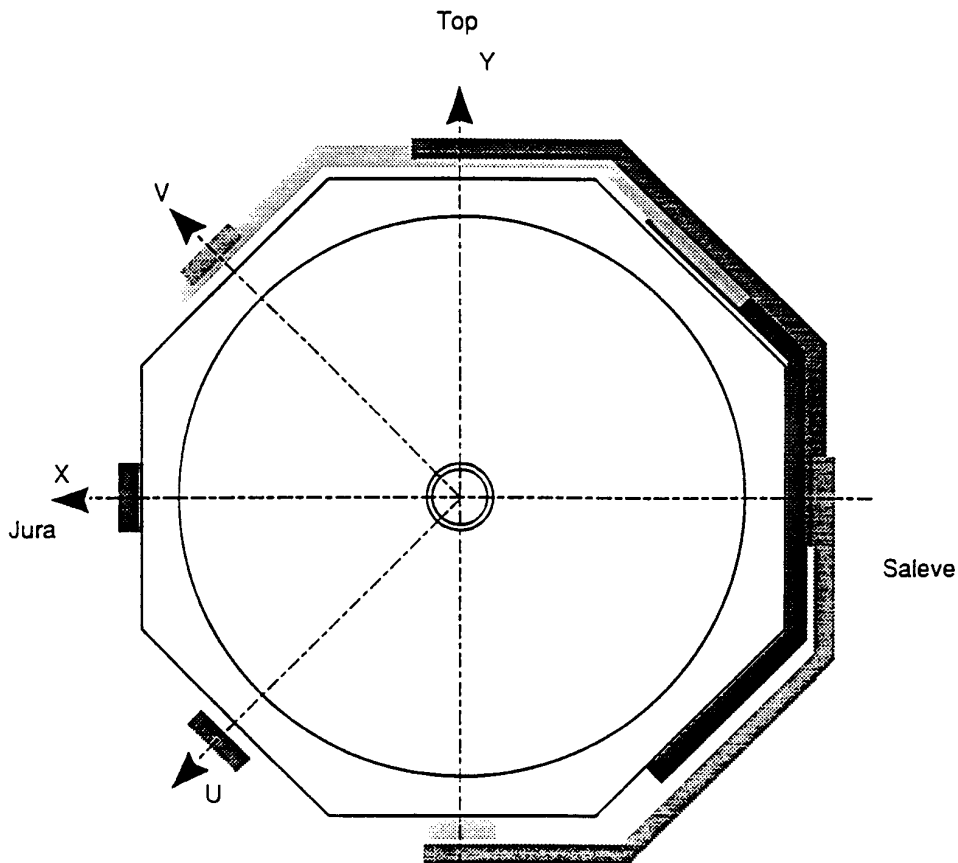


Figura 2.15: Sezione trasversale di una delle camere a deriva

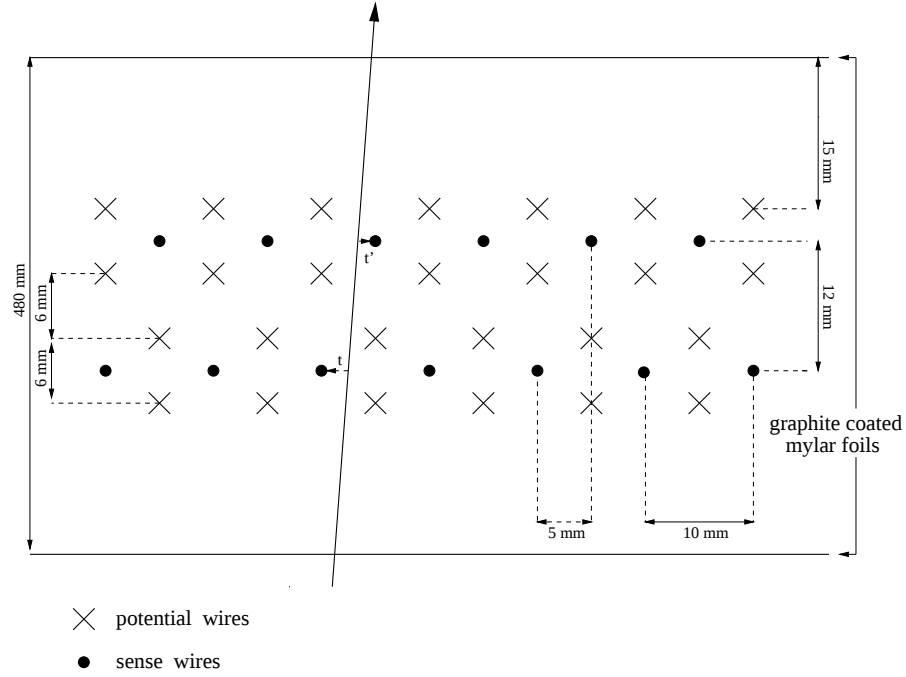


Figura 2.16: Schema della disposizione geometrica dei fili nelle camere

Con i parametri in questione, il contributo all'errore percentuale sull'impulso che deriva dalla risoluzione spaziale è dell'ordine del 0.5%. Altri contributi provengono dallo scattering multiplo nei vari mezzi che costituiscono il rivelatore. In totale si ha $\Delta p/p \simeq 0.6\%$ a 60 GeV.

Alle caratteristiche dello spettrometro è affidata la ricostruzione degli eventi $\pi^+\pi^-$ e la contemporanea eliminazione dei fondi K_{e3} , $K_{\pi 3}$ e $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$ e $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p}\pi^+$. La reiezione della maggior parte di questi fondi è effettuata in fase di acquisizione dati per mezzo di un sistema di trigger opportunamente progettato (L2C).

2.3.5 L'odoscopio carico

L'odoscopio carico fornisce un'informazione semplice e veloce, utilizzata come riferimento temporale per gli eventi carichi.

Esso è formato da 2 piani di contatori a scintillazione, disposti a 50 cm l'uno dall'altro; ciascuno è costituito da 64 strisce, disposte verticalmente nel primo e orizzontalmente nel secondo (fig. 2.17). In ogni piano si individuano 4 quadranti (con 16 contatori ciascuno, ognuno dei quali è letto da un singolo fototubo). Questa disposizione consente di definire, a partire dagli impulsi discriminati, un insieme di segnali logici veloci, da utilizzarsi nel sistema di trigger.

Per il riconoscimento dei decadimenti a due corpi, per esempio, si definisce

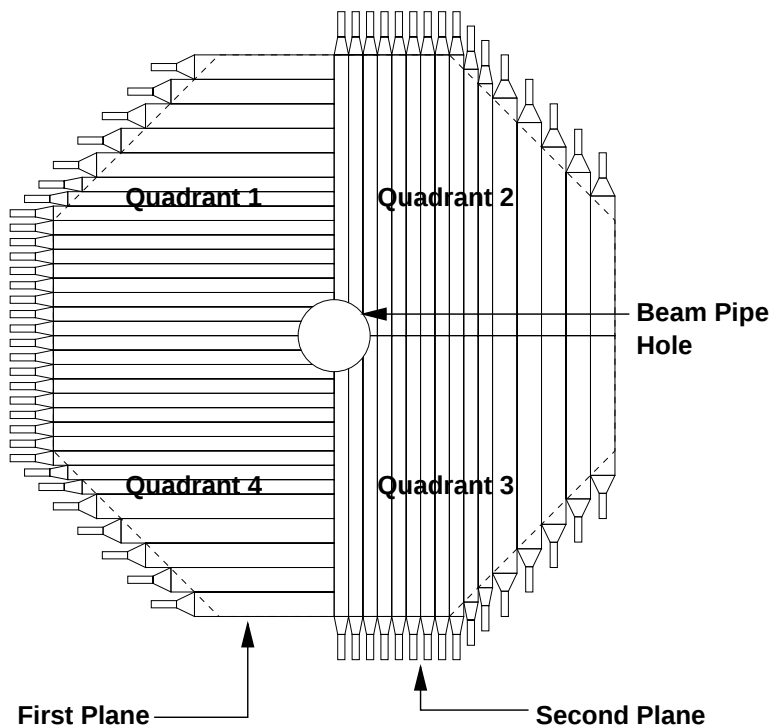


Figura 2.17: Schema della suddivisione logica dei contatori nei quadranti dell'odoscopio carico

una condizione di blanda coplanarità, richiedendo due tracce in quadranti opposti (condizione Q_X).

La lettura dei segnali di ogni contatore è affidata ad un sistema di *flash*-ADC a 10 bit, che svolgono sul segnale analogico opportunamente formato la misura della carica raccolta. Un set parallelo di FADC agisce contemporaneamente su una rampa lineare di tensione, azionata dalla risposta di un discriminatore allo stesso segnale del fototubo. La ricostruzione della rampa fornisce l'informazione temporale dell'evento.

2.3.6 Il calorimetro elettromagnetico

Il calorimetro è dedicato alla rivelazione dei decadimenti neutri dei K^0 . Le caratteristiche che l'apparato deve avere sono:

- raccolta di eventi a più fotoni a frequenza elevata (~ 1 MHz)
- risoluzione in energia dell'ordine del $3\%/\sqrt{E}$ con un termine costante $< 0.5\%$
- risoluzione spaziale ≤ 1 mm
- risoluzione temporale < 1 ns

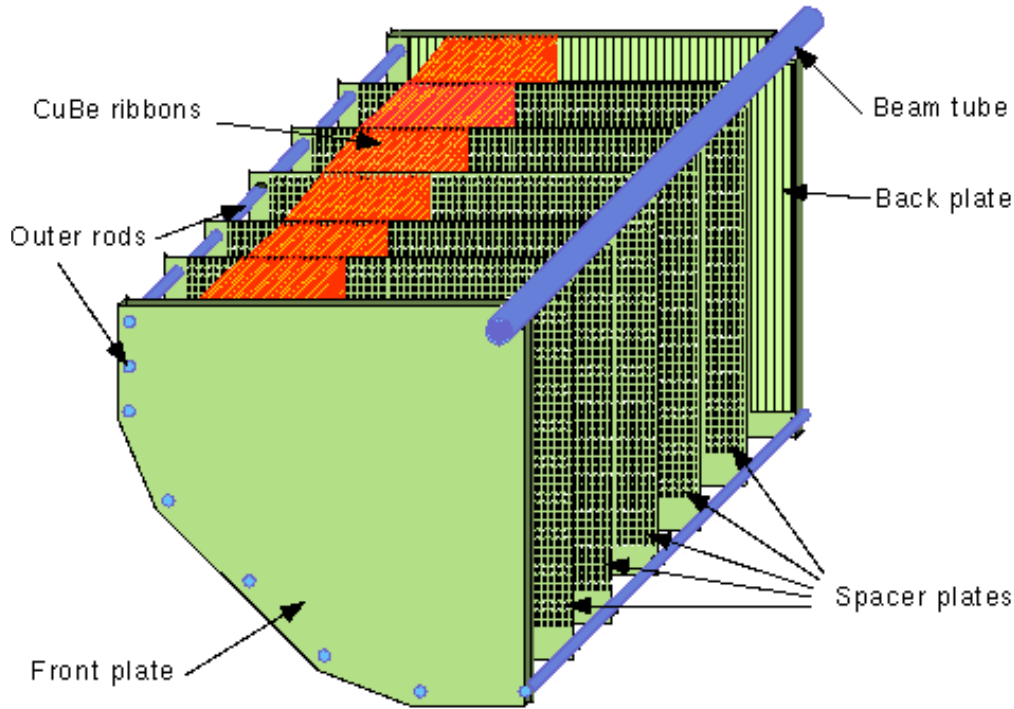


Figura 2.18: Rappresentazione schematica della struttura degli elettrodi realizzata per il calorimetro a krypton liquido

Queste prestazioni sono state ottenute con un calorimetro a krypton liquido quasi omogeneo.

Il krypton ha una lunghezza di radiazione di 4.8 cm e raggio di Moliere 4.7 cm. Esso è usato sia come convertitore che come sistema attivo del rivelatore.

La parte sensibile del sistema è costituita da elettrodi a nastro di rame-berillio [23],[25], disposti secondo una struttura a torri longitudinali parallele alla direzione del fascio. La scelta della forma geometrica per la disposizione degli elettrodi è cruciale per assicurare l'uniformità nella risposta all'interno delle celle; questa è necessaria per garantire che il termine costante nella risoluzione sia inferiore allo 0.5% [26]. Una notevole importanza gioca, a questo proposito, il fatto che la distanza tra gli elettodi venga mantenuta rigorosamente costante (a meno di $\pm 100 \mu\text{m}$). Lo schema della struttura realizzata è mostrato in fig. 2.18.

Gli elettrodi, tesi tra le due estremità del rivelatore, attraversano 5 piani distanziatori, che li guidano separandoli dall'asse di 5 mm alternativamente in un verso o nell'altro, in modo tale da formare con l'asse del fascio un angolo di circa 50 mrad. Questa tecnica riduce le disuniformità di risposta prodotte dagli effetti di

perdita di carica che si hanno quando il cuore dello sciame si sviluppa in prossimità dell'anodo.

Complessivamente il volume attivo del rivelatore ha sezione ottagonale con un diametro del cerchio inscritto di 2.6 m, ed una profondità di 120 cm (27 lunghezze di radiazione) e contiene 8 m³ di Kr.

In totale si hanno 13500 celle ed altrettanti canali di lettura. L'elettronica di *front-end* è montata sulla parte posteriore della struttura, anch'essa immersa nel krypton. Essa è equipaggiata con amplificatori collegati agli elettrodi con connessioni molto corte, in modo da consentire una lettura veloce (la capacità delle celle è limitata a 80 pF).

La lettura della corrente copre un intervallo breve e non integra su tutto il tempo di deriva (200 ns su 3 μ s alla tensione di 3000 V sugli elettrodi). La digitalizzazione è effettuata con ADC a campionamento a 10 bit, operanti a 40 MHz su una dinamica di 14 bit.

I risultati ottenuti durante la presa dati del 1997 confermano le ottime prestazioni dell'apparato (E è espressa in GeV e $\oplus$ indica la somma in quadratura):

- Risoluzione sull'energia:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \left(\frac{3.5}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.040 \text{ GeV}}{E} \oplus 0.42 \right) \%$$

- Risoluzione spaziale:

$$\sigma_x = \left(\frac{4.1}{\sqrt{E}} \oplus 0.5 \right) \text{ mm}$$

$$\sigma_y = \left(\frac{4.4}{\sqrt{E}} \oplus 0.5 \right) \text{ mm}$$

- Risoluzione temporale:

$$\sigma_t \leq 250 \text{ ps}$$

con $E > 15 \text{ GeV}$.

2.3.7 L'odoscopio neutro

La misura del tempo dell'evento (carico o neutro) riveste un'importanza particolare nell'esperimento, perché da tale misura dipende l'assegnazione del decadimento al fascio di K_L o K_S .

Per gli eventi neutri il tempo viene fornito dal calorimetro elettromagnetico, con buona risoluzione. Tuttavia si è pensato di affiancare a questa informazione una misura di tempo indipendente dal calorimetro, con un sistema veloce che includesse un numero ridotto di canali di lettura.

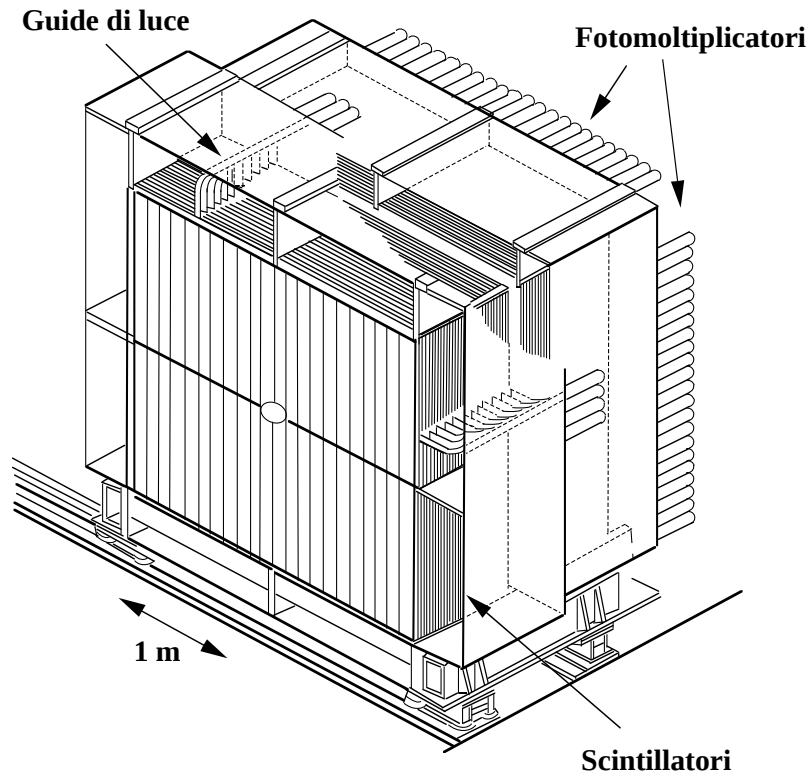


Figura 2.19: Rappresentazione schematica del calorimetro adronico

Per questo motivo è stato inserito un odoscopio all'interno della struttura del calorimetro, in corrispondenza alla profondità di 9.5 lunghezze di radiazione.

Questo rivelatore è costituito da uno strato di fibre scintillanti di 1 mm di diametro e 2 m di lunghezza, raggruppate in 256 fasci. I fasci sono accoppiati in gruppi ai fotomoltiplicatori, ottenendo un numero ridotto (32) di canali di lettura.

La risoluzione temporale di questo contatore è stata misurata inferiore a 300 ps per sciame con $E > 15$ GeV.

Questo rivelatore viene anche utilizzato per la generazione di un trigger di *minimum bias* indipendente dal calorimetro EM, indispensabile per il controllo dell'efficienza di sistema di trigger neutro (si veda cap. 3).

2.3.8 Il calorimetro adronico

Il calorimetro adronico (HAC) (fig. 2.19) segue il calorimetro EM lungo la linea di fascio ed è costituito da piani di ferro (25 mm) e di scintillatori alternati, disposti

secondo due moduli, (*front* e *back*). Ciascun modulo comprende 24 piani, con le strisce disposte nei piani alternativamente in senso orizzontale e verticale. In totale si ha uno spessore di 120 cm di ferro, corrispondente a 7.2 lunghezze d'interazione nucleare.

La lettura avviene accoppiando allo stesso fotomoltiplicatore le strisce di scintillatori omologhi di diversi piani, tramite apposite guide di luce; in totale si hanno così 176 canali.

La risoluzione in energia è pari a $65\%/\sqrt{E}$.

Il calorimetro adronico riceve le particelle che sopravvivono al passaggio attraverso il calorimetro elettromagnetico. Dopo 27 lunghezze di radiazione gli sciami prodotti da elettroni e fotoni rimangono quasi interamente confinati nel calorimetro a krypton liquido. Gli adroni (carichi e neutri) e i μ invece perdono nel krypton solo una piccola frazione della loro energia (essenzialmente per ionizzazione). Una volta giunti negli spessori di ferro del calorimetro adronico, i primi producono uno sciame e si fermano; i secondi, pur perdendo energia per ionizzazione, nella maggior parte dei casi proseguono.

Nonostante la limitata risoluzione sulla misura dell'energia, il calorimetro adronico può essere molto utile per l'identificazione delle particelle cariche che producono le tracce nello spettrometro. Inoltre, discriminando la somma dei segnali dei singoli fototubi si ricavano condizioni più o meno selettive utilizzabili in fase di trigger.

2.3.9 Il contatore di veto per i μ

L'ultimo rivelatore lungo la linea del fascio è il contatore di muoni. Esso è costituito da tre piani di scintillatori, preceduti da uno strato di ferro spesso 80 cm. Gli strati sono composti da strisce parzialmente sovrapposte, sistemate nei 3 casi in senso alternativamente orizzontale e verticale. I primi 2 piani sono formati da 11 strisce, mentre il terzo da 6; ciascuna di esse è accoppiata a un fotomoltiplicatore su entrambe le estremità, per un totale di 56 canali di lettura.

Questo rivelatore consente di riconoscere i μ presenti nei decadimenti: il decadimento semileptonico nel canale $\pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ è tra i più frequenti per il K_L (27%), e deve essere distinto dal decadimento in 2 pioni carichi.

In effetti, come si è già osservato, alle energie dei fasci di NA48 i μ sono le uniche particelle in grado di attraversare il krypton del calorimetro elettromagnetico e gli strati del calorimetro adronico. I pochi adroni rimanenti vengono assorbiti nei primi due spessori di ferro in corrispondenza ai piani 1 e 2 del contatore; i μ , pur perdendo energia, attraversano anche questi strati.

La semplicità di questo criterio di riconoscimento consente di rigettare la quasi totalità dei $K_{\mu 3}$. Infatti la richiesta della coincidenza dei segnali nei primi due piani

è verificata da quasi il 100% delle tracce di μ (la misura dell'efficienza utilizza il calorimetro adronico e il piano 3) [27].

I segnali provenienti da questo rivelatore sono anche utilizzati in fase di trigger, per esempio nella ricerca di decadimenti rari in canali come $K_L \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ o $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu \gamma$.

2.4 Sistema di Trigger e di Acquisizione

La necessità di raggiungere la precisione richiesta su $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ all'interno di un ragionevole tempo utile di presa dati implica l'uso di un intenso fascio di K_L . La frequenza di conteggio prodotta nei rivelatori raggiunge valori maggiori di 1 MHz.

Per questo motivo il sistema di trigger e di acquisizione dati sono stati progettati secondo schemi sofisticati in grado di operare ad alta frequenza e privi di tempi morti.

Il sistema di trigger che effettua la prima selezione *online* riduce la frequenza a circa 3 kHz. Per consentire espansioni future del sistema, si richiede comunque che il sistema di acquisizione possa sopportare frequenze fino a 10 kHz. Assumendo 10^4 canali a 10 byte/canale con una frazione di “occupazione” media pari a 10%, si calcola un volume massimo di 10 kbyte/evento, dominata dai dati estratti dal calorimetro EM. Pertanto al sistema è richiesta una larghezza di banda per i dati di $10 \text{ kbyte/evento} \times 10^4 \text{ eventi/s} = 100 \text{ Mbyte/s}$.

2.4.1 L'acquisizione in *pipeline*

L'esigenza di avere un sistema di acquisizione senza tempi morti associato ad un trigger veloce e privo di *bias* è stata risolta realizzando un sistema con architettura in *pipeline*.

L'informazione di ciascun sottorivelatore (si veda fig. 2.20) viene campionata ad intervalli di tempo fissi, scanditi da un clock generale a 40 MHz che sincronizza l'intero apparato. Ad ogni sottorivelatore è quindi associata una memoria circolare (detta di *pipeline*) profonda 8K (corrispondenti a circa $200 \mu\text{s}$), nella quale viene scritta l'informazione ad ogni clock. Dopo $200 \mu\text{s}$ la memoria è totalmente occupata e i dati iniziano ad essere sovrascritti. La profondità è quindi scelta in modo tale da permettere al sistema di trigger di prendere una decisione entro il tempo limite.

I dati estratti dalle memorie in seguito ad una richiesta di trigger, vengono fatti passare attraverso una rete di trattamento digitale di segnali, precompattati ed inviati, via fibre ottiche ad alta velocità, al *Data Merger* (DM). Quest'ultimo si occupa di sincronizzare i dati provenienti dai vari rivelatori, di formattarli e di inviare quindi l'evento completo al banco calcolatore (*Front End Work Station*, FEWS), che provvede all'ultimo stadio di decisione e filtraggio. L'evento filtrato

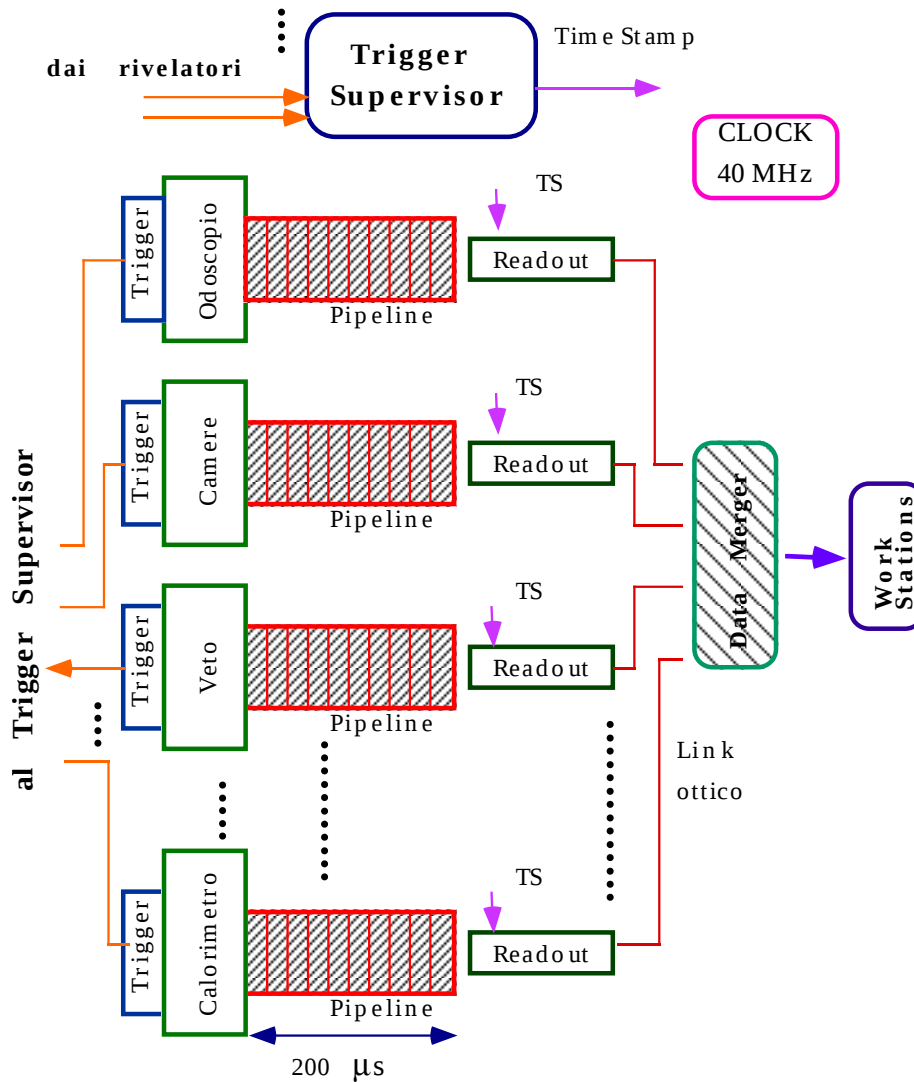


Figura 2.20: Schema del sistema di acquisizione in *pipeline*.

viene scritto temporaneamente su disco, da cui viene letto in modo asincrono dalla *Back End Work Station* (BEWS). Viene infine inviato, tramite una speciale connessione ad altissima velocità, verso il centro di calcolo del CERN, e scritto in modo permanente su nastro.

Nel 1998 il *Data Merger* è stato sostituito da una *farm* di PC [28], che ha permesso di aumentare notevolmente la larghezza di banda del sistema: si è passati dai ~ 70 Mbyte/s raggiunti dal DM ai ~ 150 Mbyte/s della PC-*farm*.

Come si è detto, caratteristica del sistema è la necessità di selezionare efficacemente gli eventi per avere una grande riduzione del *rate* di acquisizione. Un tale sistema deve processare un insieme di dati piuttosto complesso (e con diversi algoritmi per carichi e neutri), ed è stato strutturato in più livelli.

In ciascun livello l'informazione è processata attraverso una successione di operazioni (decisioni) elementari, scandite dal clock generale a 40 MHz.

Il Trigger Supervisor è l'elemento finale della catena. In questo sistema l'informazione complessiva del rivelatore viene completamente ricostruita e viene presa la decisione finale. Quando questa è positiva il Trigger Supervisor invia ai sistemi di controllo del *read-out* una richiesta che consiste in una parola contenente il codice sul tipo di trigger, il numero di evento e il *timestamp*, ossia l'informazione temporale misurata in cicli del clock a 40 MHz. Quest'ultima informazione è fondamentale per i sistemi di acquisizione perché viene utilizzata per indirizzare le memorie di *pipeline* e conseguentemente estrarne i dati per la registrazione su nastro.

Oltre ai livelli di selezione di tipo hardware (tipicamente due), gli eventi appena registrati e giunti alle macchine di *Front End* subiscono una ulteriore selezione ad opera di un trigger di III livello, di tipo software.

Il III Livello si occupa contemporaneamente di:

- dividere l'insieme dei dati in ingresso in diversi sottogruppi a seconda delle loro caratteristiche (eventi di calibrazione, eventi *golden*, eventi di *minimum bias* ...)
- ricostruire *online* gli eventi e applicare dei tagli sulle principali quantità ricostruite, soprattutto per la selezione degli eventi di tipo *golden*.

In futuro verrà usato in modo più selettivo, per ridurre fortemente la quantità di dati da scrivere su nastro.

Il capitolo successivo è dedicato alla descrizione dettagliata dei primi due livelli del sistema di trigger dell'esperimento, che eseguono la selezione *online* degli eventi carichi e neutri da acquisire, e del sistema di decisione centrale.

Capitolo 3

Il Sistema di Trigger di NA48

La necessità di ottenere una sensibilità di 2×10^{-4} sulla misura del parametro $Re(\varepsilon'/\varepsilon)$ in un tempo ragionevole di presa dati, ha reso necessario l'utilizzo di un fascio di K_L ad alta intensità, tale da produrre frequenze di conteggio nel rivelatore maggiori di 1 MHz. Di conseguenza il sistema di trigger e di acquisizione dati (già descritto in precedenza) sono stati disegnati per operare efficientemente in tali condizioni e privi di tempo morto.

Il sistema di trigger dell'esperimento (fig. 3.1) presenta una architettura quasi interamente in *pipeline* ed è organizzato in più livelli, differenziati per i due principali modi di decadimento, in modo da ottenere una efficace selezione degli eventi. In ciascun livello le informazioni essenziali provenienti dai rivelatori sono processate attraverso una successione di operazioni (decisioni) elementari, scandite dal clock generale a 40 MHz.

Le decisioni provenienti dai due rami paralleli di trigger, uno per i carichi rivelati a partire dallo spettrometro magnetico, uno per i neutri rivelati a partire dal calorimetro elettromagnetico, convergono nel sistema di decisione centrale, il Trigger Supervisor. In caso di evento interessante, questo sistema invia ai sistemi di lettura (*Read Out Controller*) dei rivelatori il codice sul tipo di trigger, il numero di evento e l'informazione temporale necessaria per estrarre i dati corrispondenti all'evento dalle memorie di scrittura.

L'intero sistema è in grado di prendere una decisione sull'evento in circa $100 \mu s$, e di inviarla ai sistemi di *read-out* entro il limite massimo di $200 \mu s$, tempo di permanenza dei dati nelle memorie circolari dei rivelatori.

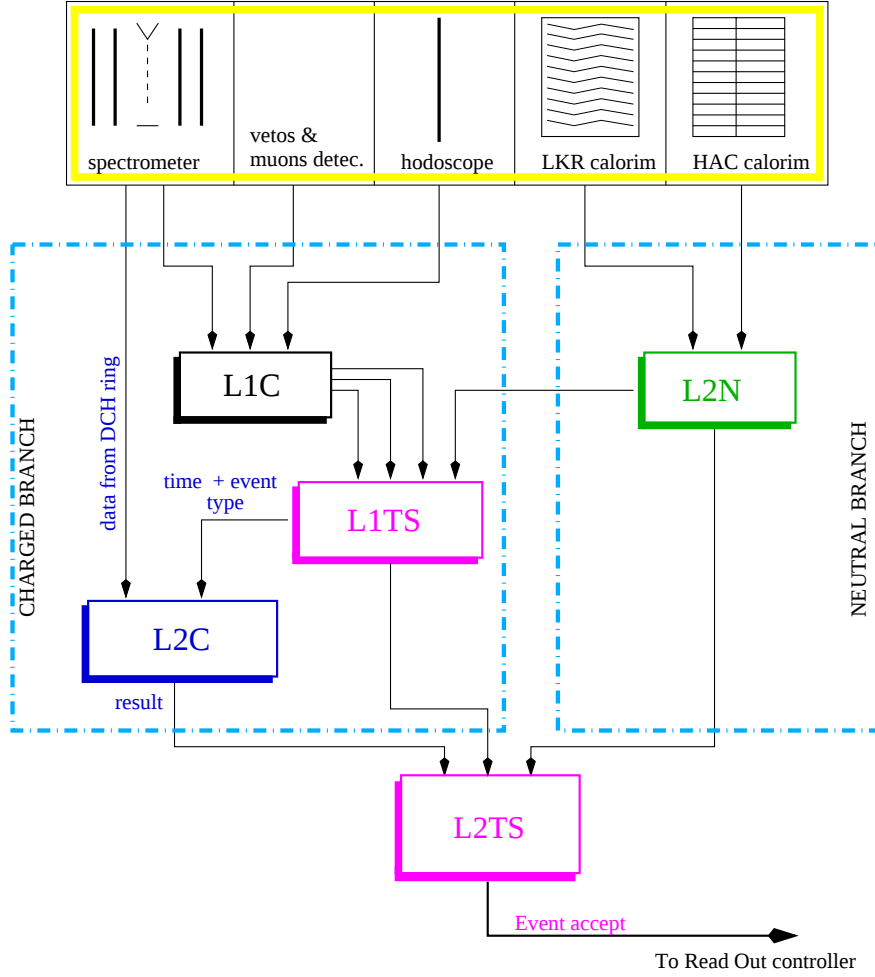


Figura 3.1: Schema del Sistema di Trigger di NA48

3.1 Il Trigger Carico di I e di II livello

Il trigger carico è un sistema misto di hardware e di *real time* software, parzialmente in *pipeline*, disegnato principalmente per identificare il decadimento $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Il rate primario di eventi con una componente carica è dell'ordine dei 250 kHz, mentre gli eventi *buoni* definiti secondo una grossolana selezione sono un fattore 10^4 meno frequenti. La funzione del trigger carico è di raggiungere una sostanziale riduzione del rate di eventi acquisiti aumentando notevolmente il rapporto *segnale/rumore*, ovvero distinguendo *online* il più possibile i fondi prodotti da K_{e3} , $K_{\pi3}$, $K_{\mu3}$, $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, ecc.

I criteri di selezione più efficaci richiedono il calcolo della massa invariante degli

eventi a due tracce e la ricostruzione del vertice di decadimento. Il calcolo di questi due parametri richiede l'elaborazione di un grande numero di informazioni delle camere a deriva, secondo algoritmi complessi, ed è stato affidato ad una *farm* di processori programmabili (L2C). Il limite principale di questo sistema è che può sopportare una frequenza di ingresso inferiore a quella effettiva degli eventi carichi in condizioni nominali d'intensità di fascio. Per questo motivo è stato inserito uno stadio di decisione preliminare, che riduce la frequenza degli eventi per i quali si richiede il calcolo di massa.

Il sistema è quindi composto da tre parti: il Trigger di I livello (L1C) e il Trigger Supervisor di I livello (L1TS), che insieme filtrano gli eventi sulla base di controlli veloci riducendo il rate a ~ 100 kHz; il Trigger di II livello (L2C), che compie la selezione finale ottenendo un'uscita dell'ordine dei 2 kHz.

3.1.1 La Logica Veloce e il Trigger Supervisor di I livello

Il **Trigger di I Livello**, o *Logica Veloce*, produce fino a 16 combinazioni logiche di segnali veloci provenienti dagli Odoscopi Carico e Neutro, dal Calorimetro Adronico e dai Contatori di Veto [29].

Gli Odoscopi forniscono indicazioni, più o meno restrittive, sul numero di tracce presenti e sulla compatibilità con la cinematica a due corpi. Il Contatore dei Muoni fornisce segnali logici per uno o più *hit* a partire da informazioni provenienti da 2 dei 3 piani di scintillatori, gli Anticontatori producono segnali di veto corrispondenti all'OR logico di tutti gli anelli. Il Calorimetro Adronico invia al pretrigger un segnale analogico ricavato dalla somma dei segnali dei singoli fototubi. L'ampiezza è quindi proporzionale all'energia totale raccolta; l'informazione è ricavata dalla discriminazione su due soglie, che corrispondono a depositi di energia prodotti da decadimenti del K^0 a 2 o a 3 corpi.

Le diverse componenti vengono allineate temporalmente attraverso una serie di moduli di ritardo programmabili, e combinate in matrici logiche (*Octal Logic Matrix*), anch'esse programmabili. In Tab. 3.1 sono elencate le 16 uscite di pretrigger maggiormente utilizzate durante la presa dati '97 (quasi coincidenti con quelle utilizzate nel '98).

Tutte le uscite della Logica Veloce, più altri segnali di calibrazione, vengono sincronizzati col clock dell'esperimento a 40 MHz mediante moduli speciali (*Sincronizzatori*), e trasmessi ai Trigger Supervisor di I e di II Livello, oltre che a moduli commerciali e pattern-unit per il conteggio e la registrazione evento per evento.

I sincronizzatori consistono principalmente in tre flip-flop in cascata: il primo riceve come clock il segnale da sincronizzare; gli altri due sono clockati a 40 MHz e propagano il segnale di ingresso, realizzando così la sincronizzazione con una

inefficienza dell'ordine di 10^{-5} grazie alla presenza del doppio stadio, che riduce sensibilmente la probabilità di stati metastabili.

Il segnale di Q_X , coincidenza di due *hit* nell'Odoscopio Carico con geometria a croce, costituisce il segnale di pretrigger per gli eventi $\pi^+\pi^-$ che è preso come riferimento temporale. La sola sincronizzazione fornisce la conoscenza della *slot* temporale (25 ns) nella quale l'evento giace, mentre il Trigger di II Livello ha bisogno di una informazione più precisa per utilizzare meglio le sue capacità di reiezione. Per questo motivo è disponibile, in corrispondenza del Q_X , una informazione temporale fine generata a partire dal Q_X stesso all'interno del modulo del *Fine Time* (FT). Ivi viene misurata la fase dell'ingresso rispetto al clock a 40 MHz in passi di 6.25 ns e la risposta viene codificata su due bit di uscita. I *fine time* bit vengono poi sincronizzati e comunicati all'L1TS.

Evento	Descrizione
1. Q_X	2 hit in configurazione geometrica a X ($\pi^+\pi^-$ trigger)
2. $Q_X \cdot \overline{1\mu}$	Q_X vetato da segnale 1μ
3. $Q_X \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$	$Q_X \cdot \overline{1\mu}$ con nessun hit negli Anticontatori
4. $Q_2 \cdot 1\mu \cdot \overline{AKL}$	2 hit Odoscopi $\times 1\mu$ ($K_{\mu 3}$ trig)
5. $Q_2 \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$	2 hit Odoscopi vetati da 1μ (K_{e3} trigger)
6. Q_1	1 traccia nell'Odoscopio
7. Q_{OR}	OR totale di tutti i contatori dell'Odoscopio.
8. Q_2	2 tracce nell'Odoscopio
9. 1μ	segnale di 1 particella dal Veto dei Muoni
10. AKL	OR totale di tutti gli Anticontatori
11. $T_N^0 \cdot \overline{1\mu}$	2 hit a X con veto sui μ ($2\pi^0$ trigger)
12. $Q_1 \cdot 1\mu$	trigger per un singolo muone
13. $Q_1 \cdot \overline{1\mu}$	trigger per una singola traccia carica (no μ)
14. $T_N^0 \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$	$2\pi^0$ trig con veto sugli Anticontatori
15. $Q_2 \cdot 2\mu \cdot \overline{AKL}$	trigger per i $\mu\mu\gamma$
16. $Q_1 \cdot 1P_\mu \cdot E_{HAC}$	1 hit visto da Odoscopio e I piano dei Veto dei Muoni

Tabella 3.1: Segnali di *pretrigger* utilizzati durante il '97. I nomi che iniziano per Q si riferiscono a segnali provenienti dall'Odoscopio Carico, quelli per T dall'Odoscopio Neutro

Parte separata dell'L1C, è il Trigger di Molteplicità delle Camere a Deriva, che produce 4 segnali veloci volti a riconoscere il numero di tracce processando le molteplicità delle viste della I camera. Questi segnali vengono prodotti già sincroni con il clock e trasmessi in standard ECL su un percorso di alcune decine di metri prima di giungere all'L1TS.

Il **Trigger Supervisor di I Livello** è un sistema digitale sincrono, completamente in *pipeline* a 40 MHz [30]. Il suo scopo è di identificare i possibili decadimenti in due corpi carichi in modo da preselezionare il campione e limitare la frequenza di ingresso ai processori del Trigger Carico di II Livello.

Questo sistema riceve informazioni provenienti dalla Logica Veloce e dalle Camere a Deriva, già descritte in precedenza; dai sistemi di calibrazione, con l'unico scopo di allinearli temporalmente agli altri e inviarli all'L2TS; dal Trigger Neutro (vedi 3.2), per conoscere per esempio l'energia rilasciata dall'evento nei due calorimetri. Riceve inoltre due segnali di *feedback* dall'L2C chiamati L1OFF e DEBUG REQUEST. Il primo è asserito ogni qual volta la coda di ingresso dell'L2C raggiunge un livello critico e determina l'immediata interruzione della trasmissione di altri trigger. Il secondo indica una richiesta da parte dell'L2C di un bit particolare insieme al prossimo L1TS trigger, in modo da generare una lettura speciale dell'evento.

Data la flessibilità del sistema, è possibile cambiare gli ingressi e le effettive combinazioni richieste in funzione del tipo e delle condizioni di fascio, e a seconda che si desideri l'uso dell'L2C per identificare decadimenti rari.

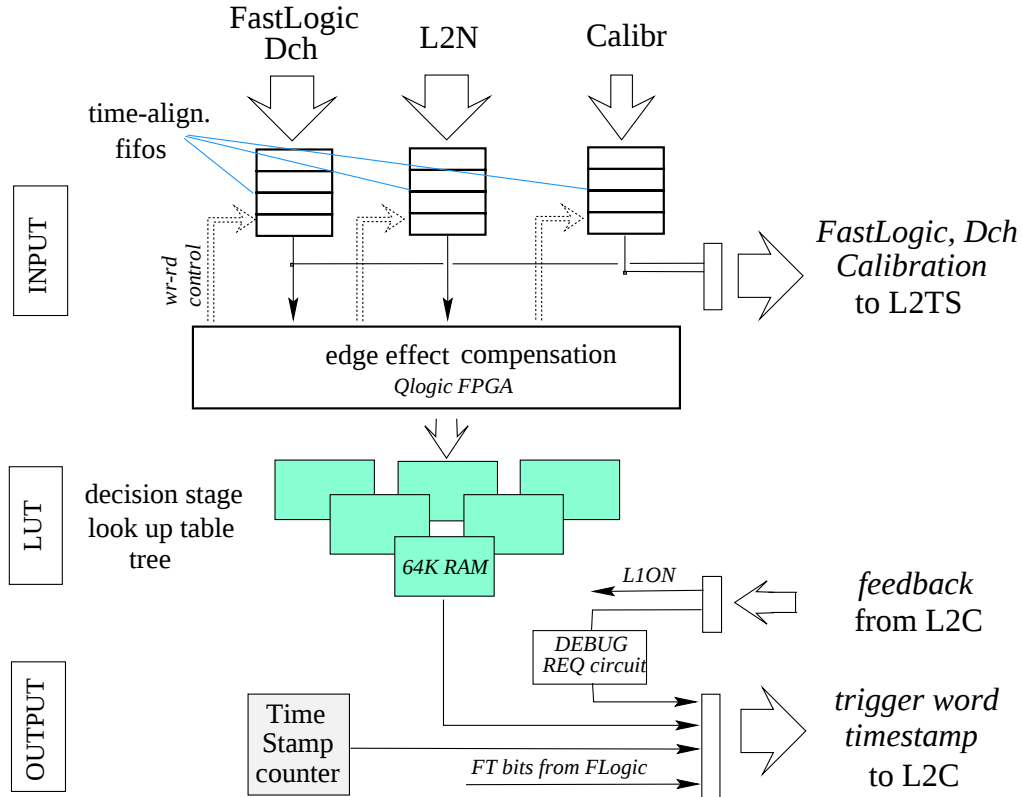


Figura 3.2: Diagramma a blocchi dell'L1TS

Si può idealmente suddividere la struttura funzionale dell'L1TS in 3 stadi differenti (vedi fig. 3.2):

-Stadio di ingresso

Nello stadio di ingresso giungono tutti i segnali descritti precedentemente, già sincroni con il clock, ma disallineati temporalmente a causa del diverso tempo di elaborazione delle varie sorgenti di trigger locali. È necessario quindi riorganizzare temporalmente le informazioni prima di poterle confrontare e processare. La massima differenza di tempo da compensare è dovuta al tempo di calcolo del Trigger Neutro, $\simeq 4 \mu\text{s}$.

Il riallineamento interno viene realizzato utilizzando un insieme di FIFO veloci a 9 bit, raggruppanti segnali provenienti da sorgenti “in tempo”, con una scrittura e lettura indipendentemente programmabili. Il segnale *Start Of Burst* (SOB), proveniente dall'SPS, abilita dei contatori a scandire il tempo a 40 MHz fino a raggiungere il ritardo programmato; a questo punto inizia la scrittura differenziata nelle FIFO e solo quando tutte hanno iniziato a scrivere, parte la lettura contemporanea. In questo modo si leggeranno insieme locazioni scritte in tempi diversi ma con informazioni appartenenti allo stesso evento. L'arrivo del segnale *End Of Burst* (EOB) dall'SPS richiude il ciclo allo stesso modo e ripristina le condizioni di partenza.

Le uscite delle FIFO, eccetto le Calibrazioni, entrano nel secondo stadio che si occupa di correggere l'*edge effect* (si veda pag. 68). La Logica Veloce è presa come riferimento temporale e ipotizzata priva di *edge effect* relativo (cosa che si è poi dimostrata falsa): per questa sono stati previsti semplicemente degli strati di *pipeline* compensativi per tenere il tempo rispetto agli altri segnali. Il bit di *fine time* più significativo viene utilizzato attivamente nel circuito per la compensazione dell'*edge effect*, nel quale ogni segnale passa attraverso una serie di registri e porte logiche che realizzano la trasmissione o duplicazione o triplicazione del segnale stesso in base al valore assunto dal FT1 (si veda App. B).

Il circuito di controllo per la lettura/scrittura della singola FIFO e il circuito per la compensazione per l'effetto di bordo dei corrispondenti dati, laddove è necessario, sono stati integrati in un unico chip (FPGA di tipo Qlogic) ad alte prestazioni.

-Stadio di decisione

I 28 bit in uscita dallo stadio di compensazione per l'*edge effect* riassumono le caratteristiche dell'evento occorso. Giungendo allo stadio di decisione, essi vanno a indirizzare un albero di memorie di traduzione (*Look Up Table*, LUT) a tre strati, precedentemente programmato, in cui l'ultima memoria (64K×4) genera il codice di trigger finale. Tre bit vengono utilizzati per identificare fino a 7 differenti tipi di trigger, il quarto costituisce la validazione, o *strobe*, per il trigger stesso. Il tempo necessario all'L1TS per produrre una decisione, una volta allineati gli ingressi, è di pochi cicli di clock.

-Stadio di Uscita

La parola di trigger (4 bit), il *timestamp* generato da un contatore a 40 MHz (13 bit), 2 bit di *fine time* provenienti dalla Fast Logic e un bit di *debug* vengono inviati alla coda di ingresso dell'L2C, via il sistema di lettura delle Camere. Il bit di *debug* ha origine dall'L2C stesso, attraverso un circuito dedicato che registra le DEBUG REQUEST e le invia in sincronia con i trigger dirigendole in questo bit dedicato.

Parallelamente al flusso interno, tutte le informazioni giunte in ingresso, eccetto quelle del Trigger Neutro, vengono duplicate e inviate al Trigger Supervisor di II Livello subito dopo essere state allineate in tempo dal insieme di FIFO.

Tutti gli ingressi e le uscite dell'L1TS sono interfacciati a due tipi di sistemi di controllo, uno che conta e registra a fine *burst* i segnali sulle singole linee, uno che registra ogni evento una finestra temporale di circa 300 ns.

Nel '98, a seguito delle esperienze maturate nel corso dell'anno precedente, sia il modulo di *fine time*, sia l'L1TS sono stati rifatti in alcune parti, o con una filosofia leggermente modificata, o con una maggior flessibilità e possibilità di monitoraggio (si veda Appendice B), nulla togliendo però allo schema generale. Il risultato è stato un notevole miglioramento delle prestazioni dell'intera catena del trigger carico.

3.1.2 Il Trigger Carico di II livello

Il **Trigger Carico di II Livello** è un sistema asincrono, parzialmente in *pipeline*, con una struttura mista di hardware e software *parallel processing*, che ricostruisce in modo veloce la massa invariante dell'evento (per questo motivo è denominato *MassBox*), completando così la selezione degli eventi carichi.

Il tipo di algoritmo che la *MassBox* deve utilizzare dipende dalla struttura dell'apparato per la rivelazione dei carichi.

Ciascuna Camera a Deriva (DCH) è composta da 8 piani paralleli di fili sensibili, tutti perpendicolari all'asse delle z , definito come l'asse del fascio dei K_L . I piani sono raggruppati in coppie a formare 4 viste con differenti orientazioni. Ciascuna vista è costituita da 512 fili perpendicolari all'asse della coordinata che essa misura. L'attività dei fili è misurata da circuiti TDC che rispondono in modo asincrono al singolo evento (con un tempo morto sul singolo canale di 100 ns). L'informazione sul tempo dell'evento viene fornita da contatori a 40 MHz, differentemente programmati in modo da tenere conto della distanza tra le camere, e scritta temporaneamente in FIFO.

I dati di ogni piano vengono registrati nelle memorie circolari per un tempo massimo di 204.8 μ s: all'interno di questo intervallo i dati possono essere estratti in conseguenza di una richiesta di L1 o di L2, e inviati o alla *MassBox* o all'acquisizione centrale. La disposizione dei dati nelle memorie è organizzata in segmenti di 400

ns, dove possono essere registrate fino a 15 parole, relative a 15 *hit*: ogni ulteriore *hit* nello stesso piano viene ignorato. Una richiesta di I livello genera l'estrazione di due segmenti di 400 ns, mentre una di II livello l'estrazione di tre segmenti. Dal momento che il sistema può far fronte ad una sola richiesta di estrazione alla volta, esiste una coda per le richieste di I livello.

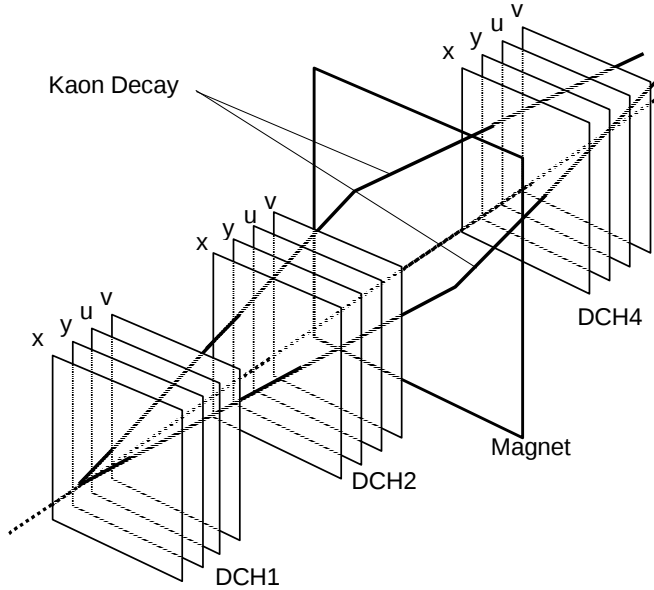


Figura 3.3: Il decadimento carico visto dalle Camere a Deriva

Ogniquale volta una particella carica attraversa una vista, necessariamente genera un impulso elettrico in due fili contigui: la coordinata del punto spaziale di attraversamento viene calcolata combinando le coordinate della coppia di fili colpita con una analisi della differenza temporale tra i due impulsi.

Teoricamente due viste (x e y) sarebbero sufficienti per la determinazione del punto spaziale, ma, dal momento che si vuole tipicamente ricostruire due tracce, una terza coordinata ($u = (x+y)/2$) è indispensabile per associare correttamente le due coppie di x e y , altrimenti individuanti quattro punti spaziali. Infine, avendo ogni vista una inefficienza dell'1%, una quarta coordinata ($v = (x - y)/2$) è stata aggiunta per ovviare a questo.

Come mostrato in fig. 3.4, la *MassBox* si compone di 4 sottosistemi [31]: l'insieme dei *Coordinate Builder* (CB), l'*Event Builder e Dispatcher* (EBD), gli *Event Workers* (EW) e l'*Event Worker Farm Manager* (FM).

Coordinate Builder. Ogni vista possiede un CB con il compito di calcolare le coordinate a partire dai tempi degli *hit*. In conseguenza di un trigger di I livello

il *read-out* delle Camere invia i dati estratti dalle memorie circolari nelle FIFO di ingresso del CB. Per ciascuna coppia di fili il *timestamp* dell'evento viene sottratto ai tempi degli *hit*, e i due tempi di deriva così trovati sono usati per indirizzare una LUT a due dimensioni dalla quale vengono estratte le corrispondenti coordinate. Queste vengono poi inviate via fibra ottica all'EBD in pacchetti di lunghezza variabile.

Event Builder e Dispatcher. Consiste di uno *switch* programmabile con 16 ingressi, 16 uscite e 16 canali interni. Una FIFO contiene la lista di uscite correntemente disponibili. Per ciascun evento, l'EBD costruisce il pacchetto di evento, formato da 4 pacchetti di coordinate per ognuna delle tre camere, lo serializza e lo scrive sull'uscita disponibile. Possono esserci fino a 16 trasmissioni contemporanee. Ad ogni uscita corrisponde un EW, il quale, appena finito il calcolo precedente informa l'EBD che la sua porta d'ingresso è nuovamente libera.

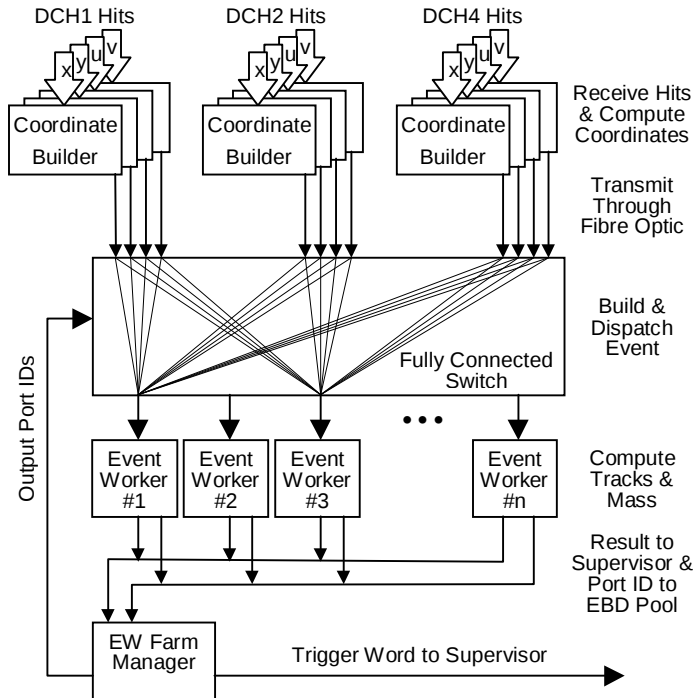


Figura 3.4: Diagramma a blocchi dell'L2C

Event Worker. La funzione dell'EW è di ricevere i 12 pacchetti di coordinate di un evento e di utilizzarli per ricostruire i punti spaziali, le tracce, la deflessione magnetica al fine di determinare se l'evento è compatibile o meno con un decadimento $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Ovviamente è possibile ricercare in parallelo o in run speciali anche altri tipi di decadimenti carichi interessanti. Il principio dell'algoritmo è di assumere che l'evento a due tracce identificato sia un $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$ e di calcolarne la massa invariante. Il

calcolo è complicato dalla presenza (nel 20% dei casi) di extra tracce nel rivelatore, le quali costringono all'uso di algoritmi combinatoriali sia per l'identificazione dei punti spaziali, sia per il calcolo della massa invariante.

L'EW è un insieme di 4 processori DSP totalmente connessi con funzioni diverse: DSP1, 2 e 4 calcolano in parallelo i punti spaziali rispettivamente nella prima, seconda e quarta camera. DSP3 e, un po' dopo, DSP1 e 2 analizzano le possibili combinazioni di 2 tracce dei punti spaziali, eliminando quelle non compatibili fisicamente o geometricamente con il decadimento $K \rightarrow \pi^+ \pi^-$, e tutti e tre mandano le coppie di tracce interessanti a DSP4. DSP4 estrapola le tracce sulla quarta camera, calcola la deflessione magnetica, l'impulso e la corrispondente massa invariante, ed infine genera la parola contenente le principali informazioni sull'evento. La parola di trigger viene in ultimo inviata all'L2TS passando dal FM.

Event Worker Farm Manager. Le sue funzioni principali sono di: ricevere la parola di trigger dalla *daisy chain* degli EW e inviarla all'L2TS; comunicare all'EBD la lista di EW liberi; controllare il meccanismo di *XOFF* del sistema.

In seguito alla richiesta da parte della collaborazione di lavorare a intensità di fascio maggiore del 30%, nel 1998 la *MassBox* è stata modificata in modo da sostenere una frequenza di trigger di 150-200 kHz. Lasciando la struttura principale inalterata, l'insieme di 4 DSP per EW è stato sostituito con un monoprocesso ad alta velocità di tipo commerciale in tecnologia RISC, con la conseguente semplificazione del codice di gestione.

Descrizione del flusso delle operazioni

L'L1TS individua un evento candidato dopo un ritardo fisso di circa $4 \mu s$, e trasmette il *timestamp* al sistema di lettura delle Camere per l'estrazione dei dati dalle memorie circolari.

Sia il sistema di lettura delle camere sia l'L2C possiedono delle code di ingresso per le richieste. Il tempo di calcolo di un evento è in parte dovuto alla complessità intrinseca, in parte al tempo perso nelle code. La riduzione della profondità delle code aumenta l'efficienza del sistema introducendo del tempo morto, preferibile perché gli effetti statistici differenziali S-L sono più controllabili. Il tempo morto non dovrebbe comunque eccedere l'1% alla frequenza di 100 kHz in ingresso. Il livello delle code è controllato da un meccanismo di *XOFF* per cui al raggiungimento di un valore critico viene bloccata la trasmissione di ulteriori trigger da parte dell'L1TS (tramite l'L1OFF di cui sopra).

L'L2C processa l'evento e produce una parola di risposta con il *timestamp* stesso e alcuni *flag* contenenti informazioni sul tipo di evento. Il tutto viene trasmesso all'L2TS.

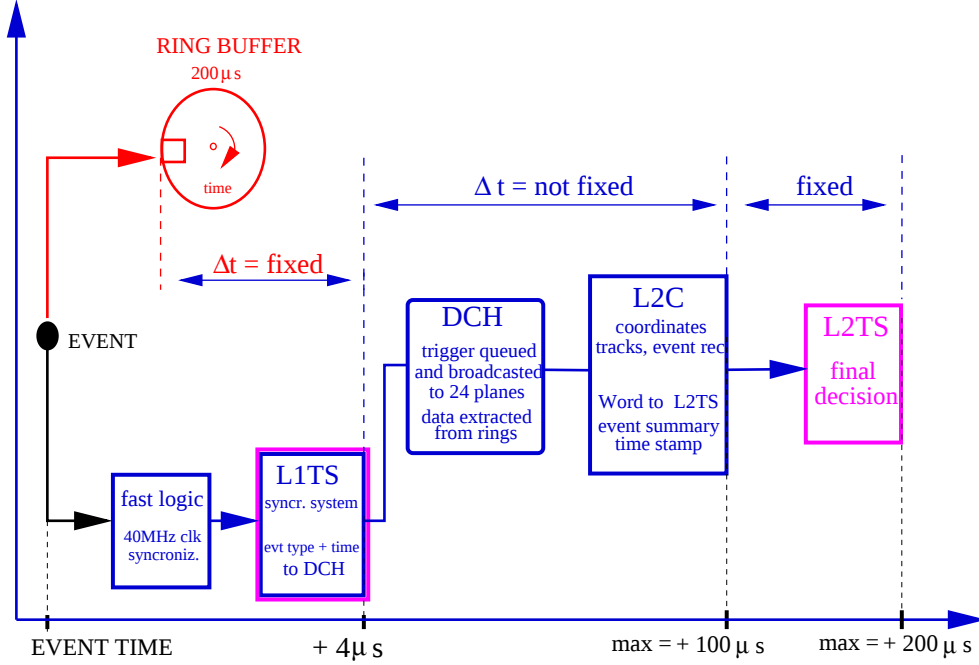


Figura 3.5: Il flusso del Trigger Carico

Dato il numero di operazioni effettuate, la catena di processori non può garantire un tempo fisso per l'elaborazione dei dati. La *MassBox* è quindi un sistema asincrono che risponde in un tempo variabile dipendente dalla complessità dell'evento. Al sistema è imposto un tempo limite, dipendente principalmente dalla profondità delle memorie di *pipeline* che vengono sovrascritte dopo $\sim 200 \mu s$. Il tempo dato alla *MassBox* per i suoi calcoli è di circa $100 \mu s$: se il processo impiega più tempo, il Trigger Supervisor riconosce l'evento come *Not Computed*. La categoria di eventi viene in parte registrata in modo da calcolare la corrispondente inefficienza con una accuratezza migliore di 10^{-3} .

3.2 Il Trigger Neutro di II livello

Il **Trigger Neutro di II Livello** è un sistema digitale sincrono, completamente in *pipeline* a 40 MHz, che processa le informazioni provenienti dalle 13340 celle del calorimetro elettromagnetico per riconoscere principalmente il decadimento $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$ [32]. L'intera catena produce una parola di trigger ogni 25 ns, dopo un ritardo fisso di $\sim 3.2 \mu s$ dal tempo dell'evento.

La corrente iniziale della cella base del calorimetro viene preamplificata e formata all'interno del criostato e successivamente inviata ad un *transceiver* a temperatura ambiente, dove viene riformata e convertita in segnale differenziale. Di qui, il segnale

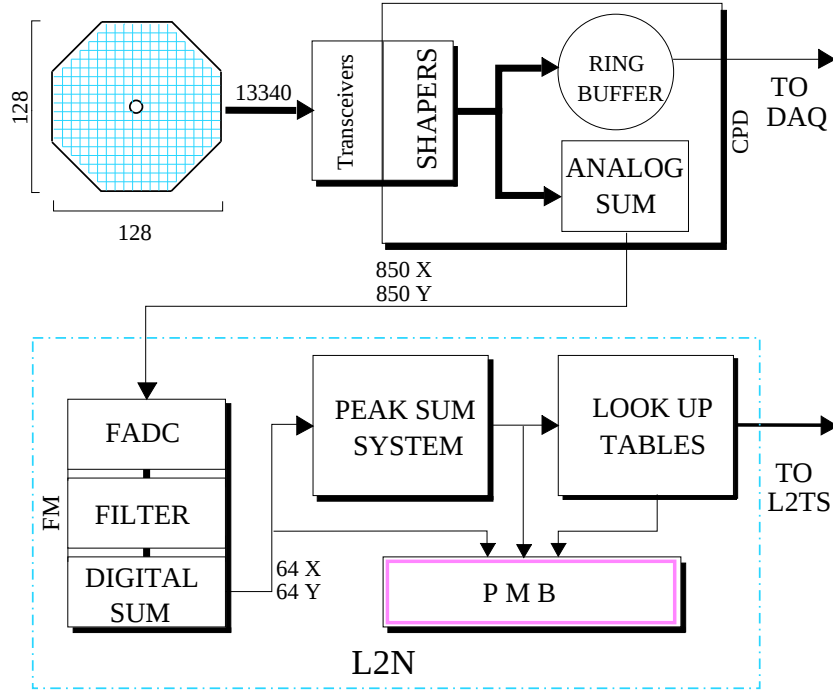


Figura 3.6: Il flusso del Trigger Neutro

raggiunge i moduli CPD (*Calorimeter Pipeline Digitizer*), dove viene derivato da un filtro di Bessel, digitalizzato e infine registrato nelle memorie circolari del sistema di lettura. La derivazione genera un impulso stretto con una FWHM di 70 ns a partire da un segnale di $\sim 3 \mu\text{s}$, seguito da un *undershoot* del 3% dell'altezza massima: ciò permette di avere una buona risoluzione temporale e una buona sensibilità a successivi impulsi.

Sempre all'interno dei CPD, gli impulsi sono sommati da elettronica analogica a formare delle super-celle 8×2 in entrambe le viste X e Y, per venire poi trasmessi alla catena del Trigger Neutro.

La catena del Trigger Neutro è composta da tre sottosistemi (si veda fig. 3.6): il sistema dei *Filter Module* (FM), il sistema dei *Peak Sum* (PSS) e il sistema delle *Look Up Table* (LUT).

I Filter Module. In questo sistema le super-celle sono digitalizzate da dei *flash* ADC (10 bit) a 40 MHz e quindi filtrate per rimuovere elementi con energia sotto una certa soglia. Un circuito digitale si occupa di rimuovere i pedestalli, correggere l'*undershoot* e rimuovere segnali fuori tempo. I segnali digitali vengono sommati a formare 64 proiezioni verticali e 64 orizzontali.

I Peak Sum. Le proiezioni verticali e orizzontali vengono trasmesse al sistema dei Peak Sum, la cui funzione è di calcolare l'energia totale depositata nel calorimetro,

il primo e il secondo momento dell'energia e il numero di picchi visti in entrambe le proiezioni.

Un picco è definito come un massimo spaziale e temporale superiore ad una certa soglia (programmabile). Il tempo di riferimento del picco è calcolato interpolando linearmente tre campionamenti dell'impulso, a cominciare da due prima del massimo, e considerando il tempo a metà altezza (o frazione programmabile): la risoluzione del procedimento è di 3.125 ns. Il numero di picchi stesso viene calcolato su questa scala temporale, al fine di separare meglio eventi accidentali nel calorimetro.

I calcoli numerici sulla ricerca dei picchi e la valutazione dei momenti sono stati implementati in un chip di tipo VLSI *semi-custom*.

Le Look Up Table. Nell'ultimo stadio tutte le informazioni provenienti da entrambe le viste sono combinate insieme in un albero di memorie di traduzione dove viene presa la decisione finale (si veda fig. 3.7).

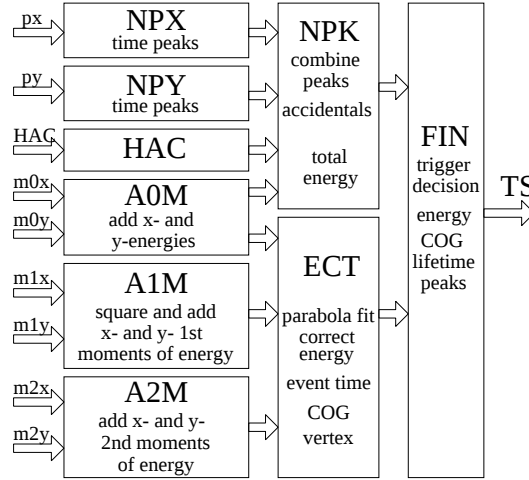


Figura 3.7: Il sistema delle LUT nel Trigger Neutro

Le LUT ricostruiscono 5 parametri fisici necessari per il riconoscimento degli eventi e applicano dei tagli su di essi: il numero di sciame, parametrizzato attraverso il numero di picchi visti nelle proiezioni x e y ; l'energia raccolta nel calorimetro EM, calcolata usando una interpolazione parabolica delle tre *time slot* intorno al massimo temporale, e l'energia totale ottenuta sommando l'energia del calorimetro adronico; il centro di gravità dell'energia depositata nella proiezione trasversale; il vertice di decadimento, secondo la formula:

$$z \simeq \frac{\sum_{i=1}^4 E_i}{m_{K^0}} \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^4 r_j^2 E_j}{\sum_{k=1}^4 E_k}} + z_{cal};$$

il tempo proprio del K^0 decaduto, calcolato con la posizione del vertice di decadimento e l'energia totale: $t = z/\gamma\beta c$

L'informazione finale risultante è codificata su 24 bit ed inviata all'L2TS.

Tutta la catena del Trigger Neutro è controllata attraverso la registrazione di vari stadi digitali in schede PMB dedicate al sistema. Queste schede vengono scritte a 40 MHz e lette dal sistema di acquisizione, insieme al resto del rivelatore, ad ogni trigger.

3.3 Il Trigger Supervisor di II Livello

Il **Trigger Supervisor di II Livello** (L2TS) è un sistema digitale, completamente in *pipeline* a 40 MHz, che correla e processa ogni 25 ns tutte le informazioni provenienti dalle sorgenti di trigger locali (L2C, L2N, L1TS), ricercando particolari combinazioni [30],[33]. Esso produce il pacchetto di trigger finale (*Codice di Trigger*, *Timestamp*, *Numero di Evento*) e lo trasmette ai *Read Out Controller* (ROC) dell'esperimento entro il tempo di permanenza dei dati nelle memorie circolari ($\sim 200 \mu\text{s}$). L'ultimo stadio è derandomizzato, in modo da garantire una distanza temporale minima tra due trigger consecutivi.

L'architettura dell'L2TS può essere suddivisa in 4 stadi logici (si veda fig. 3.8): lo stadio di ingresso, lo stadio di decisione, di derandomizzazione e infine lo stadio di trasmissione. Una scheda di controllo si occupa della gestione dei segnali di temporizzazione che giungono al sistema, della distribuzione del clock dell'esperimento a 40 MHz, del ciclo di operazioni del sistema.

Fisicamente l'L2TS è costituito da 8 schede VME a 9 unità, connesse da un *bus* privato e controllate da un processore anch'esso situato nel *crate* VME (il FIC della CES). Nel paragrafo 3.3.6 vengono descritte le operazioni di controllo e mantenimento che il processore deve svolgere durante il funzionamento del sistema.

Mi sono occupata personalmente della progettazione e realizzazione di alcune parti del sistema (in particolare dello stadio di decisione, si veda App. A); del test finale, in laboratorio e in sede sperimentale, dell'apparato completo; dell'interfacciamento hardware con il resto del Sistema di Trigger e della scrittura del software per la gestione completa dell'L2TS durante le prese dati.

3.3.1 Stadio di Ingresso

Ci sono essenzialmente tre sorgenti da cui il Trigger Supervisor riceve informazioni: l'L2N, l'L2C e l'L1TS. Quest'ultimo sistema invia all'L2TS la stessa parola utilizzata per la decisione da inviare alla *MassBox*, in modo da permettere di esaminare l'evento anche in assenza della sua risposta (p.e. quando il calcolo richiede un tempo superiore al limite stabilito), e di definire trigger dedicati a controlli sull'efficienze.

Fisicamente l'ingresso dell'L2TS è costituito da 4 schede identiche, ognuna dedicata ad una singola sorgente di trigger locale (la quarta per segnali extra), con una capacità complessiva di 24×4 bit. Ciascun sottosistema fornisce fino ad un massimo di 24 bit più un segnale di validazione, trasmessi in parallelo in standard ECL differenziale. I dati relativi a ciascun evento provenienti da diverse sorgenti arrivano a tempi diversi ed è necessario quindi risincronizzarli prima di poterli correlare.

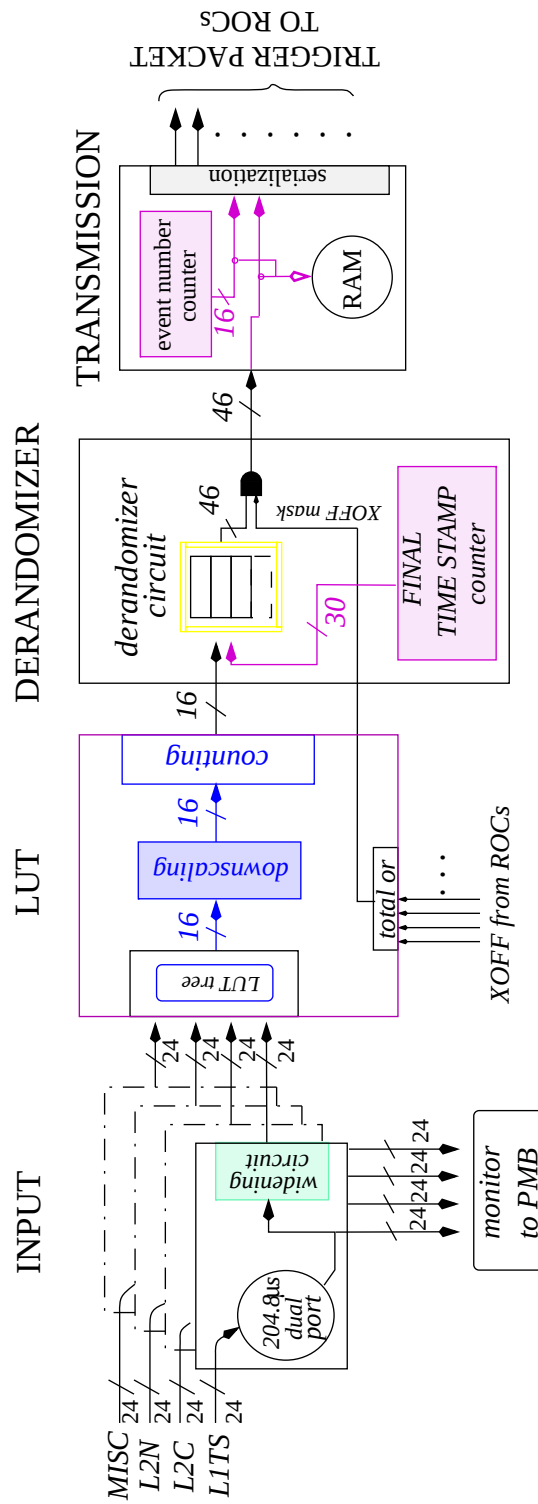


Figura 3.8: Schema a blocchi del Trigger Supervisor

L'L2TS si occupa anche di correggere l'eventuale *edge effect* presente tra i dati di ingresso. Con *edge effect* o *effetto di bordo* si indica l'effetto per cui le informazioni relative allo stesso evento vengono associate a *time slot* adiacenti durante il processo di campionamento, a causa o di *jitter* nella formazione dei segnali stessi rispetto al tempo dell'evento, o di disallineamenti nelle fasi dei clock di campionamento. Questo effetto è una conseguenza inevitabile di ogni sistema con questo tipo di architettura.

Lo stadio iniziale ha il compito di:

- ricostituire la correlazione temporale delle informazioni provenienti dalle diverse sorgenti
- compensare l'*edge effect* nei casi necessari.

Lo schema di riallineamento temporale deve tenere conto della presenza di sorgenti sincrone, cioè con un tempo di elaborazione fisso rispetto al tempo dell'evento, e di sorgenti asincrone (L2C); quest'ultime possono rispondere anche in ordine non sequenziale.

Ad ogni intervallo di 25 ns viene associato in modo sequenziale un gruppo di 30 bit, *timestamp*, più che sufficienti ad identificarlo univocamente all'interno del *burst* (2.5 s). Il *timestamp* risulta indispensabile solo per i sistemi asincroni; per quelli sincroni tale informazione è intrinseca e può essere indifferentemente fornita o dal sistema stesso, o ricostruita all'interno del TS da un contatore dedicato.

In ogni scheda, le parole in ingresso vengono scritte in RAM statiche veloci a doppia porta indirizzate dai 13 bit meno significativi del *timestamp*, interno o esterno che sia, associato a ciascun dato. La dimensione scelta è di 8K e permette una permanenza massima dei dati di 204.8 μ s, coincidente col tempo di permanenza dei dati nelle memorie circolari dei sistemi di lettura (per ovvie ragioni non è possibile utilizzare completamente questa capacità). Contemporaneamente alla scrittura, le memorie vengono continuamente lette in modo sequenziale a 40 MHz dalla seconda porta. La lettura avviene dopo un certo intervallo di tempo ΔT , in modo da permettere ai sistemi asincroni (L2C) di scrivere le loro risposte relative all'evento giacente in X , ad un tempo compreso tra X e $X + \Delta T$. L'indirizzo di lettura è dato da una serie di contatori (uno per scheda) programmati in modo da leggere la stessa locazione di memoria sulle quattro schede. Il valore del preset dei contatori, o meglio lo sfasamento rispetto al preset di scrittura della sorgente presa come riferimento temporale, fissa il tempo di attesa e latenza dei dati nelle memorie (valore tipico 100 μ s).

Dal momento che non c'è il tempo di azzerare le memorie tra un ciclo e il successivo, si è adottata la seguente tecnica per evitare di rileggere i dati che si riferiscono a cicli passati: i 17 bit più significativi del *timestamp* vengono anch'essi registrati nelle memorie insieme all'evento, e, al momento della lettura, una logica parallela esegue

un confronto tra questi bit e la parte alta del contatore locale di lettura, scartando eventualmente i dati quando riconosciuti come vecchi.

I 24 bit della parola di trigger finalmente estratti entrano nella logica per la compensazione dell'*edge effect*, implementata in una FPGA di tipo XILINX. Questa logica è programmabile da VME bit per bit, e permette di trasmettere i segnali in versione originale o triplicati. Nel caso di richiesta di coincidenze, infatti, i segnali che non devono fungere da riferimento temporale vengono triplicati, ovvero viene aggiunto loro un impulso nella *time slot* precedente e successiva, in modo tale da compensare eventuali sfasamenti di slot tra segnali provenienti da sorgenti diverse (si veda fig. 3.9).

Da qui le parole vengono poi mandate in parallelo ad una uscita di monitor, interfacciata con le pattern-unit, e al bus privato dell'L2TS, per raggiungere lo stadio di decisione.

EDGE EFFECT : intrinsic feature of any sampled system

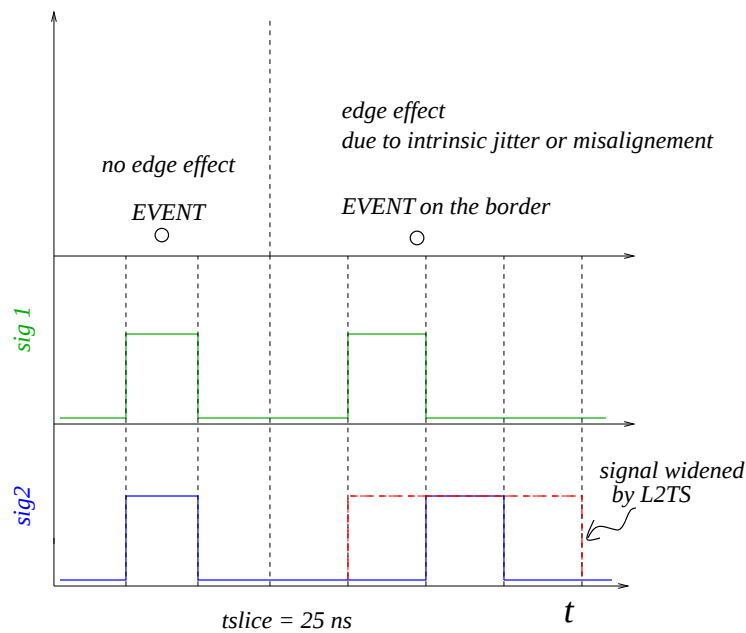


Figura 3.9: Esempio di *Edge Effect*

3.3.2 Stadio di formazione della parola di trigger

In questo stadio avviene la ricerca di combinazioni interessanti tra i segnali giunti in ingresso, ormai sincronizzati temporalmente, con conseguente formazione del codice di trigger. Il tutto è implementato con architettura in *pipeline*.

Dal bus privato giungono 24×4 segnali, per i quali si richiede la possibilità di combinarli uno con l'altro con grande flessibilità. Questo per un duplice motivo:

- necessità di cambiare le condizioni di trigger
- necessità di prevedere posizioni differenti per i vari segnali di ingresso.

Il numero di combinazioni che possono essere create a priori è ovviamente enorme, impossibile da realizzare con logica tradizionale. La necessità di mantenere il sistema di dimensioni limitate, ma nello stesso tempo adeguato alle richieste, si è tradotta nell'implementazione di un ramo di decisione composto da un sistema di *routing* iniziale, seguito da uno strato di memorie di traduzione, *look up table*.

Nella prima parte, i 96 bit passano attraverso 2 strati di FPGA riprogrammabili che consentono di scegliere le linee e dirigerne il percorso, oltre a effettuare anche parte della logica di decisione; i 48 bit in uscita sono trattati in una catena di *look up table* implementata con 4 RAM statiche veloci. Da ognuna di esse escono 4 bit, che insieme vanno a formare la parola di trigger finale.

La parola di trigger viene trasmessa allo stadio di prescaling e successivamente mandata in parallelo a tre differenti destinazioni: una memoria, uno strato di *pipeline* e uno stadio di conteggio. Da qui poi raggiunge la logica di derandomizzazione che precede la trasmissione finale.

La memoria è una RAM 16×1 utilizzata per generare lo *strobe*, ovvero la validazione della parola di trigger: esso determina effettivamente la continuazione della trasmissione agli stadi successivi. La RAM permette di decidere con totale flessibilità quali codici di trigger si vogliono effettivamente validare in una data configurazione.

Lo strato di *pipeline* serve semplicemente a sincronizzare la parola di trigger con lo *strobe* in uscita dalla memoria.

Lo stadio di prescaling e di conteggio sono entrambi realizzati in chip integrati ad alta densità. Nel primo i 16 bit possono venire singolarmente prescalati di un valore programmabile da 1 a 65535 e i segnali di ingresso possono anche raggiungere la frequenza di 40 MHz. Nel secondo i segnali sono singolarmente contati in contatori a 24 bit.

L'appendice A è dedicata alla descrizione dettagliata della scheda nella quale è stato implementato questo stadio (la scheda **LUT**), la cui architettura è stata progettata e realizzata da me personalmente.

3.3.3 Stadio di Derandomizzazione

Fino a questo punto della catena le decisioni di trigger, positive o negative che siano, vengono prodotte ogni 25 ns, dopo un tempo fisso a partire dal tempo dell'evento; rispecchiano quindi la distribuzione temporale degli eventi. Il tempo di elaborazione dipende dal ritardo dovuto ai livelli precedenti di trigger e dalla latenza nelle memorie di ingresso dell'L2TS.

Le richieste di lettura giungerebbero ai ROC a tempi casuali, caratterizzate da una frequenza media dell'ordine di 10 kHz, ma con una probabilità non trascurabile che due di esse siano distanziate da intervalli troppo brevi.

Esiste un tempo minimo richiesto tra due trigger, necessario affinché i ROC estraggano completamente i dati relativi ad un evento, che deve essere rispettato.

Per questo motivo, la parola di trigger in arrivo dallo stadio precedente, insieme ad un *timestamp* di 30 bit generato localmente da un ulteriore contatore a 40 MHz, vengono scritti in una FIFO, di profondità programmabile, che ha lo scopo di immagazzinare momentaneamente sequenze veloci di trigger. L'estrazione dalla FIFO è guidata da un circuito particolare che garantisce un Minimo Intervallo di Tempo MIT, anch'esso programmabile, nell'invio di due trigger consecutivi. Il valore del MIT dipende strettamente dalle condizioni generali dei sistemi di lettura dei rivelatori (valore tipico 20-30 μs).

Una volta scelto il MIT e il tempo di latenza nelle memorie di ingresso dell'L2TS, che corrisponde al tempo concesso alla *MassBox* per i suoi calcoli (*MBTime*), la profondità della FIFO di derandomizzazione è limitata dal tempo di persistenza totale dei dati nelle memorie circolari dell'esperimento (204.8 μs). Il tempo di arrivo di trigger ai ROC, infatti, deve essere tale da permettere ancora la lettura completa dell'evento prima della sovrascrittura delle memorie.

Indicando con *FDEPTH* la profondità della FIFO e stimando circa a 5 μs il ritardo dovuto ai primi livelli di trigger (L1C + L1TS), vale la relazione:

$$5 \mu s + MBTime + FDEPTH \times MIT \leq 204.8 \mu s - MIT \quad (3.1)$$

La FIFO di derandomizzazione è realizzata fisicamente con una RAM statica veloce a doppia porta, corredata di contatori esterni che forniscono i puntatori di scrittura e di lettura. Una macchina a stati, precedentemente programmata, ha il compito di simulare la profondità virtuale: analizzando i valori dei puntatori di scrittura e lettura, essa riconosce e segnala la situazione di FIFO FULL, ovvero il raggiungimento della profondità virtuale e la conseguente perdita di ulteriori trigger.

I dati estratti in questo stadio, composti dal codice di trigger, dal *timestamp* finale e dallo *strobe*, vengono inviati allo stadio di trasmissione solo nel caso in cui non sia presente un segnale di *XOFF* (si veda 3.3.5).

3.3.4 Stadio di Trasmissione

Nello Stadio di Trasmissione un *numero di evento* sequenziale di 16 bit viene aggiunto al pacchetto di trigger, ora composto da 62 bit. La numerazione consente al sistema di acquisizione di ricostruire gli eventi correlando i contributi provenienti (in modo asincrono) dai sistemi di front-end dei vari rivelatori. Ogni pacchetto, prima di venire

trasmissione, viene registrato internamente in una memoria profonda 64K, indirizzata dal numero di evento stesso. Alla fine del *burst* la memoria viene letta dal FIC e registrata su un file binario speciale, e successivamente azzerata. Il file consente il controllo *online* dei *timestamp* e dei codici di trigger inviati, nonché in confronto con la lista di trigger ricevuti dai ROC.

Il pacchetto di trigger finale viene serializzato e trasmesso a 10 destinazioni contemporaneamente su linee seriali dedicate veloci. La maggior parte di esse consistono di circa 10 m di cavi coassiali standard, e la serializzazione, trasmissione e deserializzazione viene eseguita da *chip* commerciali del tipo ADM TAXIchip. Tali componenti sono pilotati da un oscillatore a 10 MHz e consentono la trasmissione di pacchetti di 8 bit ad una frequenza di 80 Mbit/s. L'eccessiva distanza del sistema di lettura del *Tagger* ha reso necessario l'utilizzo di una fibra ottica per la trasmissione seriale del pacchetto di trigger.

3.3.5 Controllo del tempo morto

Esistono principalmente due possibili fonti di tempo morto all'interno del nostro sistema di trigger:

- *XOFF*

Data l'elevata frequenza degli eventi da acquisire, in NA48 non è previsto nessun protocollo di tipo bidirezionale tra sistema di trigger e sistema di acquisizione. Una eccezione è costituita da un segnale di interdizione che il Trigger Supervisor riceve da ciascun sistema di *read-out*. Questi segnali indicano una situazione anomala momentanea e vengono asseriti ogniqualvolta non può essere ricevuto più di un trigger. I trigger estratti dalla memoria di derandomizzazione sono soppressi in presenza di tale segnale. La presenza di *XOFF* non interrompe l'elaborazione dei segnali provenienti dai sistemi di trigger locali e la scrittura nella memoria di derandomizzazione. Il Trigger Supervisor conta il numero di trigger persi e il numero di *time slot* in cui la condizione di *XOFF* era attiva.

- *FIFO FULL*

La seconda sorgente di tempo morto è dovuta alla dimensione della FIFO di derandomizzazione. La distribuzione statistica degli eventi nel tempo è Poissoniana, mentre la distribuzione della distanza tra due eventi consecutivi è una esponenziale negativa del tipo $e^{-t/T}$, dove T è la distanza media tra due eventi (si veda fig. 3.10). Sono quindi previste fluttuazioni statistiche tali da riempire occasionalmente la FIFO.

In tali casi, ulteriori trigger in scrittura vengono persi fino a che nella FIFO non si libera una locazione. Il numero di trigger persi per questa ragione,

insieme al numero di *time slot* in cui la FIFO era piena, vengono contati da due appositi contatori interni alla scheda *Derandomizer*. Il loro valore viene letto a fine *burst* e registrato in appositi file, insieme ai contatori di trigger e *time slot* perse per XOFF.

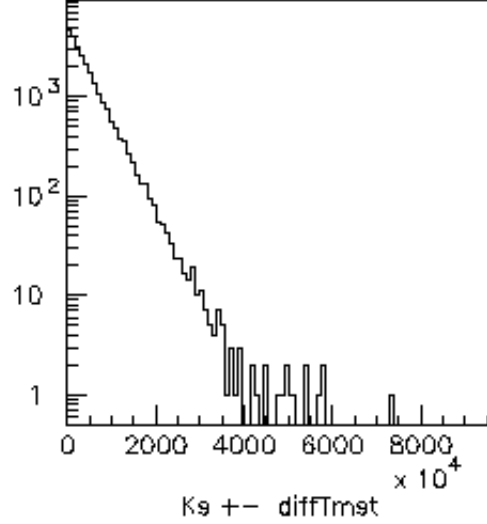


Figura 3.10: Distribuzione del ΔT tra due eventi $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Dalla teoria delle code [34] , la frazione di tempo morto D che risulta da un sistema a coda di profondità N , con una frequenza di ingresso $R = 1/T$ e un tempo di lettura τ , è:

$$D_N(R\tau) = 1 - \frac{S_N}{1 + R\tau S_N}$$

dove

$$S_N = e^{NR\tau} \sum_{j=0}^{N-1} \frac{(N-j)^j (-R\tau e^{-R\tau})^j}{j!}$$

Ecco alcuni casi, calcolati prendendo in considerazione valori plausibili di profondità N e τ , nell'ipotesi di un rate di trigger in ingresso ~ 8 kHz:

$N = 2$:

$$\tau = 20 \mu s \quad D = 1.0 \times 10^{-3}$$

$$\tau = 40 \mu s \quad D = 7.3 \times 10^{-3}$$

N = 3:

$$\tau = 20 \text{ } \mu\text{s} \qquad D = 3.3 \times 10^{-4}$$

$$\tau = 40 \text{ } \mu\text{s} \qquad D = 1.3 \times 10^{-3}$$

Come si può notare, in condizioni normali si prevede un tempo morto molto piccolo.

3.3.6 Il funzionamento

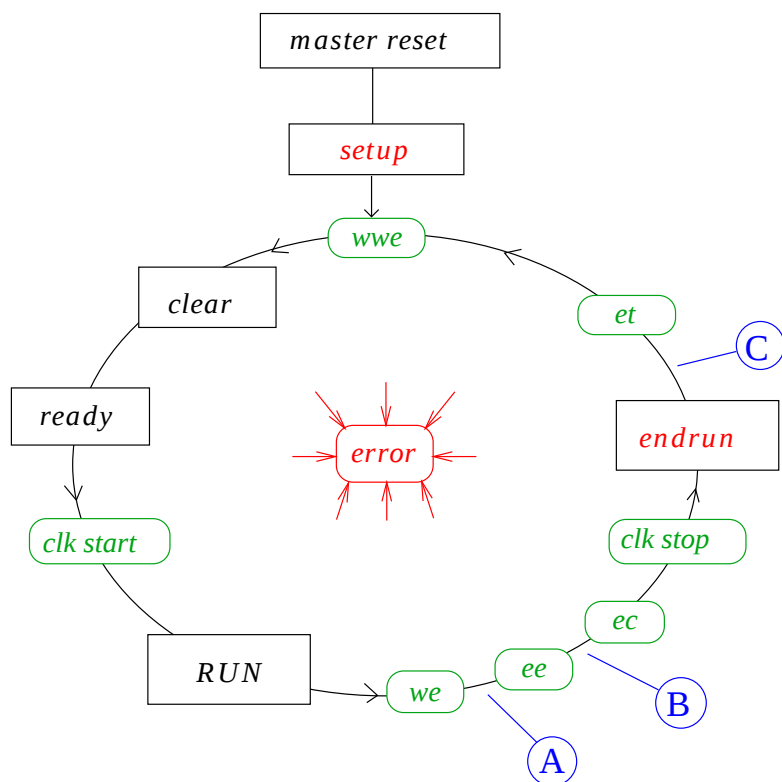
Come già accennato all’inizio, il sistema sopra descritto è gestito da un processore situato nello stesso crate e collegato al bus VME.

Il processore si occupa in principio della preparazione del sistema, caricando tutte le memorie, le FPGA, i registri che devono essere riprogrammati ad ogni partenza. Successivamente, durante il funzionamento, svolge alcune funzioni di controllo durante la pausa che separa due successive estrazioni di fascio.

Una volta dato il “via”, il sistema si autogestisce e non richiede nessun intervento software (anzi severamente vietato) per il normale flusso di operazioni. La scheda di controllo, grazie alla presenza di alcuni segnali di temporizzazione e di una macchina a stati, gestisce il flusso degli stati logici e delle diverse operazioni compiute dal sistema (si veda fig. 3.11).

Nel periodo di ENDRUN, della durata di ~ 9 s, il processore accede le schede principalmente per leggere i contatori di trigger, i contatori a 40 MHz che indirizzano le memorie e quelli che generano il *timestamp*, la memoria della scheda di trasmissione, i vari registri di stato, i contatori di tempo morto. La maggior parte di queste informazioni vengono registrate su file speciali inviati al sistema di acquisizione e inclusi nelle informazioni *offline* di fine *burst*.

Lo stesso processore, in ultimo, si occupa anche della gestione del Trigger Supervisor di I Livello.



- | | |
|--|-------------------------------------|
| ■ segnali di temporizzazione | Ⓐ periodo del burst fisico |
| / stati logici senza accesso vme | Ⓑ periodo del burst di calibrazione |
| / stati logici con accesso vme | Ⓒ interburst, circa 9 s |

Figura 3.11: Flusso delle operazioni dell'L2TS

Capitolo 4

Studio degli effetti di trigger su ε'/ε

Tra i vari effetti sistematici che possono incidere sul doppio rapporto R , è di grande interesse studiare quelli dipendenti dalle condizioni di trigger, categoria nella quale rientrano le efficienze relative al rivelamento dei decadimenti in due pioni carichi e neutri, e il tempo morto presente nella catena del trigger carico.

Le efficienze di trigger, diverse per decadimenti carichi e neutri perché rivelati da due sistemi completamente indipendenti, in linea di principio dovrebbero essere uguali per eventi di tipo S e L. Il motivo di questa uguaglianza ha origine nella caratteristica principale di NA48, ovvero che i quattro decadimenti vengono rivelati contemporaneamente e con la stessa accettazione geometrica.

In generale le efficienze di trigger dipendono dai seguenti fattori: cinematica dell'evento, illuminazione del rivelatore, presenza di extra attività (rumore, accidentali, fondi), funzionamento dell'elettronica. Partendo dall'ipotesi che si sia definito in modo estremamente pulito i due campioni di eventi (eliminando il *background* presente) si può osservare che: le distribuzioni spaziali dei vertici di decadimento K_L e K_S diventano uguali con la tecnica dei pesi (si veda sez. 2.1.4), per cui l'accettazione geometrica del rivelatore incide ugualmente sui due tipi di fasci, almeno in prima approssimazione; la simultaneità dei due fasci rende uguali effetti dovuti a variazioni temporali nelle prestazioni dei sistemi di trigger, così come effetti dovuti ad attività accidentale nel rivelatore.

L'obiettivo di questa analisi è di misurare l'efficienza di trigger nei 4 modi (K_S^{00} , K_L^{00} , K_S^{+-} , K_L^{+-}), valutando la correzione complessiva da applicare a ε'/ε .

Secondo quanto discusso, si può verificare se l'effetto è trascurabile, ossia compatibile con zero con una precisione migliore dell'errore statistico, stimato dell'ordine di 6×10^{-4} per i dati raccolti nel 1997. In tal caso non è necessario applicare la correzione relativa all'efficienza di trigger sul doppio rapporto R misurato.

Non è ovvio prevedere il comportamento del tempo morto del trigger carico. Quello che si può dire, di validità generale, è che tanto più è piccolo, tanto più è trascurabile l'eventuale differenza S-L. Esso dovrebbe essere un effetto a bassa incidenza, prevalentemente dipendente dalla frequenza di eventi, tanto meno importante quanto più i due fasci K_L e K_S sono correlati.

Le conseguenze devono essere studiate a fondo prima di poterne affermare l'ininfluenza o deciderne il modo migliore di prenderlo in considerazione.

4.1 La presa dati del 1997

Nel 1997 il rivelatore, finalmente completo in tutte le sue parti, ha permesso di raccogliere i primi dati adatti all'analisi di ε'/ε . Durante 43 giorni di presa dati, dal 5 settembre al 17 ottobre, si sono acquisiti *157112 burst*, di cui *11633* appartenenti a "Run Speciali" dedicati a studi di alcune sistematiche.

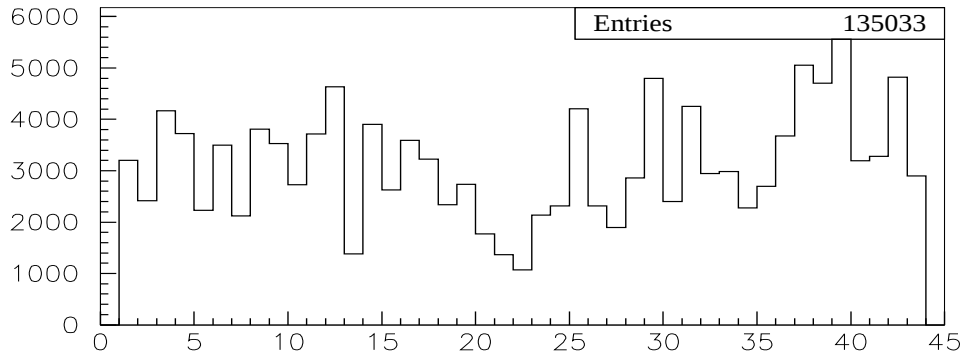


Figura 4.1: Distribuzione temporale dei *burst* acquisiti durante la presa dati 1997 (campione base)

Un importante lavoro preliminare è stato condotto per identificare i *run* in cui parti del rivelatore hanno avuto problemi di funzionamento. Questo ha portato all'esclusione di circa 10446 *burst*, pari al 7.2% del campione ε'/ε .

In figura 4.1 è mostrata la distribuzione temporale dei 135033 *burst* appartenenti al campione base.

Tra questi, circa 15.000 *burst* sono privi di eventi, nella maggior parte dei casi perché privi di fascio dall'SPS, oppure perché caratterizzati da una condizione di *XOFF* che ha impedito la registrazione di trigger.

Un'analisi accurata su scala temporale molto più piccola ha successivamente avuto luogo, ed è tuttora in corso, per identificare *burst* aventi qualche tipo di anomalia:

è stato creato una sorta di *database*, contenente dei *flag* identificanti le qualità del singolo *burst*, in modo tale da rendere possibile l'eliminazione flessibile e diversificata di quelli che si ritengono non idonei.

Alcuni esempi di informazioni disponibili sono:

- comportamento di ogni sotto rivelatore (nuovamente)
- molteplicità medie, viste dai vari sotto rivelatori, nella norma
- rapporto tra eventi carichi e neutri nella norma
- correlazione dei due fasci K_L e K_S sopra una certa soglia
- distribuzione temporale degli eventi nel *burst* nella norma.

Per quanto riguarda la configurazione dei **sistemi di decisione**, in tab. 4.1 sono mostrati tutti i codici di trigger utilizzati nel 1997 durante i *run* ε'/ε .

Codice/Nome	Descrizione	modifiche
0x0001 <i>MB</i> $\pi\pi$	$\pi^+\pi^-$ <i>MassBox</i>	$32 \rightarrow 128$ (9-9)
0x0002 <i>L1</i> $\pi\pi$	$Q_X/2 \cdot E_{TOT} + Q_X/32$	
0x0004 <i>L1WDOG</i>	$L1\pi\pi \cdot \overline{MBox\ ready}$	
0x0008 <i>CHmbias</i>	Q_{OR} ChHodo	
0x0010 <i>NUT</i> $\pi\pi$	$\pi^0\pi^0$ L2N	
0x0020 <i>NHOD</i>	$NHOD \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$	
0x0040 <i>LKRmbias</i>	LKR energy Min bias	
0x0080 <i>NTmbias</i>	$Q_X \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL} \cdot E_{TOT} Mb$	
0x0100 $\pi^+\pi^-\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0$ <i>MassBox</i>	
0x0200 <i>MMG</i>	$\mu\mu\gamma$ L2N $\cdot 2\mu \cdot \overline{AKL}$	
0x0400 <i>DALITZ</i>	<i>Dalitz</i> L2N $\cdot Q_2 \cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$	
0x0800 <i>SUSY</i>	<i>SuSy</i> L2N $\cdot \overline{1\mu} \cdot \overline{AKL}$	
0x1000	Laser, HAC/PMB pulser	
..... <i>Codificati</i>	LKR cal (ZS), LKR cal (NZS)	
0x7000	CPD test, MBox test, ERROR	
0x8000 <i>RAND</i>	Random $K_S + K_L$	

Tabella 4.1: Codici di trigger nelle prese dati ε'/ε del 1997

Vi si trovano i due trigger principali per la selezione dei 2π neutri e carichi, alcuni trigger di *minimum bias* per le misure di efficienza, alcuni trigger per la selezione di decadimenti rari o per lo studio di effetti sistematici, alcuni infine per la calibrazione di parti del rivelatore. Molti di questi sono stati prescalati all'interno dell'L2TS sia a causa del loro alto *rate*, sia perché necessari solo in bassa percentuale.

Il **trigger neutro** ha richiesto i seguenti tagli per l'identificazione *online* dei $\pi^0\pi^0$:

- energia rilasciata nel calorimetro > 50 GeV
- numero di picchi in $X \leq 6$, in $Y \leq 5$
- $c\tau$ in unità di $c\tau_S < 5.5$
- centro di gravità < 15 cm.

La risoluzione media in energia dell'intera catena è stata $\sigma(E_{L2N})/E = 2.7\%$. Da ricordare che nel 1997 il calorimetro è stato alimentato con una tensione di riferimento di 1500 V, da confrontarsi con i 5000 V inizialmente proposti, e i 3000 V avutisi nel 1998 (più che sufficienti al fine di minimizzare gli effetti di carica spaziale). Tale diminuzione della tensione è stata necessaria a causa di un malfunzionamento delle capacità di blocco, rimpiazzate poi nell'inverno '97. Inoltre una striscia verticale di 8 cm (128 celle) ad una distanza di circa 20 cm dalla *beam pipe* è rimasta priva di alimentazione, a causa di un cattivo contatto all'interno del criostato. Per diversi motivi, un totale di altre 200 celle sono risultate inutilizzabili. La perdita complessiva di accettazione per eventi $2\pi^0$ è stata dell'ordine del 20%.

La *MassBox* ha ricevuto 2 differenti tipi di trigger dall'L1TS: $Q_X/2 \cdot E_{TOT}$ con codice 0x101 e Q_X/D con codice 0x011, dove D ha assunto i valori indicati in tabella 4.1 nel trigger $L1\pi\pi$ (concepito come replica delle condizioni di trigger di I livello per la *MassBox*). Le selezioni fatte per l'identificazione *online* dei $\pi^+\pi^-$ sono state:

- $c\tau$ in unità di $c\tau_S < 4$, dal run numero 5067 < 4.5
- z del vertice compresa tra 1 e 42.6 m, 48 m dal run numero 5291
- distanza di minimo approccio tra le due tracce < 5 cm
- angolo di apertura tra le due tracce < 15 mrad
- massa invariante del $K > 0.95 m_K$.

La risoluzione in massa invariante raggiunta dal sistema è stata di 5 MeV/c² (si veda fig. 4.2).

Durante i 43 giorni di presa dati, l'intensità del fascio primario di protoni sul bersaglio dei K_L ha subito alcune variazioni nell'intervallo $[0.8, 1.2] \times 10^{12}$ *ppp*, così come è variata l'intensità relativa dei due fasci (si veda cap. 5). I valori medi sono stati 1×10^{12} *ppp* per i K_L e 2.8×10^7 *ppp* per i K_S .

Per dare un'idea dell'attività nel rivelatore e del potere di reiezione dei sistemi di trigger, si possono considerare i conteggi tipici di un *burst* (2.5 s):

- $Q_X = 750000$
- $L1\pi\pi = 105000$
- $Vertex\ MassBox = 17000$
- $\pi^+\pi^- MassBox = 2000$
- $E_{L2N} > 30$ GeV (LKR minbias) = 270000

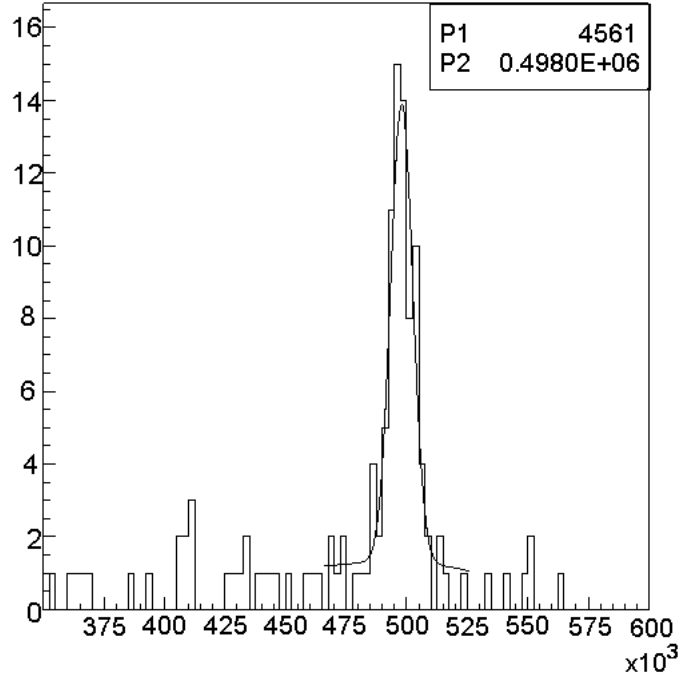


Figura 4.2: Distribuzione della massa invariante calcolata *online* (eV/c^2)

- $\pi^0\pi^0$ *no peak cut* = 45000
- $\pi^0\pi^0$ L2N = 4500.

Il numero medio di trigger per *burst* è stato ~ 12500 , per un carico di dati trasferiti di ~ 170 Mbyte/*burst* dai sistemi di lettura al Data Merger. Il filtro di III Livello ha selezionato una media di 1000 eventi per *burst*, che sono stati registrati nei “GoldenRaw”. L’intera statistica è stata rielaborata in un formato ridotto, contenente solo le informazioni principali, ottenendo così circa 150 GByte a partire da un volume iniziale di dati di 25 TByte.

4.2 La selezione degli eventi

Elemento comune degli studi che seguono è la definizione dei quattro campioni di eventi, K_S^{00} , K_L^{00} , K_S^{+-} , K_L^{+-} , sui quali vengono studiate le incidenze dei vari effetti.

In alcuni casi, secondo quanto indicato, le selezioni possono aver subito delle piccole variazioni rispetto alla seguente descrizione.

Tagli preliminari:

- Esclusione dei *burst* anomali, secondo i criteri sopra descritti, variabile in funzione del tipo di studio eseguito.
- Esclusione di eventi con problemi di ricostruzione *offline*.
- Esclusione di eventi avvenuti in coincidenza di *overflow* nelle camere a deriva.

L'*overflow* è una condizione di errore che ha origine nel sistema di lettura delle camere ogniquale si verifica un eccesso di attività in breve tempo sullo stesso piano. Con riferimento alla fig. 4.3, vi possono essere 2 tipi di *overflow*: *TDC overflow*, relativi al riempimento della FIFO di uscita dei TDC, nella quale vengono scritti i tempi degli *hit* dei 256 fili di un piano di una camera; *Ring overflow* relativi al riempimento del segmento di 400 ns della memoria circolare di scrittura (in cui possono essere scritto fino ad un massimo di 15 hit).

Entrambe le condizioni determinano la perdita di parte delle informazioni relative alle camere, con conseguente impossibilità in alcuni casi di ricostruire *online* e/o *offline* i decadimenti carichi. L'incidenza dell'*overflow* è circa il 14%.

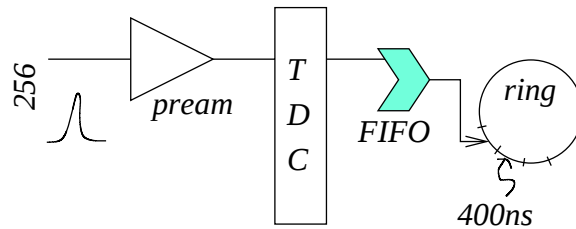


Figura 4.3: Punti di origine degli *overflow* delle Camere.

Non essendo possibile controllare con precisione l'eventuale effetto differenziale S-L, e avendo notato che in coincidenza di *overflow* peggiora la correzione dovuta alla diluizione (travaso di eventi dalla categoria L alla S), si è deciso di “simmetrizzare il taglio”, trattando la condizione di *overflow* come fosse un tempo morto, ovvero eliminando dal campione sia i carichi (superstiti), sia i neutri avvenuti in coincidenza di *overflow*. Un *overflow* in un piano non costituisce un problema, data la ridondanza dei piani e delle viste; neppure un *overflow* in un piano di ogni camera. Il taglio minimo prevede l'esclusione degli eventi carichi e neutri aventi più di un *overflow* per camera in una finestra temporale di $[-300, +300]$ ns.

4.2.1 Gli eventi carichi

Per la selezione degli eventi $\pi^+\pi^-$:

- Almeno due tracce ricostruite, una positiva e una negativa, con impulso minimo di 10 GeV e distanza di minimo approccio tra le due tracce ≤ 3 cm
- Taglio di accettazione geometrica: distanza dei punti di impatto delle tracce dal centro del fascio, prima e dopo il magnete, compresa tra 15 e 110 cm; taglio sull'accettazione del veto dei muoni
- Taglio geometrico sull'accettazione e sulle celle morte del calorimetro. Vengono esclusi tutti gli eventi in cui almeno una delle tracce, estrapolata dopo il magnete, colpisce il calorimetro entro una distanza di 2 cm dalle zone morte, colonna compresa (si veda fig. 4.8)
- Taglio sulla distanza del centro di gravità (proiettato alla z del calorimetro) della distribuzione di energia, entro 10 cm dal centro del fascio:

$$\sqrt{(\sum_i E_i x_i / \sum_i E_i)^2 + (\sum_i E_i y_i / \sum_i E_i)^2} \leq 10$$
- L'asimmetria delle due tracce $|(p_1 - p_2)/(p_1 + p_2)| \leq 1.08 - 0.0052 \cdot p_K$, (limite massimo 0.62). Il taglio elimina le Λ presenti nel campione, oltre a selezionare eventi per i quali le differenze in accettazione tra S e L sono molto piccole
- Per ogni traccia, taglio su $E/p \leq 0.8$, E = energia rilasciata nel calorimetro EM; p = impulso misurato dalle camere. Per gli elettroni $E/p \rightarrow 1$. Reiezione del K_{e3}
- Impulso trasverso del K , $p_t^2 < 0.0002 \text{ GeV}^2/c^2$. Reiezione dei decadimenti in tre corpi
- Impulso del K ricostruito compreso tra 70 e 170 GeV, intervallo entro il quale gli spettri di impulso S-L sono simili
- Taglio sulla z del vertice, $z > 4 \text{ cm}$, limite inferiore per la zona fiduciale che inizia a $z = 6 \text{ cm}$. Taglio sulla vita media del K , misurata in unità di $c\tau_S$: $c\tau_K \leq 3.5$. Questo definisce la fine della zona fiduciale. La si mantiene limitata per ridurre al massimo gli errori sistematici dipendenti da essa (variabilità accettanze angolari dei rivelatori, etc.)
- Taglio sulla massa invariante del K : tra $[497.6 - 7.5 : 497.6 + 7.5] \text{ MeV}$
- Taglio sulla presenza di tracce nel veto dei muoni: richiesta che non ci sia nessuna traccia associata ad un hit_{MUV} e contemporaneamente, nel caso non si riesca a fare l'associazione, richiesta che $|t_{hit}| \geq 12.5 \text{ ns}$. Questo taglio permette di diminuire notevolmente il background dovuto ai decadimenti $K_L \rightarrow \pi\mu\nu$

- Tempo dell'evento compreso in una finestra di 30 ns intorno al *timestamp*, questo per avere la massima efficienza di ricostruzione. Ad ogni trigger vengono registrate un numero fisso di *timeslot* nell'intorno del *timestamp*, ed è necessario che i segnali dei rivelatori siano centrali in quest'intervallo
- Taglio sull'*afterpulse* $\rightarrow$ tempo del vertice entro $[-20:+20]$ ns dal *timestamp*.

Su questo ultimo punto è necessaria una piccola digressione.

Il segnale di Q_X proveniente dalla Logica Veloce, utilizzato nella formazione del trigger carico di I livello, presenta nel 15% dei casi una o più *ribattute*, chiamate *afterpulse*. Le ribattute hanno origine vuoi nei fotomoltiplicatori stessi, vuoi nella elettronica per la formazione dei segnali, possibile conseguenza della tecnica di discriminazione adottata al fine di essere pienamente efficienti. Tipicamente l'*afterpulse* giunge ad un tempo variabile tra i 25 e i 100 ns dopo l'impulso vero. Nonostante la richiesta della coincidenza con E_{TOT} , una frazione di questi *afterpulse*, quelli molto vicini all'impulso di partenza o avvenuti in coincidenza di un E_{TOT} accidentale, riesce a passare attraverso la selezione del trigger di I livello. A parte un inutile incremento di *rate*, il fenomeno in sè e per sè non costituirebbe problema se il segnale Q_X non fosse stato prescalato di un fattore 2 al fine di ridurre la frequenza di trigger di I livello. La divisione per 2 talvolta sopprime casualmente il trigger “vero”, selezionando l'*afterpulse* successivo. Il risultato di tutto ciò è:

- alterazione del fattore di divisione effettivo del trigger carico
- impossibilità di studiare la “democraticità” del fenomeno e quindi di verificare se il fattore di divisione effettivo è uguale per eventi di tipo S e L
- bassa efficienza della *MassBox* in corrispondenza dei trigger di *afterpulse* passati alla selezione di I livello, a causa della scarsa precisione del tempo del trigger inviato.

Una soluzione al problema proviene dalla analisi dettagliata della composizione effettiva del campione di eventi registrato. Indicando con N_i il numero di eventi nel rivelatore per K_S e K_L , con A_i la probabilità di *afterpulse* per K_S e K_L , il numero di Q_X^i si può scrivere come:

$$\begin{array}{rcccl} \# Q_X^i & = & N_i \cdot (1 - A_i) & + & N_i \cdot A_i & + & N_i \cdot A_i \\ & & \text{--}\square\text{--} & & \text{--}\square\text{--}\square\text{--} & & \text{--}\square\text{--}\square\text{--} \\ & & \# \text{ imp. sing.} & & \# \text{ imp. con aft.} & & \# \text{ aft.} \end{array}$$

Dividendo per due e considerando che la coincidenza con E_{TOT} , in tempo con l'impulso vero, fa sopravvivere solo una parte p degli impulsi di *afterpulse*:

$$\begin{aligned} \# \frac{Q_X^i}{2} &= \frac{N_i \cdot (1 - A_i)}{2} + \frac{N_i \cdot A_i}{2} + \frac{N_i \cdot A_i}{2} \\ \# \frac{Q_X^i}{2} \cdot E_{TOT} &= \frac{N_i \cdot (1 - A_i)}{2} + \frac{N_i \cdot A_i}{2} + \frac{N_i \cdot A_i}{2} \cdot p \end{aligned}$$

Si è fatta l'ipotesi semplificativa di ribattuta singola, ma il ragionamento può essere ampliato giungendo alle stesse conclusioni. Il giusto fattore di divisione viene ripristinato se si eliminano dal campione tutti gli eventi $\pi^+\pi^-$ buoni triggerati dall'*afterpulse*, ovvero se si elimina la frazione $(N_i \cdot A_i/2) \cdot p$. La distinzione è possibile in base allo studio del tempo del vertice ricostruito.

4.2.2 Gli eventi neutri

Per la selezione degli eventi $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \rightarrow 4\gamma$:

- Almeno 4 fotoni ricostruiti, con $3 \text{ GeV} \leq E_\gamma \leq 100 \text{ GeV}$. Il limite di 3 GeV è per avere una buona risoluzione in energia e una efficienza di lettura delle celle del calorimetro sotto controllo
- Taglio sulla distanza tra ogni coppia di fotoni $D_{ij} = \sqrt{(x_\gamma^i - x_\gamma^j)^2 + (y_\gamma^i - y_\gamma^j)^2}$, $D_{ij} > 10 \text{ cm}$. Il taglio è richiesto per avere una buona separazione degli sciame elettromagnetici nel calorimetro
- Taglio di accettazione geometrica: per ogni fotone ricostruito il punto d'impatto sul calorimetro richiesto entro l'ottagono del calorimetro stesso; almeno 2 cm di distanza dalle celle morte del calorimetro
- Taglio sulla distanza del centro di gravità, relativo alla distribuzione di energia dei quattro fotoni, dal centroide dei due fasci:

$$\sqrt{(\sum_i E_i x_i / \sum_i E_i)^2 + (\sum_i E_i y_i / \sum_i E_i)^2} \leq 10$$
- Taglio sulla vita media del K , misurata in unità di $c\tau_S$: $c\tau_K \leq 3.5$, come per i carichi
- Taglio sulla bontà della ricostruzione della massa dei due π^0 , $R_{ellipse} \leq 1.5$. I quattro fotoni vengono associati due a due in tutti i modi possibili, a formare 2 masse π^0 . Le masse delle buone combinazioni sono correlate perché provenienti da un unico K , e si dispongono nel piano (m_{12}, m_{34}) a formare un'ellisse. Il taglio sulla distanza del punto ricostruito dal punto centrale (m_{π^0}, m_{π^0}) seleziona gli eventi buoni, eliminando la maggior parte del fondo
- Impulso del K ricostruito compreso tra 70 e 170 GeV, come per i carichi
- Taglio sull'attività accidentale: tempo dell'extraccluster $|t_{ex\gamma}| > 3 \text{ ns}$ e distanza dell'extraccluster $D_{ex\gamma} > 10 \text{ cm}$.
- Tempo dell'evento entro una finestra temporale di 30 ns intorno al tempo del trigger, come per i carichi.

4.2.3 Selezione S-L

La distinzione dei K_S dai K_L viene fatta richiedendo che esista un protone ricostruito dal *tagger* entro una finestra temporale di $[-2, +2]$ ns.

Se l'evento è stato riconosciuto come un K_S , viene applicato un taglio sull'attività vista dall'AKS, richiedendo $|t_{hit\ AKS}| > 3$ ns. Questo ha lo scopo di definire l'inizio della zona di decadimento fiduciale in modo uguale per carichi e neutri. L'utilizzo della z del vertice ricostruito renderebbe il taglio asimmetrico, date le risoluzioni diverse delle camere a deriva (~ 50 cm) e del calorimetro (~ 80 cm), e la distribuzione di vertici K_S fortemente dipendente dalla z stessa.

Sul fascio di K_L l'inizio della zona fiduciale viene definita con il taglio sulla vita media $c\tau_{K_L} \geq 0$ ($\tau = z/\gamma\beta c$), poiché in questo caso la distribuzione dei vertici di decadimento è praticamente piatta, e non si compie un grosso errore nel travaso di attribuzioni da un *bin* di z all'altro.

4.3 Correzione al doppio rapporto per le efficienze di trigger

Valutiamo quale è la forma generale della correzione al doppio rapporto R per le efficienze di trigger η_{L00} , η_{S00} , η_{L+-} e η_{S+-} .

Indichiamo con R^{VERO} e R^M rispettivamente il doppio rapporto vero e misurato, legati dalla relazione:

$$R^{VERO} = R^M + \Delta R \quad (4.1)$$

Si può scrivere che:

$$R^M = \frac{N_L^{00} - \Delta_L^{00}}{N_S^{00} - \Delta_S^{00}} \cdot \frac{N_S^{+-} - \Delta_S^{+-}}{N_L^{+-} - \Delta_L^{+-}} \quad (4.2)$$

dove con N_L^{00} , N_S^{00} , N_L^{+-} e N_S^{+-} si sono indicati i numeri di decadimenti veri nei quattro modi, e con Δ_L^{00} etc. le perdite indotte dalle inefficienze del sistema di trigger nei quattro modi, ovvero:

$$\begin{aligned} \Delta_L^{00} &= (1 - \eta_{L00})N_L^{00} & \Delta_S^{00} &= (1 - \eta_{S00})N_S^{00} \\ \Delta_S^{+-} &= (1 - \eta_{S+-})N_S^{+-} & \Delta_L^{+-} &= (1 - \eta_{L+-})N_L^{+-} \end{aligned}$$

Raccogliendo i numeri di decadimenti veri nei quattro fattori dall'espressione (4.2) e sviluppando in serie il denominatore fermandosi al primo ordine, nell'ipotesi di basse inefficienze, si ha:

$$R^M = \frac{N_L^{00}}{N_S^{00}} \frac{N_S^{+-}}{N_L^{+-}} \left(1 - \frac{\Delta_L^{00}}{N_L^{00}}\right) \left(1 + \frac{\Delta_S^{00}}{N_S^{00}}\right) \left(1 - \frac{\Delta_S^{+-}}{N_S^{+-}}\right) \left(1 + \frac{\Delta_L^{+-}}{N_L^{+-}}\right) \quad (4.3)$$

ovvero, ancora trascurando termini superiori al primo ordine:

$$R^M = R^{VERO} \left(1 - \frac{\Delta_L^{00}}{N_L^{00}} + \frac{\Delta_S^{00}}{N_S^{00}} - \frac{\Delta_S^{+-}}{N_S^{+-}} + \frac{\Delta_L^{+-}}{N_L^{+-}} \right) \quad (4.4)$$

La quantità R^{VERO} è molto vicina ad 1, quindi scrivere $R^{VERO}(1 - \Delta_L^{00}/N_L^{00} + \dots)$ è praticamente identico a scrivere $R^{VERO} - \Delta_L^{00}/N_L^{00} + \dots$

Si può allora esprimere R^{VERO} in funzione di R^M , ottenendo l'espressione cercata per la correzione ΔR :

$$\Delta R = \frac{\Delta_L^{00}}{N_L^{00}} - \frac{\Delta_S^{00}}{N_S^{00}} + \frac{\Delta_S^{+-}}{N_S^{+-}} - \frac{\Delta_L^{+-}}{N_L^{+-}} \quad (4.5)$$

Le quantità Δ_L^{00}/N_L^{00} , Δ_S^{00}/N_S^{00} etc. non sono altro che le inefficienze di trigger dei quattro modi.

4.4 L'efficienza del trigger carico

Gli eventi $\pi^+\pi^-$ utilizzati per la misura di ε'/ε vengono selezionati dal trigger chiamato $MB\pi\pi$. La risposta della *MassBox* è il risultato di una lunga catena di selezioni, descritta in dettaglio in sez. 3.1, nella quale si interfacciano diversi sistemi.

In fig. 4.4 è schematizzata la formazione del trigger $MB\pi\pi$ a partire dal segnale di pretrigger Q_X , attraverso la Logica Veloce, i sincronizzatori, l'L1TS; il segnale di E_{TOT} , proveniente dal trigger neutro, giunge parallelamente all'L1TS e all'L2TS, già sincronizzato; in figura sono evidenziati tutti i punti di monitoraggio del sistema (registrazione su *pattern-unit*, PU).

La condizione di trigger di I livello, $Q_X/2 \cdot E_{TOT}$, viene riformata in modo indipendente all'interno dell'L2TS e inviata come trigger di II livello sotto il nome di $L1\pi\pi$.

Studiare l'efficienza di trigger per i carichi implica:

- 1) la misura dell'efficienza delle singole componenti utilizzate come trigger di I livello, Q_X ed E_{TOT}
- 2) la misura dell'efficienza della coincidenza $Q_X/2 \cdot E_{TOT}$ a livello dell'L2TS ($L1\pi\pi$)
- 3) la misura dell'efficienza della risposta della *MassBox*, riferita al trigger $L1\pi\pi$, comprendente l'efficienza della formazione del trigger di I livello, e l'efficienza intrinseca della *MassBox*

Il punto 1) è già stato studiato in dettaglio utilizzando due campioni di eventi distinti: eventi triggerati dalla condizione di Q_{OR} (*CHmbias*) per l'efficienza del Q_X ; eventi triggerati dalla componente Q_X/D del trigger di I livello. In entrambi i casi le inefficienze sono molto basse, a livello di $\sim 10^{-4}$. Per lo studio che segue,

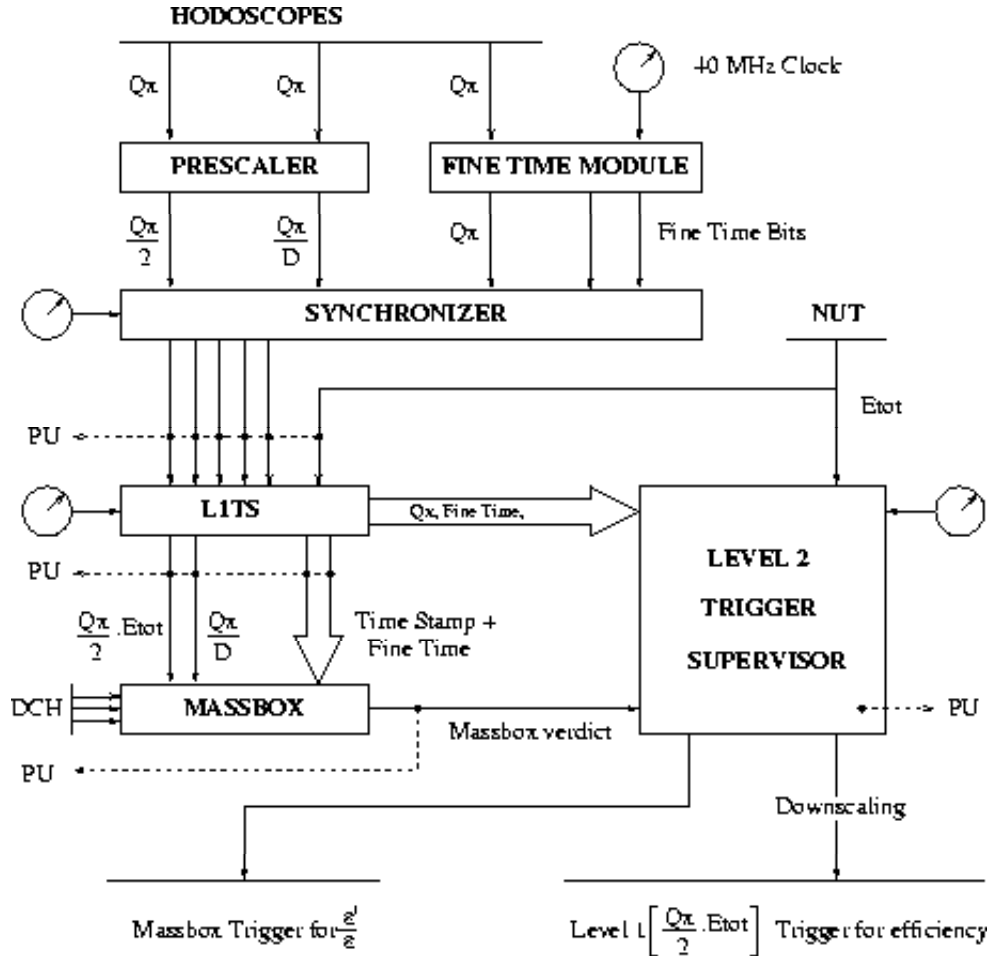


Figura 4.4: Rappresentazione schematica della formazione del trigger carico $MB\pi\pi$

incentrato sul terzo punto, le due inefficienze si possono considerare a tutti gli effetti trascurabili.

Per quanto riguarda il punto 2), nel corso della presa dati si è effettuato un run speciale dedicato a questo scopo (5301). Lo studio della coincidenza $Q_X/2 \cdot E_{TOT}$ nel Trigger Supervisor di II livello consiste nel: selezionare gli eventi caratterizzati dalla presenza dei segnali $Q_X/2$ ed E_{TOT} nelle PU di monitor, nella *timeslot* di riferimento del trigger; controllare se la parola di trigger contiene il codice $L1\pi\pi$ (non derivante dalla condizione Q_X/D).

La configurazione del run speciale era tale da permettere questo controllo. Il risultato ottenuto è: efficienza del 100% su 185710 eventi selezionati.

Il punto 3) costituisce la parte centrale di questo studio.

L'efficienza misurata è dell'ordine del 90%, molto più bassa di quanto ci si era inizialmente aspettato. Un primo lavoro è stato condotto al fine di comprendere le varie cause che hanno peggiorato la prestazione complessiva del trigger carico. Successivamente è stata misurata l'entità della correzione da applicare a ε'/ε .

In primo luogo si sono selezionati gli eventi K_L^{+-} e K_S^{+-} presenti nel trigger di controllo $L1\pi\pi$ secondo quanto descritto in sez. 4.2.1.

Considerando tutta la statistica di *minimum bias* del '97, si hanno all'incirca 100000 K_S^{+-} e 50000 K_L^{+-} .

In figura 4.5 è mostrata la distribuzione della massa invariante delle due tracce cariche, ricostruita *offline* con una risoluzione di 2.5 MeV/ c^2 , per tutti gli eventi del campione di controllo.

La distinzione S-L è stata fatta utilizzando la y del vertice di decadimento ricostruito: come si vede in fig. 4.6, la risoluzione in posizione delle camere permette di distinguere molto bene l'origine del decadimento. L'immagine del fascio K_L mostra una dispersione maggiore, poiché è generato ad una distanza di ~ 120 m dalla zona fiduciale.

La distribuzione degli impulsi per un sottocampione di K_S e K_L (e K_L pesati) nell'intervallo [70,170] GeV, è mostrata in fig. 4.7.

Indicando con N in numero totale di eventi selezionati, dei quali A rivelati dal sistema di trigger e B persi, l'efficienza η e il suo errore di misura σ_η sono:

$$\eta = \frac{A}{A+B} \quad \sigma_\eta = \sqrt{\frac{\eta(1-\eta)}{N}} \quad (4.6)$$

I risultati ottenuti sulla misura dell'efficienza del trigger carico, andando a controllare la presenza o meno della risposta della *MassBox*, sono mostrati in tabella 4.2: ovviamente si sono distinti i campioni S e L e si è misurata l'efficienza anche per gli eventi L pesati, effettivamente presenti nel doppio rapporto.

	eventi S	eventi L
eventi $L1\pi\pi$	102206	51530
eventi persi	9769	4927
EFFICIENZA	$90.44 \pm .09$	$90.438 \pm .12$
$L1\pi\pi$ pesati		14760.5
persi pesati		1404.2
EFFICIENZA	$90.44 \pm .09$	$90.48 \pm .17$

Tabella 4.2: Efficienze del trigger carico

Nel caso di eventi pesati, l'errore sull'efficienza η non può assumere la forma semplificata mostrata nella equazione (4.6). Considerando la generica espressione

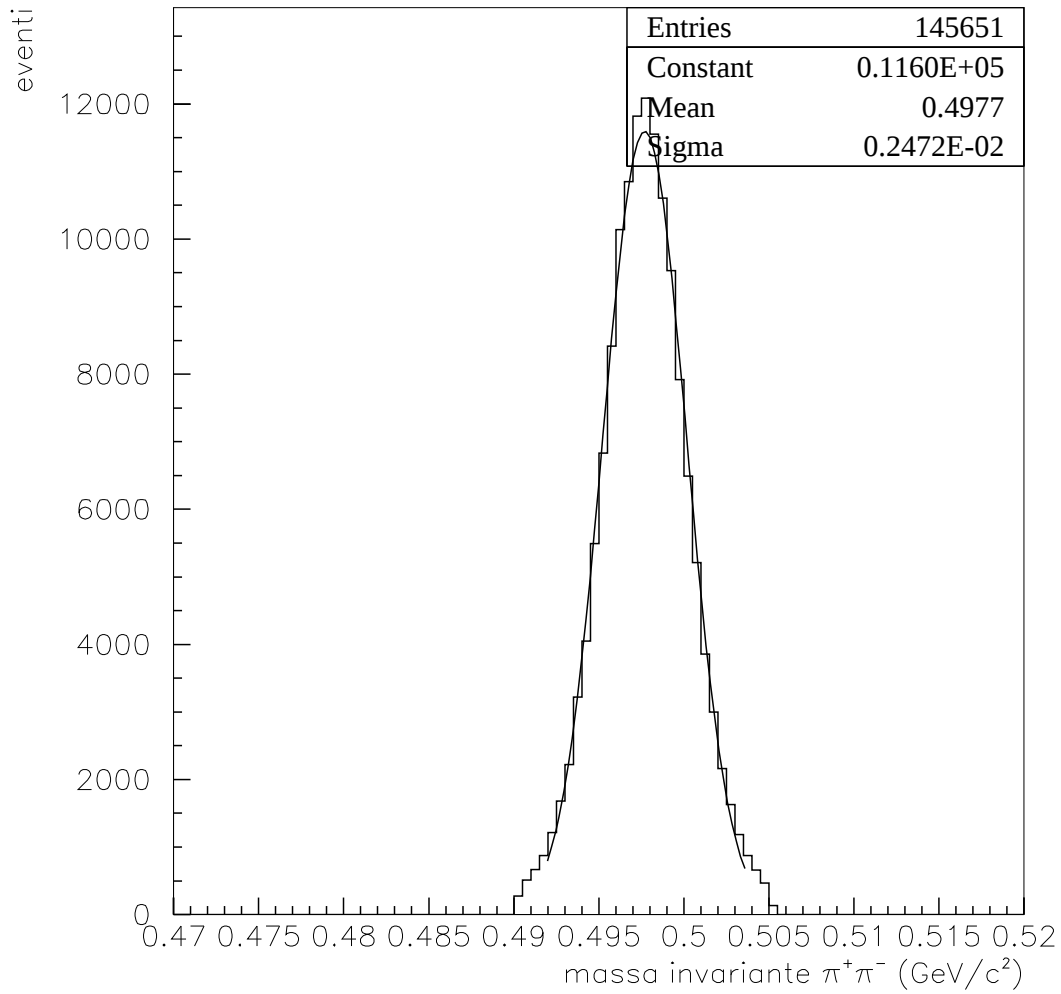


Figura 4.5: Distribuzione della massa invariante delle due tracce cariche, ricostruita *offline*, per tutti gli eventi carichi registrati nel trigger $L1\pi\pi$

per σ_η^2 :

$$\sigma_\eta^2 = \left[\frac{B}{(A+B)^2} \right]^2 \sigma_A^2 + \left[\frac{-A}{(A+B)^2} \right]^2 \sigma_B^2 \quad (4.7)$$

nel caso di eventi pesati, le varianze σ_A^2 o σ_B^2 sono esprimibili come sommatoria sugli

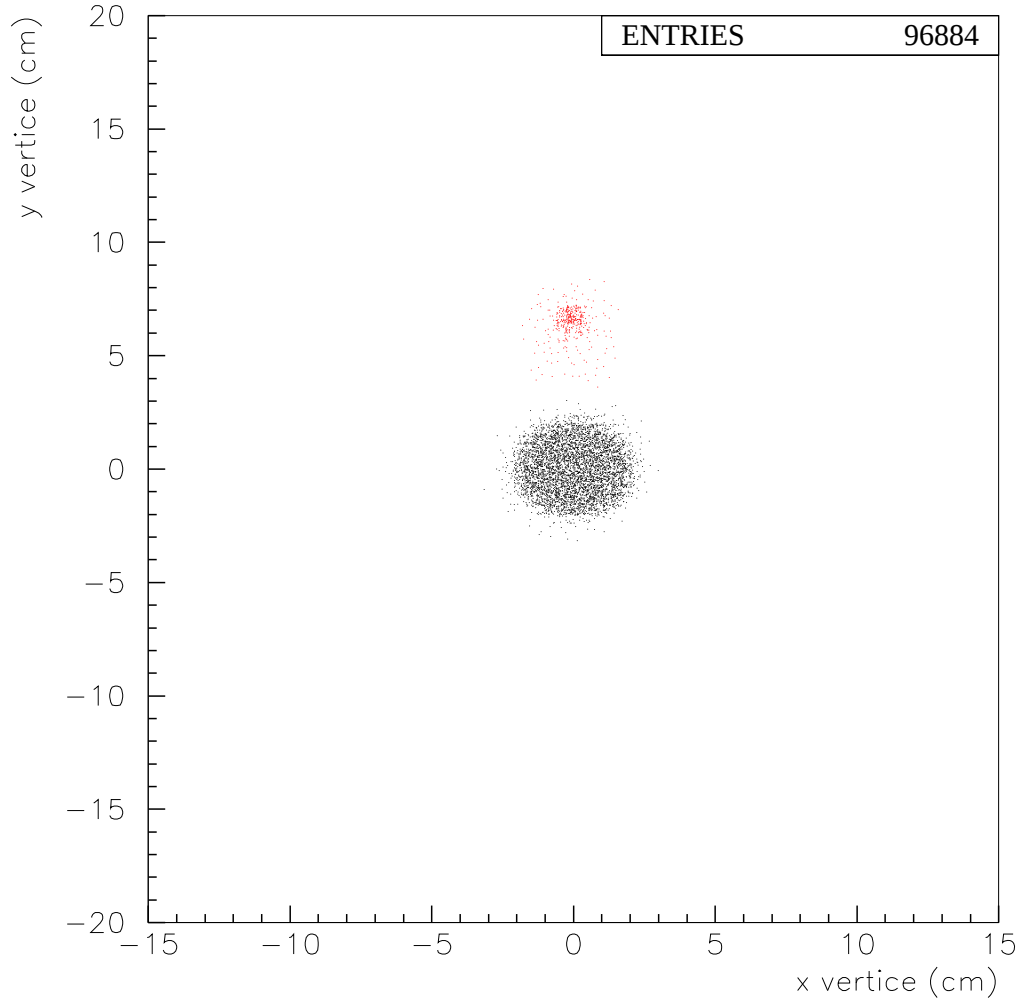


Figura 4.6: x vs. y dei vertici ricostruiti per gli eventi di tipo K_L^{+-} , immagine centrata in $(x=0, y=0)$, e per K_S^{+-} , immagine centrata in $(x=0, y=7)$

eventi di tipo A o B dei rispettivi pesi al quadrato. Si ha allora:

$$\eta = \frac{A_w}{A_w + B_w} \quad \sigma_\eta = \frac{1}{N^2} \sqrt{B_w^2 \sum_i^A (w_A^i)^2 + A_w^2 \sum_i^B (w_B^i)^2}. \quad (4.8)$$

Come accennato prima, una parte importante del lavoro è stata svolta al fine comprendere tutte le cause di inefficienza.

Qui di seguito sono elencati i principali motivi che hanno determinato una inefficienza complessiva del $\sim 9.5\%$:

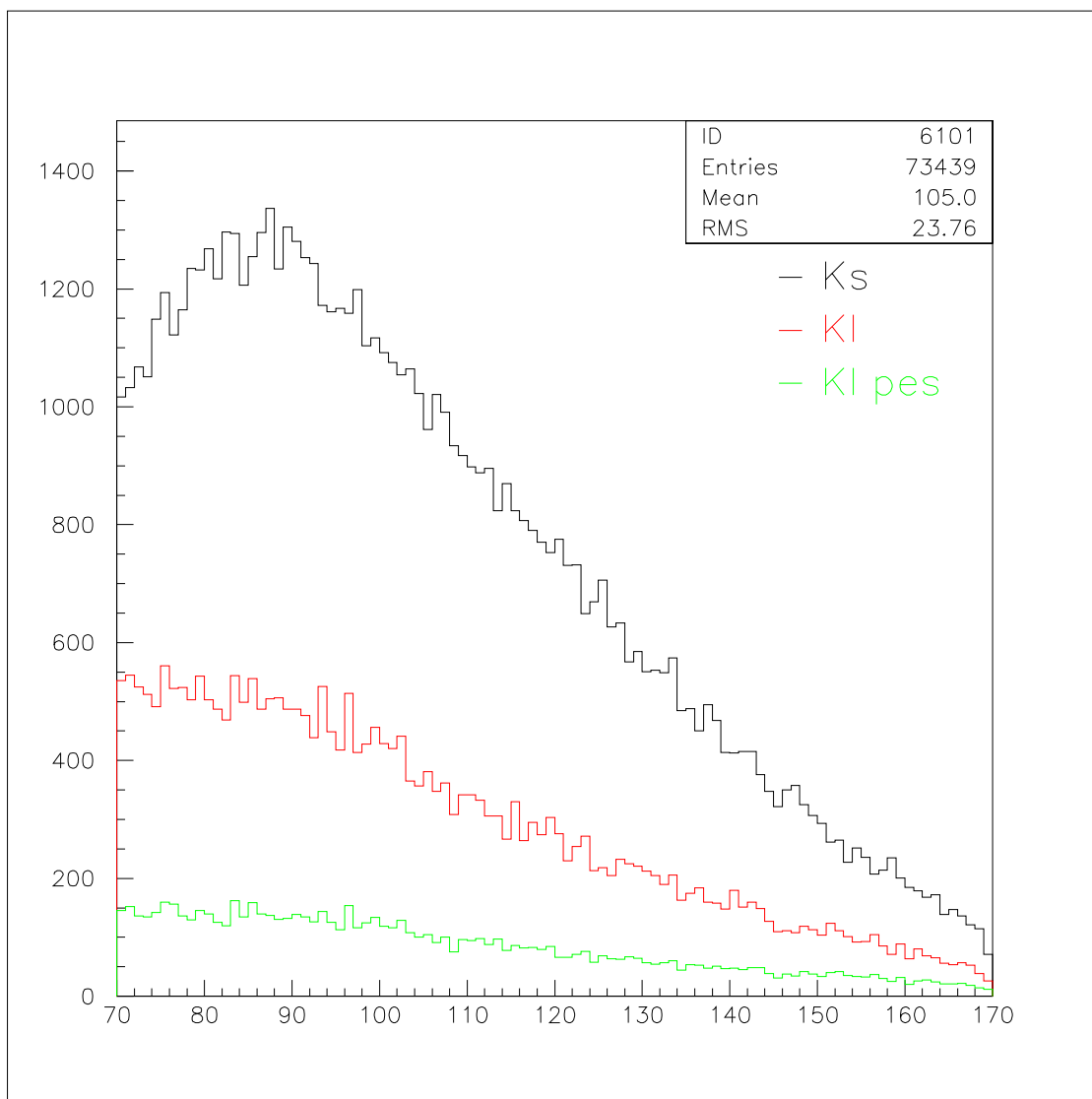


Figura 4.7: Distribuzione degli impulsi delle due tracce ricostruite, per eventi carichi di tipo S, L e L pesati: notare la perdita statistica di circa un fattore 2/3 dovuta alla pesatura degli eventi K_L

- ~1%: tempo morto della catena del trigger carico (si veda sez. 4.6)
- ~3%: inefficienza delle camere + *MassBox* in senso proprio (fallimento dell'algoritmo, tempo di calcolo troppo lungo, etc.)
- ~1.5%: problemi nella comunicazione del tempo fine del trigger di primo livello
- ~4%: disallineamento delle componenti del trigger a livello dell'L1TS.

Nel corso della presa dati si sono avute delle variazioni nell'importanza relativa di queste cause. Nell'autunno del 1997 tre diversi gruppi di lavoro hanno progetta-

to e realizzato le modifiche necessarie al miglioramento dell'intera catena, come già descritto nel corso della sezione 3.1.

La conseguenza peggiore delle inefficienze involute è stata di determinare un peggioramento complessivo nella precisione raggiunta nella misura dell'efficienza. La dimensione del campione di eventi di *minimum bias*, definita dal *prescaling* imposto sul trigger $L1\pi\pi$, era stata infatti decisa sulla base di previsioni più ottimistiche.

4.4.1 La correzione per il trigger carico

Dalla relazione (4.5), si può calcolare la correzione sul doppio rapporto R dovuta all'efficienza di trigger carico come:

$$(1 - \eta_{S+-}) - (1 - \eta_{L+-}) = \eta_{L+-} - \eta_{S+-} = (4 \pm 19) \times 10^{-4}$$

che si riflette in una correzione su ε'/ε pari ad un sesto della correzione su R (cambiato di segno, poiché $\varepsilon'/\varepsilon = (1 - R)/6$):

$$\sigma_{\varepsilon'/\varepsilon} = (-0.7 \pm 3.2) \times 10^{-4}$$

Successivamente si sono rimisurate le efficienze eliminando dal campione gli eventi avvenuti in coincidenza del tempo morto della *MassBox* (si legga sez. 4.6), trovando i valori riportati in tab. 4.3. Nonostante le efficienze leggermente più alte, la correzione su R e di conseguenza quella su ε'/ε rimangono invariate.

	eventi S	eventi L
eventi $L1\pi\pi$	96884	48767
eventi persi	8668	4351
EFFICIENZA	$91.05 \pm .09$	$91.07 \pm .13$
$L1\pi\pi$ pesati		13961.4
persi pesati		1243.5
EFFICIENZA	$91.05 \pm .09$	$91.09 \pm .17$

Tabella 4.3: Efficienze del trigger carico, escludendo il tempo morto della *MassBox*

In tabella 4.4 sono riportati i valori delle efficienze per gli eventi K_S , K_L e K_L pesati, misurati in funzione dell'impulso p del K . L'intervallo $[70,170]$ GeV/c è stato suddiviso in 20 *bin*, riproducendo la divisione da effettuare nel calcolo di R : l'errore sulle efficienze misurate è ovviamente più grande, soprattutto negli ultimi intervalli, poco popolati. Non si nota una spiccata dipendenza dall'impulso del K . La correzione per il trigger carico può essere applicata a livello di $R(p)$ o come correzione complessiva su R .

<i>Bin di p</i>	EFF. eventi S	EFF. eventi L	EFF. eventi L pesati
[70, 75[	$90.82 \pm .34$	$89.56 \pm .46$	$88.84 \pm .66$
[75, 80[	$91.02 \pm .32$	$91.17 \pm .42$	$91.23 \pm .57$
[80, 85[	$91.13 \pm .31$	$91.04 \pm .42$	$91.53 \pm .55$
[85, 90[	$91.27 \pm .31$	$90.46 \pm .44$	$91.11 \pm .57$
[90, 95[	$91.08 \pm .32$	$91.15 \pm .44$	$90.73 \pm .63$
[95, 100[	$90.74 \pm .33$	$91.18 \pm .47$	$91.68 \pm .60$
[100, 105[	$91.07 \pm .34$	$90.74 \pm .50$	$90.50 \pm .69$
[105, 110[	$90.95 \pm .35$	$91.53 \pm .50$	$90.95 \pm .72$
[110, 115[	$91.06 \pm .37$	$91.40 \pm .54$	$91.53 \pm .70$
[115, 120[	$90.68 \pm .40$	$92.05 \pm .55$	$92.19 \pm .73$
[120, 125[	$90.64 \pm .43$	$91.46 \pm .62$	$90.78 \pm .88$
[125, 130[	$91.27 \pm .44$	$91.09 \pm .67$	$91.28 \pm .90$
[130, 135[	$91.23 \pm .48$	$92.37 \pm .67$	$93.28 \pm .83$
[135, 140[	$90.39 \pm .53$	$90.89 \pm .78$	89.77 ± 1.15
[140, 145[	$92.75 \pm .51$	$91.56 \pm .81$	91.18 ± 1.11
[145, 150[	$91.78 \pm .60$	$90.82 \pm .93$	91.24 ± 1.12
[150, 155[	$91.30 \pm .67$	$93.08 \pm .89$	92.90 ± 1.16
[155, 160[	$91.92 \pm .73$	90.88 ± 1.09	91.17 ± 1.27
[160, 165[	$89.75 \pm .91$	91.67 ± 1.13	91.68 ± 1.37
[165, 170[	$91.48 \pm .96$	92.05 ± 1.33	92.76 ± 1.55

Tabella 4.4: Efficienza del trigger carico in funzione di p , tempo morto *MassBox* escluso

4.5 L'efficienza del trigger neutro

La catena del trigger neutro, descritta in dettaglio in sez. 3.2, risulta più omogenea e meno sensibile a problemi di interfacciamento di sistemi differenti. L'efficienza raggiunta durante il 1997 è stata molto alta. Il trigger neutro è un sistema hardware completamente in *pipeline* che lavora su principi di riconoscimento degli eventi più semplici rispetto al trigger carico, a scapito di un potere di reiezione più basso.

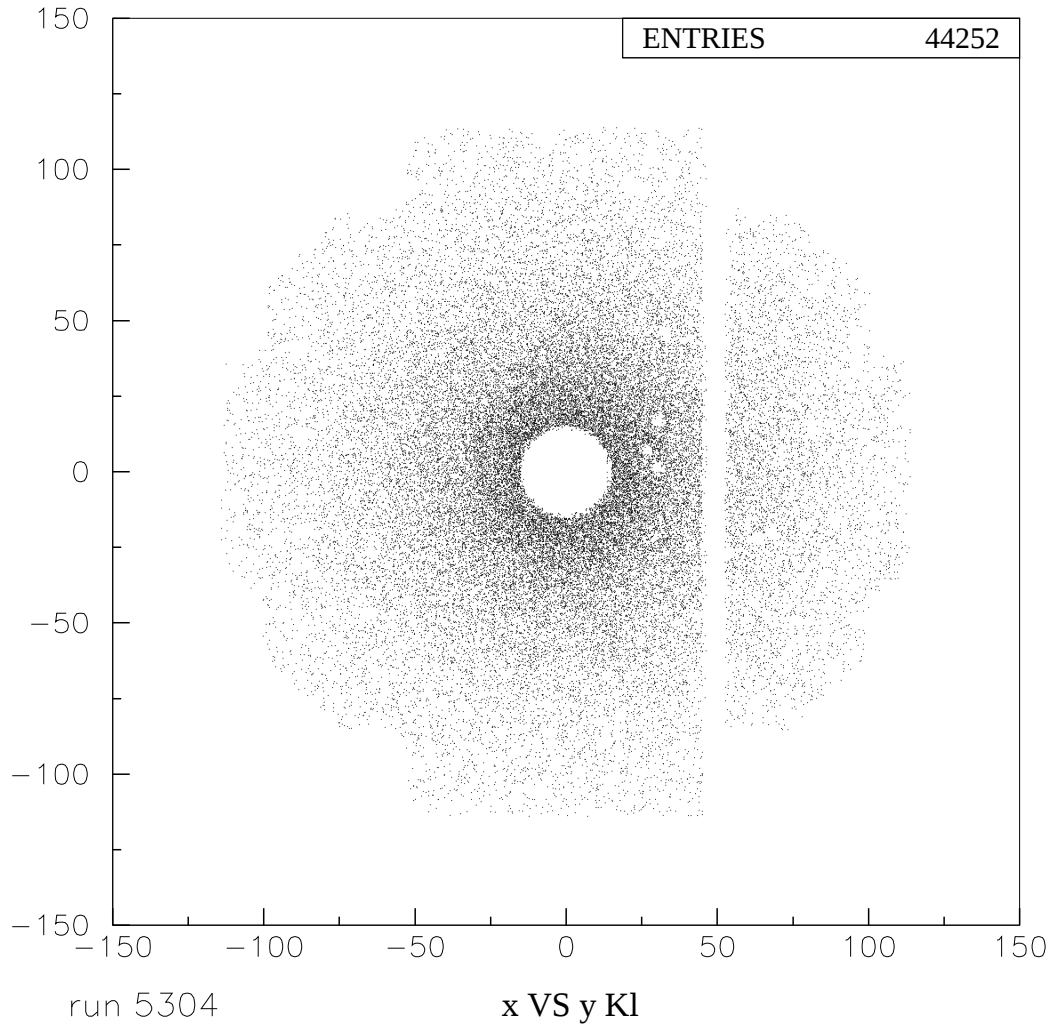


Figura 4.8: Illuminazione del calorimetro data dai cluster dei 4 fotoni del $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Si possono notare la colonna senza HV e altri piccoli *spot* “morti”.

Gli eventi neutri per la misura di ε'/ε sono selezionati dal trigger chiamato *NUT* $\pi\pi$, risposta del L2N. Parallelamente a tale trigger, come nel caso carico, sono registrati altri tipi di condizioni per permettere lo studio della risposta del sistema. In particolare un trigger chiamato *NHOD* proveniente dall'odoscopio neutro situato all'interno del calorimetro, permette di studiare l'efficienza del trigger neutro in modo completamente indipendente.

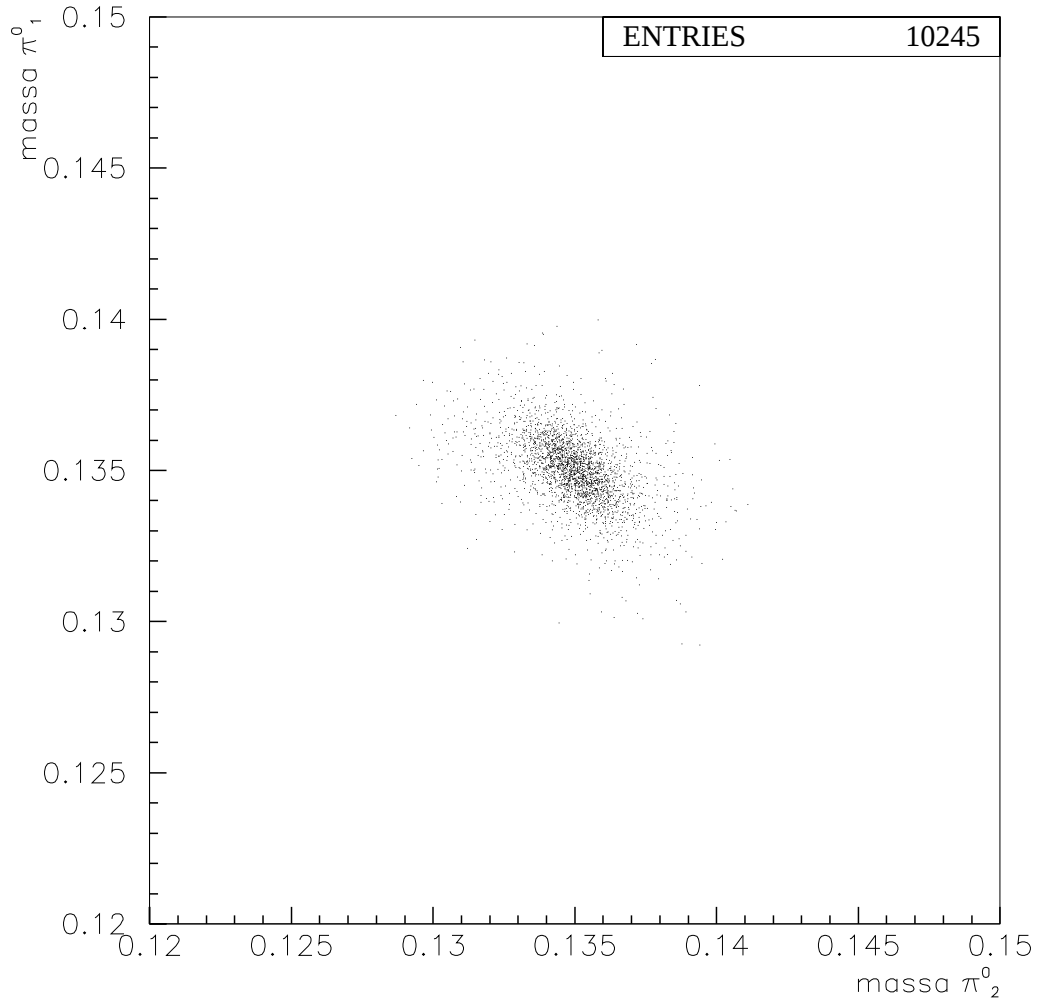


Figura 4.9: Ellisse identificata nel piano (m_{12}, m_{34}) dalle coppie di π^0 provenienti dallo stesso decadimento: l'inclinazione dell'ellisse deriva dall'aver imposto la massa invariante del K nella ricostruzione. Una sovrastima di una delle due masse del π porta ad una sottostima dell'altra

Per la misura dell'efficienza di trigger neutro si è proceduto nel seguente modo: si è studiata la selezione ottimale per il riconoscimento degli eventi neutri, secondo quanto descritto in sez. 4.2.2; nell'ambito del campione di *minimum bias NHOD*, si sono selezionati gli eventi $2\pi^0$ buoni controllando la presenza della risposta del trigger neutro.

Il campione selezionato comprende indicativamente 7500 K_S^{00} e 3000 K_L^{00} .

In fig. 4.8 è mostrato l'illuminazione del calorimetro per degli eventi neutri di tipo K_L triggerati dal L2N (in un run particolare). Grazie all'elevata statistica, è possibile individuare le principali zone morte del calorimetro, a cominciare dalla colonna verticale di 8 cm di larghezza. Questa riduzione di accettazione è stata applicata anche agli eventi carichi, poiché senza le informazioni del calorimetro non è possibile rigettare efficientemente alcuni tipi di fondi dai $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Nella ricostruzione degli eventi neutri la massa del K viene assunta come un parametro fisso del calcolo, mentre per i due π^0 del decadimento viene effettivamente calcolata la massa invariante delle coppie di fotoni ottenute dalla combinazione migliore, identificata attraverso un taglio sull'ellisse nel piano (m_{12}, m_{34}) (si veda fig. 4.9).

La risoluzione raggiunta nella ricostruzione *offline* della massa invariante dei π^0 è di $\sim 1 \text{ MeV}/c^2$ (si veda fig. 4.10).

Il centro di gravità del deposito di energia rilasciata nel calorimetro ha una distribuzione diversa per i due fasci: gli eventi K_S presentano un allargamento maggiore a causa dell'inclinazione rispetto all'asse del rivelatore (si veda fig. 4.11).

L'andamento della distribuzione della z del vertice di decadimento per le due categorie S e L è mostrato in fig. 4.12. Si nota come la distribuzione per K_S e K_L è notevolmente differente a causa delle diverse vite medie: le due popolazioni sono molto simili dopo la pesatura dei K_L .

	eventi S	eventi L
eventi <i>NHOD</i>	7213	3032
eventi persi	11	5
EFFICIENZA	$99.847 \pm .046$	$99.835 \pm .074$
<i>NHOD</i> pesati		847.2
persi pesati		1.59
EFFICIENZA	$99.847 \pm .046$	$99.81 \pm .11$

Tabella 4.5: Efficienze del trigger neutro

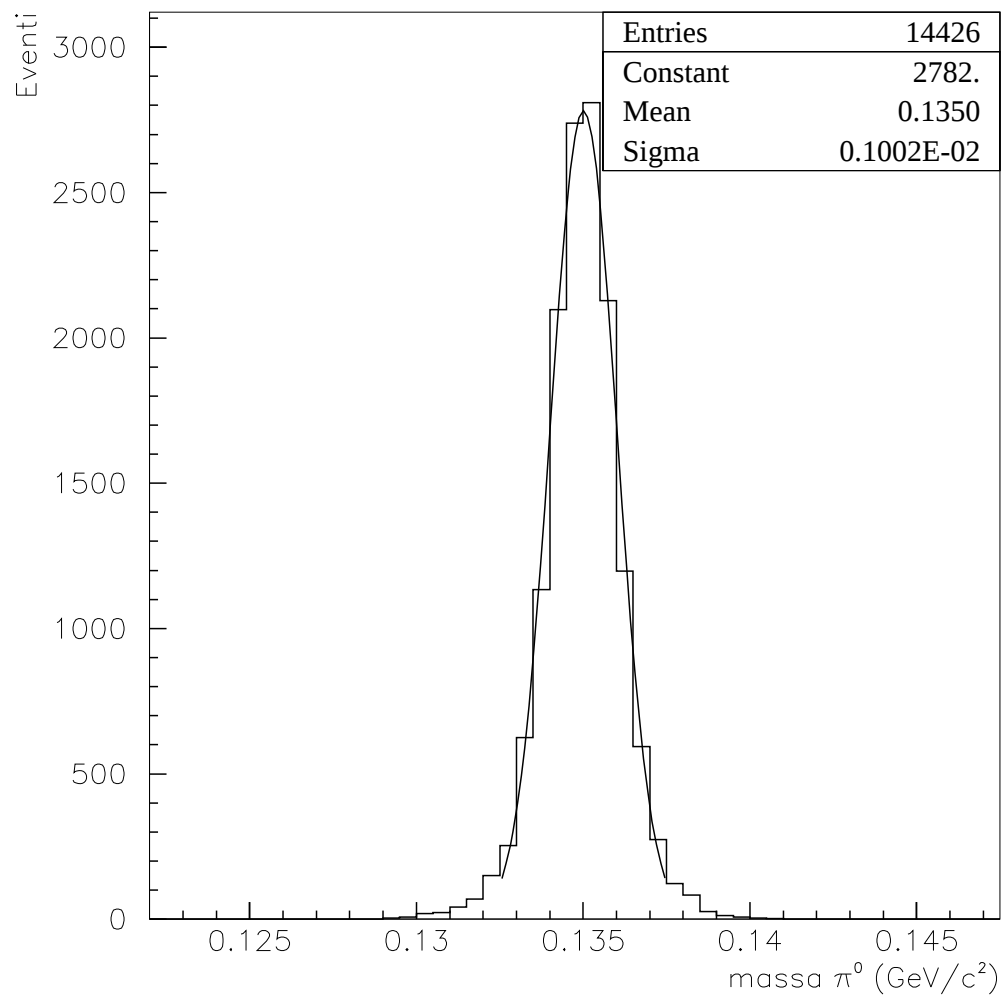


Figura 4.10: Massa invariante delle coppie di fotoni passanti il taglio sulla bontà del fit ($R_{ellisse}$)

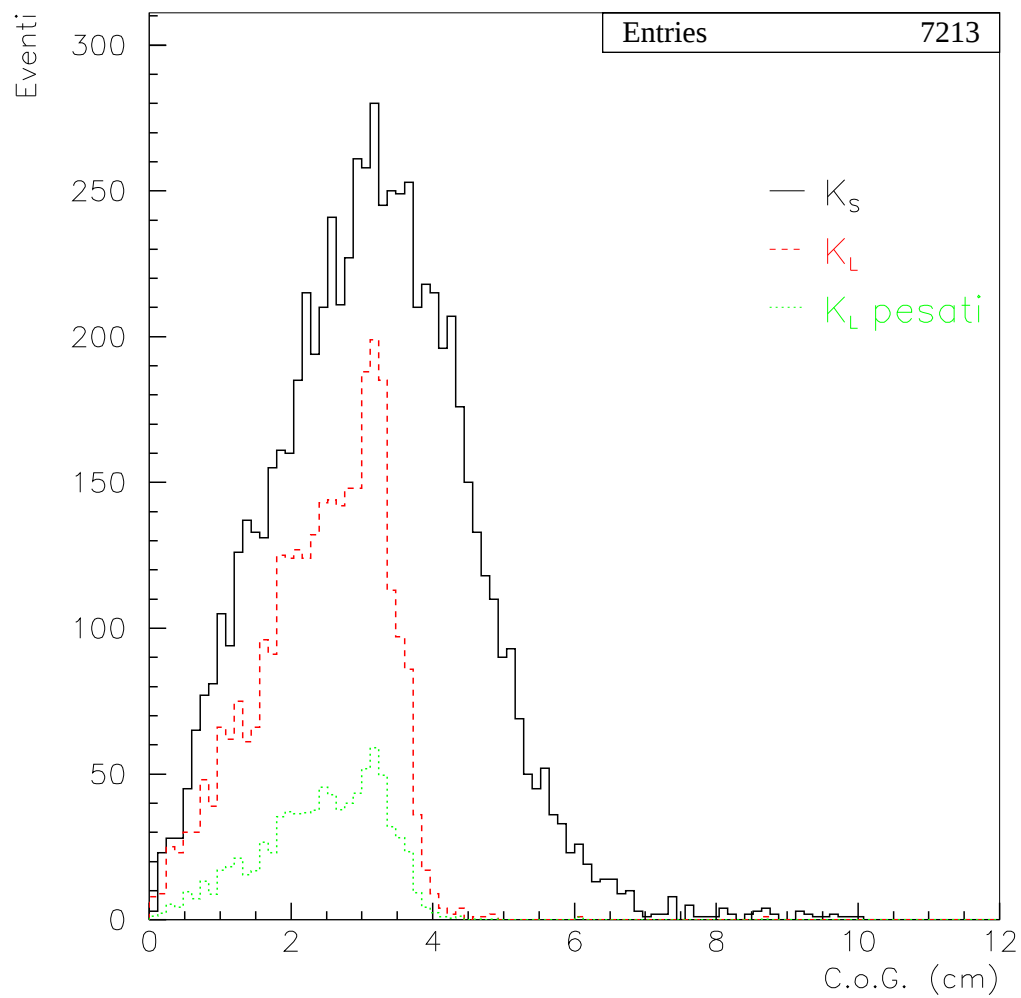


Figura 4.11: Distribuzioni del centro di gravità dell'energia rilasciata nel calorimetro elettromagnetico, per eventi neutri

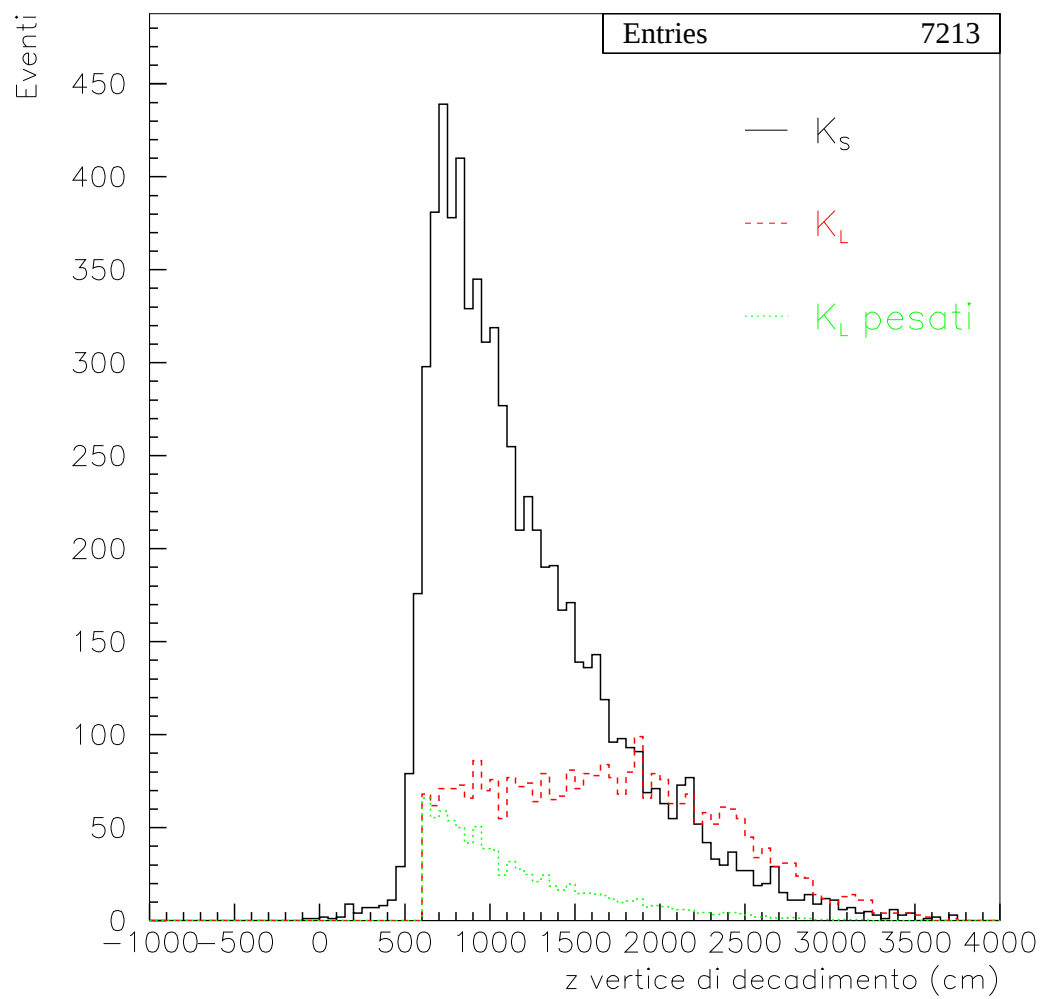


Figura 4.12: Distribuzioni della coordinata z del vertice di decadimento, per eventi neutri

Con riferimento alle quantità già definite per il trigger carico, in tab. 4.5 sono mostrati i risultati ottenuti per le efficienze di trigger neutro su tutta la statistica del '97: si sono nuovamente distinte le due categorie S e L, e si è calcolata l'efficienza per i K_L pesati, secondo le (4.8).

La stabilità di questi risultati in funzione di piccole ridefinizioni di tagli, è molto buona. La principale causa di inefficienza deriva dal fatto che il trigger neutro lavora sulle proiezioni e ha una risoluzione peggiore rispetto alla ricostruzione *offline*.

4.5.1 La correzione per il trigger neutro

Sempre richiamando la relazione (4.5), la correzione sul doppio rapporto R dovuta all'efficienza di trigger neutro assume la forma:

$$(1 - \eta_{L00}) - (1 - \eta_{S00}) = \eta_{S00} - \eta_{L00} = (3.7 \pm 12) \times 10^{-4}$$

che si riflette in una correzione su ε'/ε pari a:

$$\sigma_{\varepsilon'/\varepsilon} = (-0.6 \pm 2) \times 10^{-4}$$

Data l'esiguità del campione di *minimum bias* e l'alta efficienza raggiunta dalla catena del trigger neutro, la dipendenza in funzione dell'impulso p del K è trascurabile.

La correzione totale ΔR dovuta alle efficienze di trigger, carico e neutro complessivamente, è:

$$\Delta R = ((4 + 3.7) \pm (19 \oplus 12)) \times 10^{-4} = (7.7 \pm 22) \times 10^{-4}$$

con un effetto su ε'/ε :

$$\sigma_{\varepsilon'/\varepsilon} = (-1.3 \pm 3.6) \times 10^{-4}$$

Tenendo presente che nel '97 l'errore statistico è dell'ordine di 6×10^{-4} , non si ha un peggioramento dell'errore complessivo a causa delle efficienze di trigger. Da notare che il limite alla precisione raggiunta nelle due misure è di natura statistica, ovvero dipendente dal numero di eventi di *minimum bias* raccolti durante la presa dati, quindi in linea di principio migliorabile. Le previsioni per il '98, anno in cui si è raccolta una statistica pari all'incirca alla metà dell'obiettivo proposto, sono molto buone perché da un lato si è aumentato il campione per lo studio dell'efficienza del trigger neutro, dall'altro si è ridotto almeno di un fattore 3 l'inefficienza nella catena del trigger carico.

4.6 Studio del tempo morto nel trigger carico

Come già descritto nel cap.3, il trigger carico non è completamente in *pipeline* e possiede alcuni stadi asincroni a tempo di risposta variabile preceduti da FIFO di ingresso. La loro funzione è di immagazzinare un certo numero di richieste, in attesa che lo stadio successivo le possa processare. Il riempimento delle FIFO viene controllato per poter segnalare la condizione di livello critico e per poter di conseguenza bloccare l'invio di ulteriori trigger da parte dell'L1TS.

Le FIFO in questione sono tre: una in ingresso al sistema di lettura delle camere, una prima dei Coordinate Builder e una nell'Event Dispatcher (si veda fig.4.13). Esiste la possibilità di programmare due livelli di controllo, uno "verde" e uno "rosso": basta un livello rosso per asserire L1OFF, devono essere tutti verdi per rilasciarlo.

Durante la presa dati del 1997 la configurazione del sistema è stata la seguente:
FIFO camere = non trattata
FIFO CB = livello verde 128, livello rosso 896
FIFO ED = livello verde <3, livello rosso >3
Il tempo di attraversamento dei tre stadi era tipicamente dell'ordine di 6-7 μ s, 1 μ s e 13 μ s rispettivamente.

Nel 1997 il segnale L1OFF è costituito da un OR logico delle condizioni critiche provenienti solo dalle FIFO della *MassBox*. La condizione di riempimento dell'ingresso delle camere è pertanto ignorata dal sistema, ma anche abbastanza improbabile, essendo il tempo di processamento dominato dall'ultimo stadio.

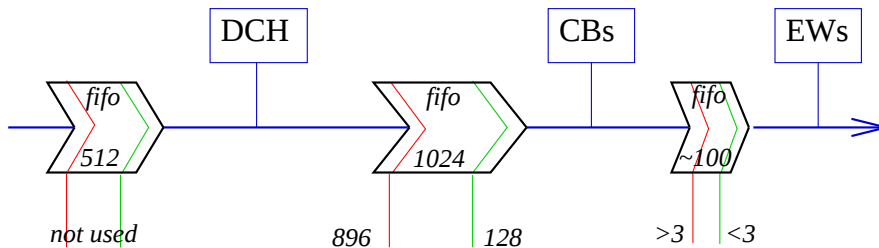


Figura 4.13: Sistema di FIFO nel trigger carico

Dal punto di vista funzionale, l'L1OFF va ad agire direttamente sullo stadio di trasmissione della parola di trigger dell'L1TS verso la *MassBox*, disabilitandolo. Esso viene anche trasferito all'L2TS come uno dei bit della parola dell'L1TS, dove raggiunge un contatore a 24 bit dedicato al conteggio del tempo morto del trigger carico, in unità di 25 ns e all'interno di un *burst*.

In condizioni di normalità l'L1OFF è un livello logico alto (lavora in logica negata), per questo anche visto come L1ON in logica positiva.

Le informazioni riguardanti l'L1OFF, utilizzate per studiarne la frequenza e il comportamento, provengono dal contatore di tempo morto in un *burst*, dal contatore del numero di transizioni che ha avuto il segnale in un *burst* e dalla registrazione del segnale su PMB digitali evento per evento. Un altro controllo, evento per evento, proviene dalla lettura dei valori assunti dal codice di trigger e dal *timestamp* di livello 1 inviati alla *MassBox* (il codice deve essere a zero e il *timestamp* al massimo valore possibile come conseguenza della struttura hardware).

Gli obiettivi principali di questo studio sono:

- 1) la misura della percentuale di tempo morto dovuta all'L1OFF in funzione del tempo, al fine di verificarne la bassa incidenza.
- 2) la misura della eventuale differenza S-L.

1) Percentuale di L1OFF

Esiste più di un modo per misurare la frazione di L1OFF avutasi durante la presa dati: il primo e più immediato è di controllare il numero di trigger di I Livello (da L1TS a *MassBox*) che sono stati bloccati dalla condizione L1OFF.

Questa informazione proviene direttamente dall'hardware, poichè lo *strobe* dei trigger per la *MassBox* viene contato sia prima sia dopo il veto dell'L1OFF, e registrato nei file di fine *burst* (*EOBfile*). Purtroppo alcuni inconvenienti tecnici (*offline* e/o *online*) hanno impedito la scrittura su *rawdata* dei file di fine *burst* nel $\sim 20\%$ dei casi; inoltre questi due contatori in particolare sono stati aggiunti solo dopo alcuni giorni. Non è quindi possibile controllare l'intera statistica con questo metodo.

Un metodo alternativo consiste nel selezionare un campione di eventi, per esempio i candidati $K \rightarrow \pi^0 \pi^0$, e nel misurare la frazione di questi aventi la condizione di L1OFF (registrato sulle PMB digitali evento per evento): in questo caso è stata considerata una selezione molto preliminare e priva dei tagli su *overflow* e attività accidentali in genere.

Partendo dal campione base di *135.033 burst* e considerando solo quelli in cui l'informazione di *end of burst* è disponibile, ovvero *97.979*, si ottiene:

$$\frac{N_{strobe}^{L1OFF}}{N_{strobe}^{TOT}} \rightarrow L1OFF_{strobe} = (8.347 \pm 0.001) \times 10^{-3}$$

$$\frac{N_{\pi^0 \pi^0}^{L1OFF}}{N_{\pi^0 \pi^0}^{TOT}} \rightarrow L1OFF_{\pi^0 \pi^0} = (7.90 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

I due valori non sono uguali entro l'errore, poiché il campione degli eventi neutri preso in considerazione contiene di per sé dei tagli correlati all'L1OFF, a cominciare dalla richiesta *online*: numero di picchi nelle due orientazioni X e Y ≤ 6 e ≤ 5 rispettivamente.

La differenza del 5% ($\pm 0.8\%$) è da considerarsi comunque molto piccola. Il campione è sufficientemente scorrelato con l'effetto stesso, e quindi un buon indicatore. I risultati danno conferma del fatto che il tempo morto del trigger carico ha una bassa incidenza.

Il controllo è stato ripetuto escludendo *burst* con molteplicità e distribuzioni di eventi leggermente fuori della norma, il che può implicare l'esclusione di *burst* con alta frazione di L1OFF (p.e. la *MassBox* ha smesso di funzionare ad un certo punto del *burst*). Su 72.800 *burst* si ottiene:

$$L1OFF_{strobe} = (6.841 \pm 0.001) \times 10^{-3}$$

$$L1OFF_{\pi^0\pi^0} = (6.41 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

La percentuale è diminuita del 18%, e le due misure rimangono coerenti. In fig. 4.14 è mostrato il numero di *strobe* persi per L1OFF per *burst*, nei due campioni.

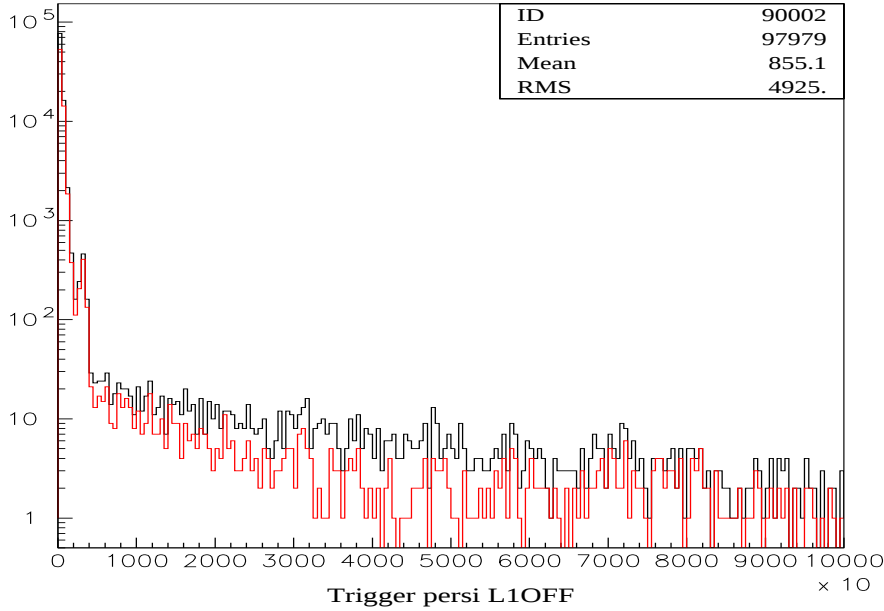


Figura 4.14: Numero di *strobe* persi per *burst*, nel campione base e nel campione col taglio sulla qualità dei *burst*

2) Differenze S-L

Il modo migliore per studiare la frazione di tempo morto vista dagli eventi di tipo S e di tipo L, è di considerare un campione il più possibile scorrelato dall'effetto, onde evitare di introdurre errori sistematici dovuti al metodo di analisi.

Questo campione è nel nostro caso rappresentato dagli eventi $\pi^0\pi^0$ triggerati dal L2N (codice di trigger *0x0010*). La catena del trigger neutro, così come il sistema di lettura del calorimetro elettromagnetico, non sono influenzati dalla presenza di tempo morto nella catena del trigger carico.

Ricordo che gli eventi $\pi^+\pi^-$ triggerati dalla *MassBox* (codice di trigger *0x0001*) non possono essere presi in considerazione, in quanto, per definizione, essi non saranno mai presenti insieme alla condizione di L1OFF.

Gli eventi di tipo $\pi^+\pi^-$ triggerati dal L1TS (codice di trigger *0x0002*) sono in teoria anch'essi indipendenti dal L1OFF, anche se potrebbe esserci una piccola correlazione tra riempimento delle FIFO (dovuto per esempio ad un picco di intensità) e condizioni di errore nel sistema di lettura delle camere. La statistica del campione è notevolmente inferiore a quella del primo gruppo, poiché i trigger di tipo L1 $\pi^+\pi^-$ sono molto meno selettivi e sono stati registrati in modo prescalato.

Si è proceduto nel seguente modo: sono stati selezionati gli eventi neutri presenti nel *NUT* $\pi^0\pi^0$ utilizzando i tagli descritti in sez. 4.2.2; sono state separate le categorie S e L utilizzando il metodo del *tagging*; sono state calcolate le frazioni di eventi avvenuti in coincidenza di L1OFF sotto varie condizioni:

caso A considerando l'insieme del campione base (~ 120000 *burst*, senza tagli sui flag di qualità), e la selezione completa degli eventi

caso B considerando l'insieme del campione "buono", in cui sono stati scartati *burst* anomali (in questa categoria rientrano anche quelli con un'alta percentuale di L1OFF, tale da alterare il numero di eventi carichi registrati), e la selezione completa degli eventi. In questo campione è stata studiata la dipendenza del fenomeno al variare dell'impulso del K (sono state prese in considerazione tre classi, [70,100] [100,120] [120,170] GeV).

caso C considerando l'insieme del campione "buono", e la selezione completa con l'esclusione del taglio sull'attività accidentale

In tabella 4.6 sono mostrati i numeri di eventi di tipo S ed L selezionati nei vari casi; la frazione di eventi persi, calcolata come $f = N_{eventi}^{L1OFF}/N_{eventi}^{TOT}$; l'errore su f secondo la formula $\sigma_f = \sqrt{f(1-f)/N_{eventi}^{TOT}}$.

	$K_S^{00} TOT$	f_S^{00}	$K_L^{00} TOT$	f_L^{00}
A	992978	8.72 ± 0.09	413227	8.73 ± 0.14
B	934150	5.89 ± 0.08	388123	5.77 ± 0.12
B [70,100]	241757	6.13 ± 0.16	114431	5.54 ± 0.22
B [100,120]	259273	5.92 ± 0.15	104042	5.56 ± 0.23
B [120,170]	433120	5.74 ± 0.11	169650	6.07 ± 0.19
C	943669	5.90 ± 0.08	397695	5.77 ± 0.12

Tabella 4.6: Frazioni di L1OFF per eventi neutri S e L ($\times 10^{-3}$)

Si può notare come nei casi A, B (complessivo) e C le frazioni di L1OFF viste da S e L sono tra loro consistenti, entro l'errore.

Nelle fig. 4.16 e 4.17 sono mostrati gli andamenti giornalieri delle frazioni di L1OFF per eventi S, L, e il loro rapporto S/L, nei campioni A e B rispettivamente. Le distribuzioni temporali di S e L si seguono con buona compatibilità. Notare come il tempo morto nel trigger carico è cambiato nel corso dei giorni: le variazioni dipendono fortemente dall'intensità dei fasci e in parte anche dallo stato dei sistemi di trigger.

La misura è stata ripetuta applicando la pesatura agli eventi di tipo K_L , al fine di poter valutare l'influenza effettiva sul doppio rapporto R . In tab. 4.7 sono riportati i risultati. L'errore su $f_L^{00 \text{ Weighted}}$ è stato calcolato secondo la formula (4.8).

	$K_L^{00 \text{ Weighted}}$	$f_L^{00 \text{ Weighted}}$
A	114788	8.73 ± 0.20
B	107759	5.79 ± 0.17
B [70,100]	28305	5.55 ± 0.30
B [100,120]	27572	5.62 ± 0.32
B [120,170]	51881	6.02 ± 0.25
C	109223	5.83 ± 0.17

Tabella 4.7: Frazioni di L1OFF per eventi neutri L pesati ($\times 10^{-3}$)

Con la pesatura degli eventi la situazione rimane invariata. Considerando il campione B per K_S e K_L pesati si ha:

$$f_S^{00} = (5.89 \pm 0.08) \times 10^{-3} \quad , \quad f_L^{00 \text{ Weighted}} = (5.79 \pm 0.17) \times 10^{-3}$$

L'eventuale correzione su R sarebbe dell'ordine di $(1 \pm 1.8) \times 10^{-4}$.

Lo studio delle frazioni di L1OFF in bin di p mostra come la differenza S-L diventi meno trascurabile, come si può notare in entrambe le tabelle, e graficamente in fig. 4.15.

Conclusioni

Il tempo morto nel trigger carico determina una correzione piccola sul doppio rapporto R . Tuttavia la sua dipendenza dall'impulso implica la correzione a livello di $R(p)$. In tal caso, data la scarsa statistica a disposizione e il conseguente errore di cui sarebbe affetta la misura (i *bin* di p sono 20), e data la possibilità di trattare questo effetto come reale tempo morto avutosi nella totalità del sistema di trigger, si è deciso di *simmetrizzare il taglio*. Ovvero, si è deciso di applicare anche agli eventi neutri il tempo morto del trigger carico, in modo tale che eventuali differenze S-L presenti nei carichi vengano riprodotte nei neutri, cancellandosi così nel doppio rapporto.

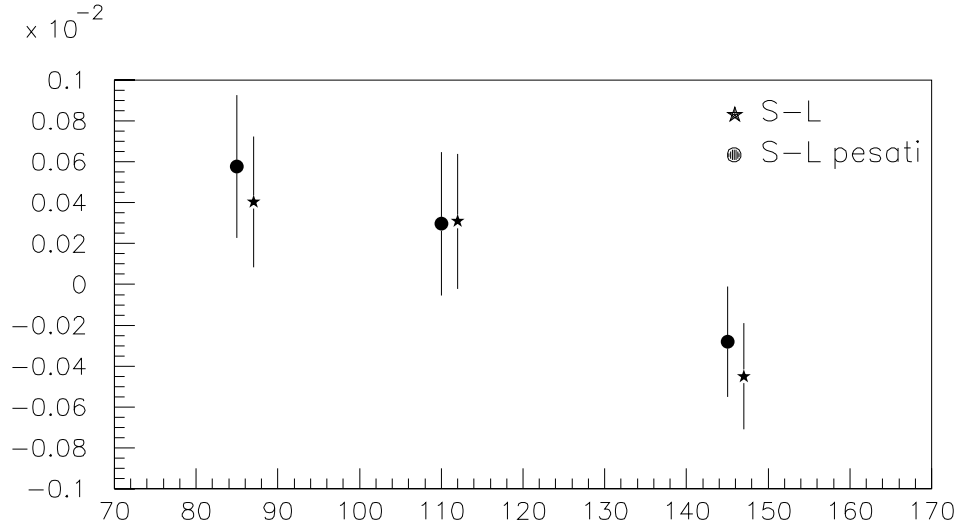


Figura 4.15: Campione B. Differenze S-L e S-L pesati in funzione dell'impulso del K . Si è diviso l'intervallo in tre *bin* di impulso, $[70,100]$, $[100,120]$, $[120,170]$

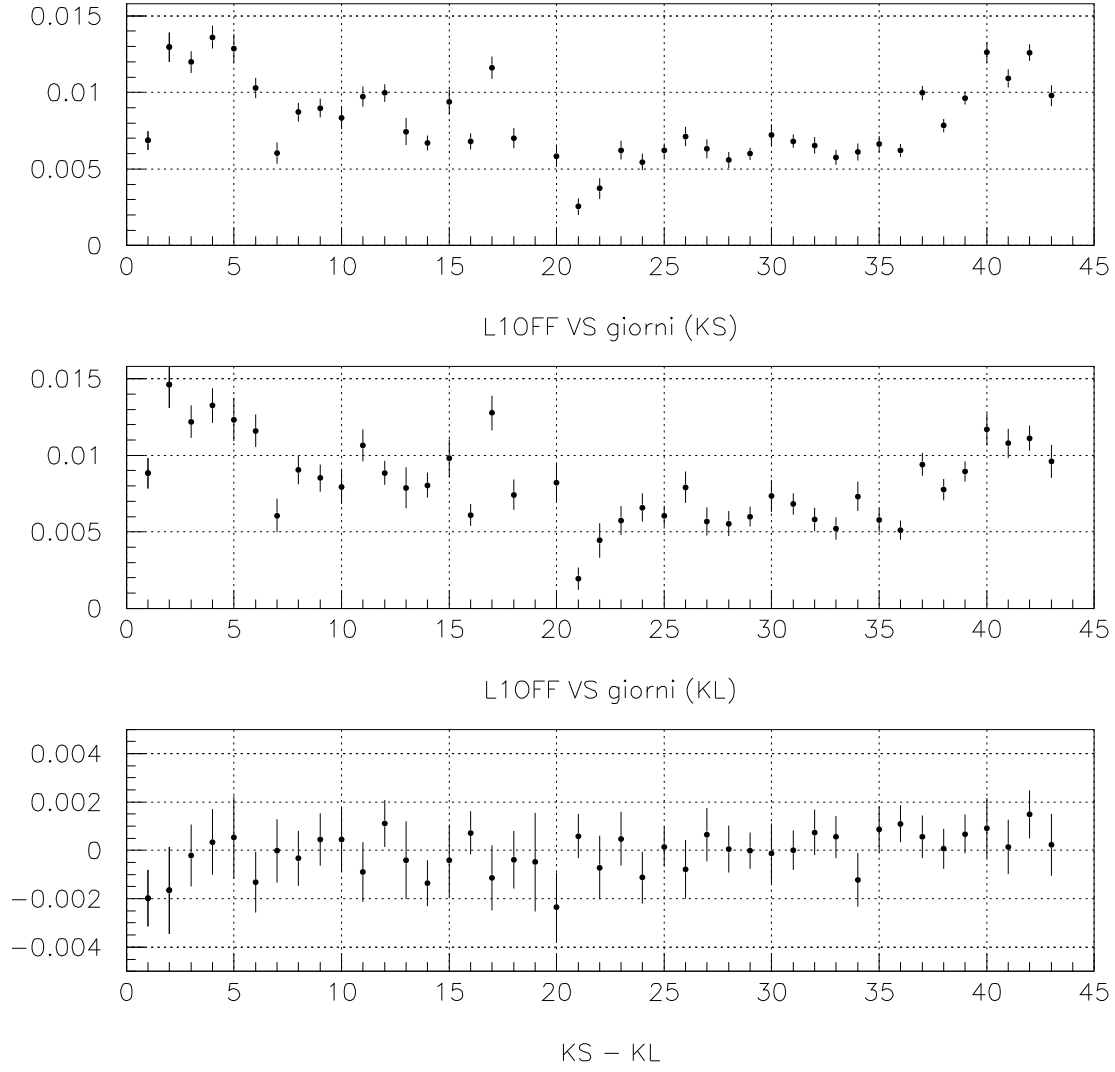


Figura 4.16: Campione A. Nei tre grafici rispettivamente: frazione di L1OFF vista dai $\pi^0\pi^0$ in funzione del tempo, per eventi di tipo S, di tipo L, differenza $K_S - K_L$

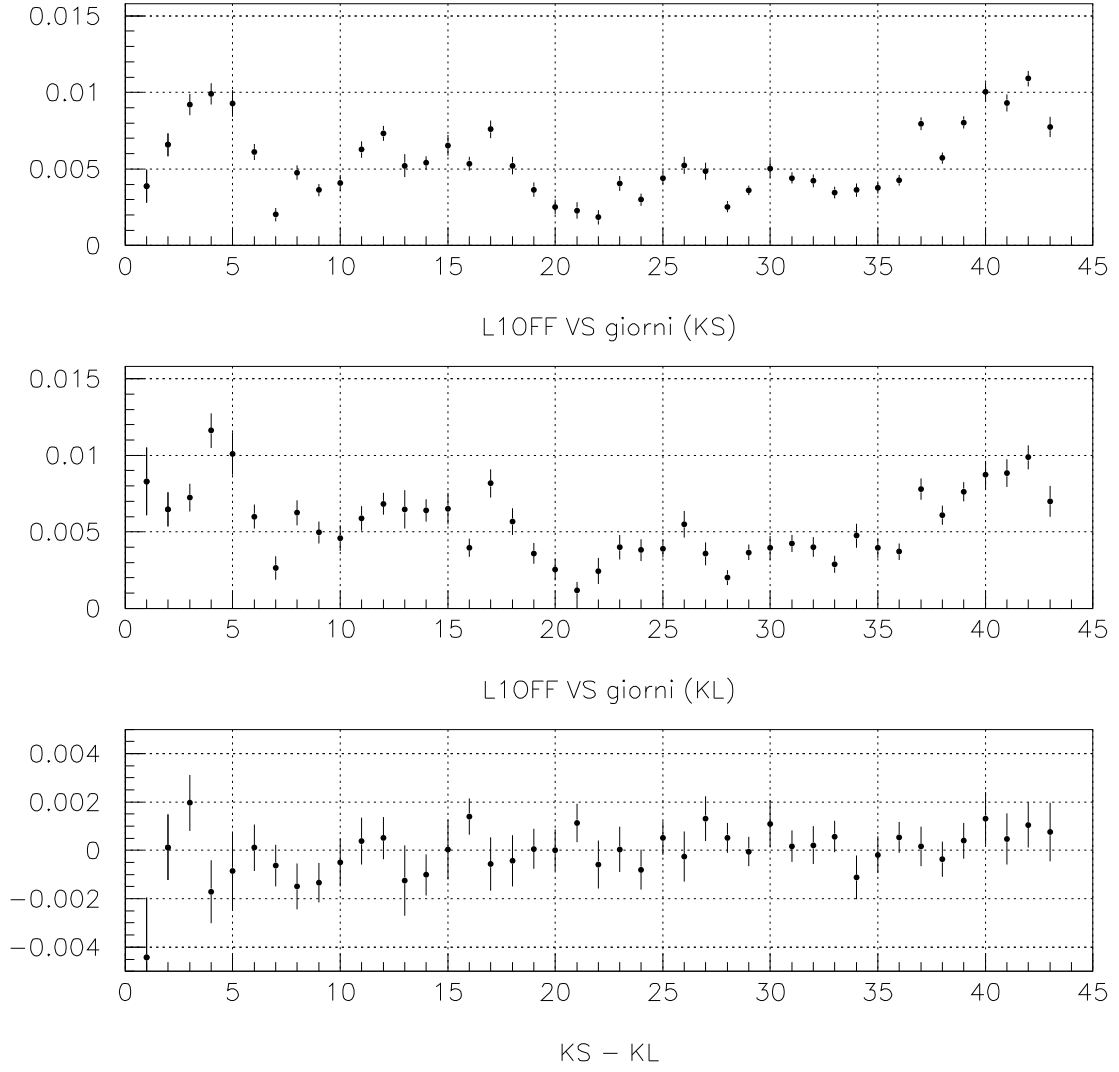


Figura 4.17: Campione B. Nei tre grafici rispettivamente: frazione di L1OFF vista dai $\pi^0\pi^0$ in funzione del tempo, per eventi di tipo S, di tipo L, differenza $K_S - K_L$

Capitolo 5

Correzione su R per gli accidentali

Le perdite o i guadagni accidentali di eventi nei quattro modi possono alterare notevolmente la misura del doppio rapporto R .

In questo capitolo viene presentata l'analisi per la valutazione della correzione al doppio rapporto dovuta agli accidentali **non in tempo**, cioè all'attività accidentale presente nel rivelatore, in grado di impedire la corretta ricostruzione di un certo decadimento, non generata dallo stesso protone che origina il decadimento stesso.

Nell'esperimento predecessore questa correzione è stata una delle più importanti [12], soprattutto perché i due fasci erano separati e quindi eventi di tipo S e L erano affetti da attività accidentali completamente diverse.

La procedura adottata per la misura della correzione, analoga a quella utilizzata da NA31, è detta “metodo degli *overlay*”. In questo capitolo viene anche presentato un metodo alternativo, di nuova concezione, tuttora in fase di analisi, sviluppatosi dalla constatazione che in NA48 i due fasci sono simultanei ed è quindi possibile affrontare il problema con una ottica differente.

5.1 Presentazione dei metodi

Il metodo degli *overlay* riprende quanto già fatto per l'analisi degli accidentali nell'esperienza NA31.

Il principio è il seguente: a partire da un insieme di eventi si costruisce un insieme gemello costituito dagli stessi eventi a cui sono stati aggiunti linearmente (con qualche precauzione) degli eventi chiamati *random*, perché triggerati da condizioni più o meno casuali. Sia gli eventi di partenza, sia l'insieme di eventi gemelli vengono sottoposti alla procedura di analisi per l'identificazione dei quattro modi di decadimento. Così facendo si è in grado di paragonare i risultati finali, quantificando l'effetto distruttivo

o costruttivo dell'evento *random*, contenente per definizione l'attività accidentale non in tempo con l'evento di partenza.

Il secondo metodo, detto *della correlazione*, parte dal presupposto fondamentale che l'attività accidentale vista dai due fasci, simultanei, provenga unicamente dal fascio K_L . La valutazione dell'effetto sul doppio rapporto, visto nel suo complesso, avviene attraverso lo studio delle differenze istantanee nelle intensità relative dei due fasci, e delle differenze sulla efficacia degli accidentali per eventi carichi e neutri.

È facile convincersi che l'attività accidentale non in tempo proviene principalmente dal fascio dei K_L , se si pensa che, date le intensità medie di protoni sui due bersagli e la durata effettiva del periodo di estrazione (si veda sez. 5.4.1), in una finestra di ~ 6 ns si hanno:

$$4200 \text{ protoni sul bersaglio } K_L \quad , \quad 0.2 \text{ protoni sul bersaglio } K_S.$$

Il fatto che il bersaglio dei K_L sia 120 m a monte rispetto al bersaglio dei K_S riduce la probabilità complessiva che i prodotti generati raggiungano la zona fiduciale. Ciononostante l'attività proveniente dai K_S risulta trascurabile. In fig. 5.1 è mostrata la distribuzione spaziale dei vertici ricostruiti negli eventi *random*: risulta chiara la provenienza dalla linea di fascio del K_L , centrata a $x=0, y=0$. L'8% dei vertici proviene da conversioni di fotoni del fascio nella prima camera a deriva ($z \simeq 9700$ cm).

5.2 Metodo degli *overlay*

Durante il processamento preliminare dei dati raccolti nel 1997, il $\sim 20\%$ degli eventi registrati nei trigger di tipo ε'/ε (carichi e neutri), ancora a livello di *rawdata*, sono stati sottoposti alla procedura dell'*overlay*. Tale procedura consiste nel sommare alle informazioni dell'evento, provenienti dai diversi rivelatori, il corrispondente contenuto relativo ad un evento di tipo *random*.

Poiché si desidera avere informazioni sulle attività accidentali correlate coi due fasci, è necessario generare due differenti tipi di trigger per la registrazione degli eventi *random*, che siano allo stesso tempo proporzionali alle intensità dei due fasci, ma scorrelati con gli eventuali eventi prodotti nei bersagli.

Esistono due apparati sperimentali in grado di monitorare l'attività dei due fasci:

- il *Beam Monitor* (BM), posto al fondo del tubo di decadimento. È costituito da uno scintillatore preceduto da uno spessore di piombo per la conversione dei fotoni presenti in gran quantità nel fascio dei K_L . Ricordiamo che il fascio dei K_S è un fattore 10^5 meno intenso del fascio K_L , determinando così un contributo trascurabile al conteggio del BM.

- il *KS Monitor* (KSM). È costituito da un insieme di scintillatori posizionati intorno

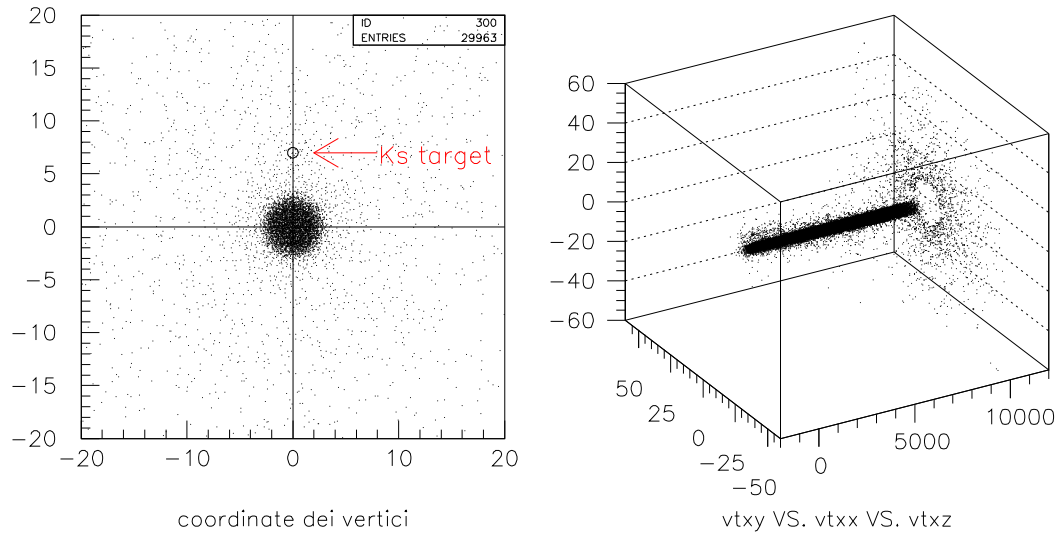


Figura 5.1: Distribuzione bidimensionale (ingrandimento intorno ai bersagli) e tridimensionale dei vertici ricostruiti nel campione di eventi *random*. Nel grafico di destra è evidente la provenienza dal fascio K_L e dalla prima camera a deriva

al punto di interazione del fascio di protoni con il bersaglio dei K_S . Il suo conteggio risulta proporzionale all'attività del fascio K_S .

I due tipi di trigger *random* sono derivati dai due rivelatori di *monitor* sopra descritti. Si ha:

- *random KS*: segnale del *KS Monitor* prescalato.
- *random KL*: segnale del *KL Monitor* prescalato e ritardato della quantità $69.3 \mu s$. Il ritardo è necessario al fine di garantire una buona correlazione con gli eventi. Il valore del ritardo non è casuale, ma corrisponde a tre periodi di rivoluzione nella macchina acceleratrice SPS, tempo dopo il quale si riverificano le stesse condizioni di accettazione per il fascio estratto.

Il segnale del *KS Monitor* non viene ritardato perché, data la geometria del rivelatore, è sufficientemente correlato con i decadimenti del fascio K_S .

I trigger *random* sono stati acquisiti in contemporanea alla normale presa dati, mediamente 10 *random KS* e 10 *random KL* al *burst*, in corrispondenza dei quali si è eseguita una lettura dei rivelatori priva della soppressione degli zeri.

Durante la procedura dell'*overlay* si utilizzano in parte uguale *random KS* e *random KL*. Data l'esiguità del campione, lo stesso *random* è stato usato ~ 6 volte nella procedura di sovrapposizione. In fase di analisi, momento in cui è possibile

distinguere il fascio di origine di un evento, si devono considerare unicamente gli eventi K_S sovrapposti con *random KS*, e gli eventi K_L sovrapposti con *random KL*, al fine di tenere in considerazione le eventuali decorrelazioni dei due fasci nella valutazione della correzione per gli accidentali. Questa distinzione determina una perdita statistica del 50% del campione di eventi *overlay*.

Confrontando il comportamento degli eventi *overlay* nell'attraversare la selezione rispetto agli eventi originari, si può valutare l'effetto dell'attività accidentale.

5.2.1 Il campione di eventi contenenti l'attività accidentale

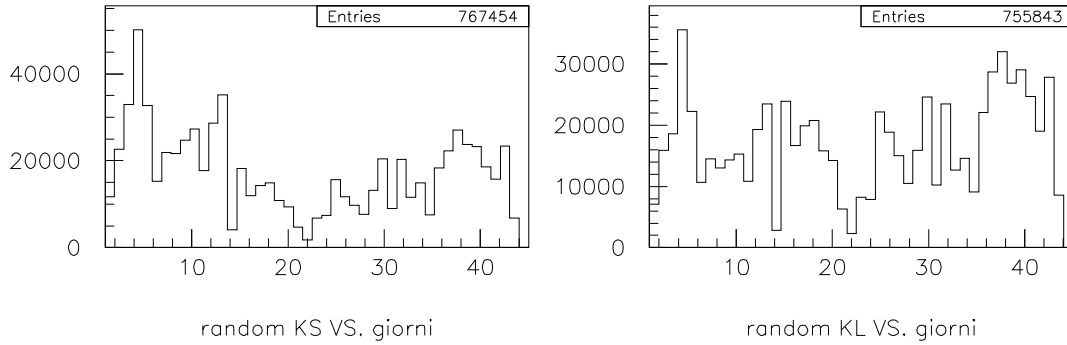


Figura 5.2: Distribuzione temporale dei random KS e KL registrati durante la presa dati

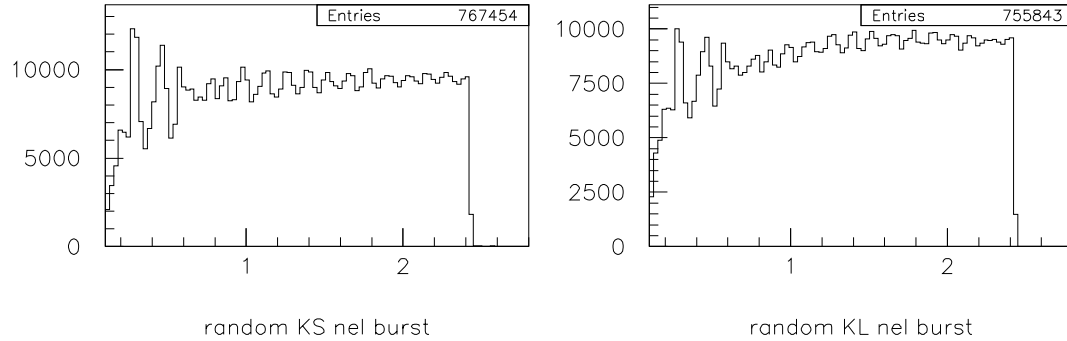


Figura 5.3: Distribuzione dei random KS e KL all'interno dei 2.5 s del *burst*

La statistica totale di *random* accumulata nel 1997 è di circa 1.525.000 trigger.

La fig. 5.2 mostra le distribuzioni temporali dei campioni KS e KL acquisiti durante i 45 giorni di run, mentre la fig. 5.3 mostra le distribuzioni temporali degli eventi all'interno del *burst*. La struttura periodica, presente all'inizio del *burst*, è dovuta al fatto che, durante i primi quindici giorni, si azzerava erroneamente all'inizio

di ogni *burst* il circuito che determinava il *prescaling* dei trigger random. Dato l'alto conteggio dei segnali in questione e l'alto valore di *prescaling*, l'azzeramento della condizione iniziale aumentava la probabilità che i trigger cadessero in una sequenza di stretti intervalli temporali. La quantizzazione decresceva nel tempo. Durante il primo periodo vi è quindi una sistematica mancanza di trigger random in determinati intervalli del *burst*. In figg. 5.4 e 5.5 viene messo a confronto un numero paragonabile di eventi *random* estratti dai due periodi: in particolare si analizzano il numero e l'energia dei *cluster* nella prima, e il numero e l'impulso delle tracce nella seconda. Non vi sono differenze apprezzabili nelle distribuzioni e nelle medie. L'effetto della quantizzazione dei trigger random è stato valutato trascurabile.

La percentuale di eventi *random* contenenti una qualche attività in grado di interferire con la ricostruzione dei buoni candidati è bassa. Considerando come “pericolosi” indicativamente gli eventi contenenti almeno una traccia di impulso maggiore di 8 GeV (per i carichi) oppure contenenti almeno un *cluster* di energia maggiore di 2 GeV (per i neutri), si ottengono le seguenti statistiche:

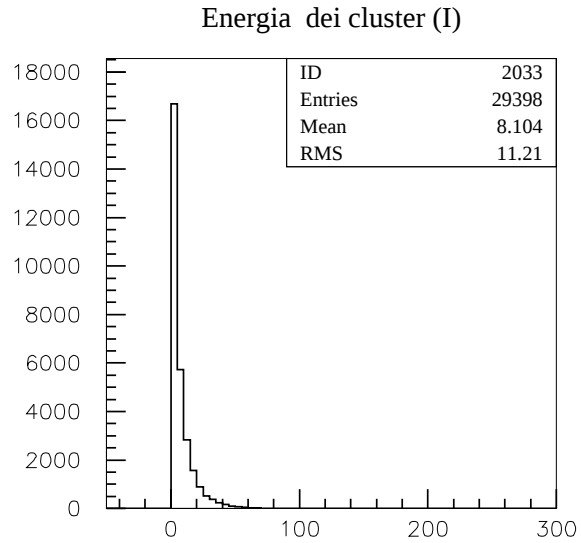
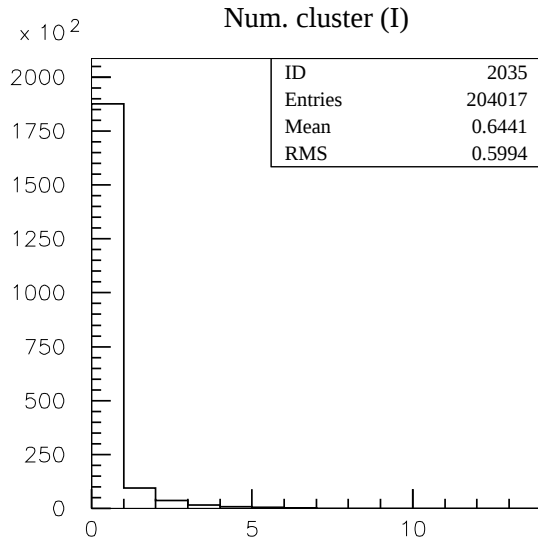
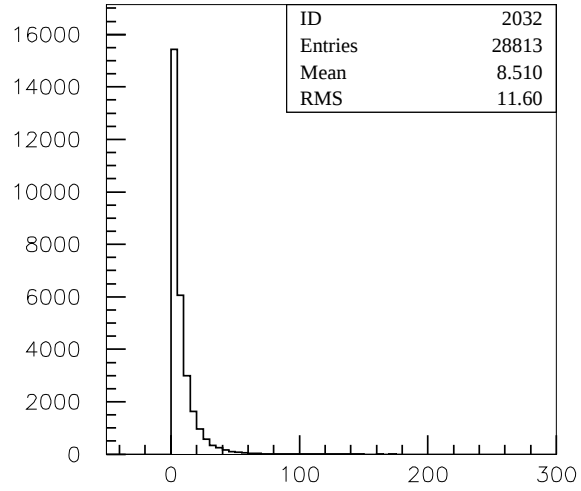
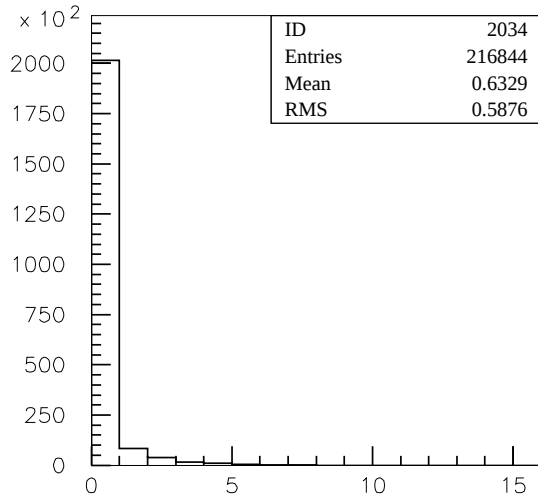
	≥ 1 traccia ($p \geq 8$)	≥ 1 cluster ($E \geq 2$)
su 767454 K_S	18191 (2.4%)	69788 (9.0%)
su 755843 K_L	20742 (2.7%)	76481 (10.0%)
<i>totale</i>	38933 (2.5%)	146269 (9.5%)

L'evento *random* contiene quindi nella maggior parte dei casi il rumore di fondo dell'apparato sperimentale: nella costruzione dell'*overlay* tale contributo viene sottratto in modo tale da non generare effetti sistematici artificiali.

In fig. 5.6 è mostrata la fase degli eventi *random* K_S e K_L rispetto al ciclo di rivoluzione dell'SPS (di 23.1 μs , si veda sez. 5.4.1). All'interno del ciclo sono presenti due buchi di fascio di ~ 400 ns, visibili ovviamente anche nella distribuzione degli eventi fisici. Il tempo del trigger degli eventi *random* deve essere calcolato in modo da riprodurre esattamente la fase degli eventi fisici: questo è stato fatto correttamente solo per i *random* K_L , mentre i *random* K_S sono risultati posticipati di ~ 250 ns. Per valutare l'effetto derivante dalla cattiva sincronizzazione del trigger, si può misurare il **bias** di intensità visto dal *random* K_S attraverso la misura della correlazione:

$$C_{KS} = \frac{\sum_{bin} K_L \cdot K_S}{\sum_{bin} K_S} \cdot \frac{\sum_{bin} K_L}{\sum_{bin} K_L \cdot K_L}$$

dove con K_L K_S si sono indicati i numeri di *random* dei due tipi in un determinato *bin* di fase. La decorrelazione media misurata su tutto il run è di 1.8%. Anche in questo caso l'effetto sulla correzione per gli accidentali è trascurabile.



Num. cluster (II)

Energia dei cluster (II)

Figura 5.4: Distribuzione del numero di *cluster* e della loro energia per eventi *random* appartenenti al I e al II periodo

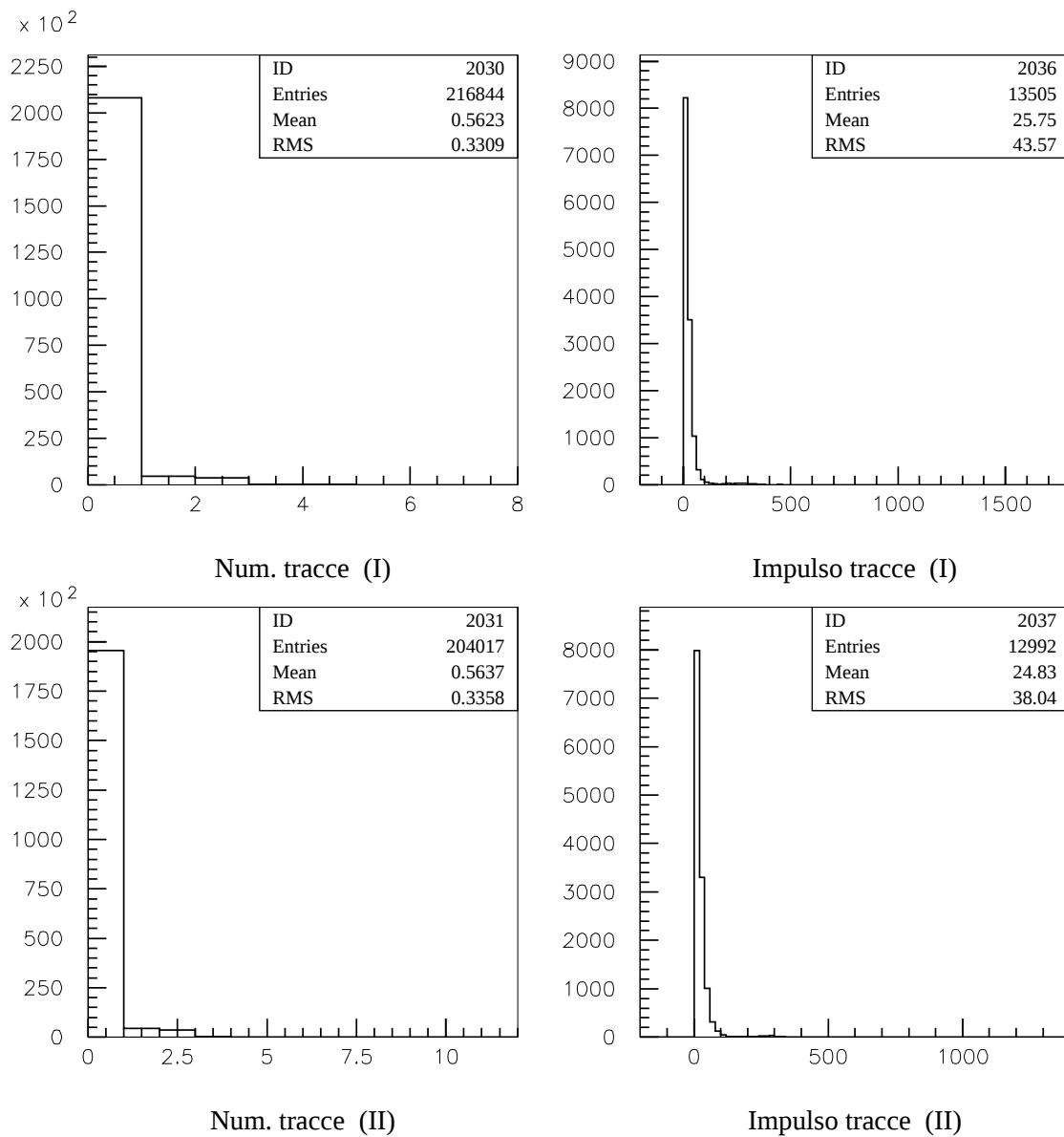


Figura 5.5: Distribuzione del numero di tracce e del loro impulso per eventi *random* appartenenti al I e al II periodo

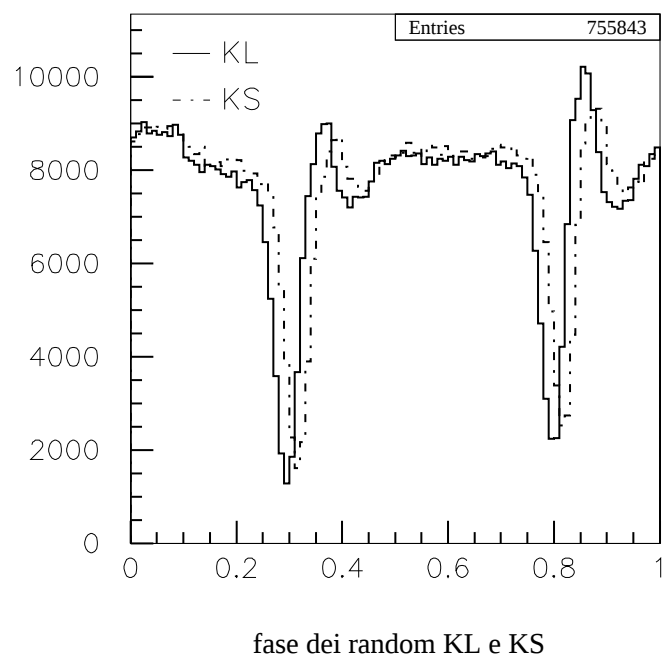


Figura 5.6: Fase degli eventi *random KS* e *KL* rispetto al ciclo di rivoluzione dell'SPS

5.2.2 Il confronto tra *overlay* e originari

- A) Partendo dal campione di *rawdata* dei quali si è costruito l'*overlay*, si considerano solo gli eventi che hanno la sovrapposizione con il *random* della giusta segnatura (S con S e L con L), definendo così un sottoinsieme A , pari all'incirca alla metà del campione iniziale.
- B) Si sottopone l'insieme A alla procedura di analisi per il riconoscimento del numero di decadimenti nei quattro modi e per la misura del doppio rapporto R , ottenendo il valore R_A^m .
- C) Partendo dall'insieme di eventi *overlay* immagine dell'insieme A , si procede alla valutazione del doppio rapporto, chiamato in questo caso R_A^{ovl} .

La misura R_A^m è equivalente alla misura effettuata nell'analisi standard, a parte la diversa statistica del campione utilizzato. Si può scrivere che:

$$R_A^m = R^{vero} (1 + \alpha < \frac{I(t)}{I_0} >)$$

dove con $\alpha < I(t)/I_0 >$ si è indicato l'effetto degli accidentali, proporzionale alla media dell'intensità istantanea di attività $I(t)$ (normalizzata all'intensità media I_0). Analogamente si può scrivere:

$$R_A^{ovl} = R^{vero} (1 + \alpha < \frac{I'(t)}{I_0} >)$$

Mentre nel caso del doppio rapporto misurato sugli eventi fisici, l'intensità media normalizzata è uguale a 1, nel caso degli eventi *overlay* l'intensità media normalizzata è uguale, per costruzione, a 2. Dal sistema:

$$\begin{cases} R_A^m = R^{vero} + \alpha R^{vero} \\ R_A^{ovl} = R^{vero} + 2\alpha R^{vero} \end{cases}$$

si ottiene, eliminando α :

$$\Rightarrow R^{vero} = R_A^m - \Delta R = R_A^m - (R_A^{ovl} - R_A^m) \quad (5.1)$$

La quantità $R_A^{ovl} - R_A^m$ rappresenta la correzione al doppio rapporto misurato dovuta agli accidentali.

Una volta eseguite le selezioni sui due insieme di eventi, può succedere che l'evento che inizialmente passava la selezione venga soppresso o meno dall'attività accidentale. Analogamente può succedere che un evento che inizialmente non passava la selezione, rientri successivamente nel gruppo dei selezionati. Si possono definire le seguenti categorie:

a eventi che hanno passato la selezione sia come originali sia come *overlay*

b eventi che sono stati persi nel passare da originali a *overlay*

c eventi che sono stati guadagnati nel passare da originali a *overlay*

s eventi che hanno passato la selezione come originali, $s = a + b$

t eventi che hanno passato la selezione come *overlay*, $t = a + c$

In base a queste categorie si può scrivere:

$$R_A^m = \frac{s_{K_L^{00}} s_{K_S^{+-}}}{s_{K_S^{00}} s_{K_L^{+-}}} \quad R_A^{ovl} = \frac{t_{K_L^{00}} t_{K_S^{+-}}}{t_{K_S^{00}} t_{K_L^{+-}}}$$

La valutazione dell'errore su $\Delta R = R_A^{ovl} - R_A^m$ deve tenere conto della correlazione esistente tra il campione degli s ed il campione dei t , dovuta alla categoria di eventi a che sono comuni ai due casi (e sono anche la maggior parte). Riscrivendo ΔR nella forma:

$$\Delta R = \frac{(a+c)_{K_L^{00}} (a+c)_{K_S^{+-}}}{(a+c)_{K_S^{00}} (a+c)_{K_L^{+-}}} - \frac{(a+b)_{K_L^{00}} (a+b)_{K_S^{+-}}}{(a+b)_{K_S^{00}} (a+b)_{K_L^{+-}}},$$

raccogliendo il contributo dovuto agli eventi comuni a , e approssimando al primo ordine nelle variabili c/a e b/a (c e $b \ll a$), si ottiene:

$$\Delta R = \frac{a_{K_L^{00}} a_{K_S^{+-}}}{a_{K_S^{00}} a_{K_L^{+-}}} \cdot \left[\left(\frac{\delta a}{a} \right)_{K_L^{00}} - \left(\frac{\delta a}{a} \right)_{K_S^{00}} + \left(\frac{\delta a}{a} \right)_{K_S^{+-}} - \left(\frac{\delta a}{a} \right)_{K_L^{+-}} \right]$$

dove si è indicato con δa la differenza:

$$\delta a_i = c_i - b_i \quad \text{con } i = K_L^{00}, K_S^{00}, K_S^{+-}, K_L^{+-}.$$

L'errore su ΔR può essere valutato, considerando a, b, c indipendenti, come:

$$\sigma_{\Delta R}^2 = \sum_{i=1}^4 \left[\left(\frac{\partial \Delta R}{\partial a_i} \right)^2 \sigma_{a_i}^2 + \left(\frac{\partial \Delta R}{\partial \delta a_i} \right)^2 \sigma_{\delta a_i}^2 \right] \quad (5.2)$$

Una volta nota la correzione ΔR , la correzione su ε'/ε segue dalla relazione:

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} = \frac{1}{6} (1 - R^{vero}) = \frac{1}{6} (1 - (R^m - \Delta R)) = \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right)^m + \frac{\Delta R}{6} \quad (5.3)$$

5.2.3 Misura della correzione ΔR

Si è applicato il metodo sopra descritto a tutta la statistica di eventi con *overlay* esistente per il 1997.

Nelle tabelle 5.1 e 5.2 sono riportati i numeri di decadimenti selezionati divisi secondo le varie categorie, rispettivamente per eventi K_S e K_L e per eventi K_S e K_L pesati. Nel paragrafo successivo vengono commentate le principali cause di alterazione del numero di decadimenti nei quattro modi.

	a	b	c	s (ev ^{tot})	t (ovl ^{tot})
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	135722	3568	249	139290	135971
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	55104	1602	111	56706	55215
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	108922	2144	1828	111066	110750
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	43522	1592	1442	45114	44964

Tabella 5.1: Eventi e *overlay*

	a	b	c	s (ev ^{tot})	t (ovl ^{tot})
$K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$	135722	3568	249	139290	135971
$K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$	15653	453	32	16106	15682
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	108922	2144	1828	111066	110750
$K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$	11868	610	461	12477	12430

Tabella 5.2: Eventi e *overlay* (K_L pesati)

I risultati ottenuti per la misura del doppio rapporto per eventi fisici e per eventi *overlay* per la correzione ΔR , sono:

$$\begin{aligned}
R_A^m &= 0.9756 \pm 0.0089 \\
R^{ovl} &= 0.9774 \pm 0.0089 \\
\Delta R &= (18 \pm 24) \times 10^{-4}
\end{aligned}$$

I valori di R riportati non contengono nessun'altra correzione, quindi si sottolinea che non possono essere presi in considerazione come estimatori del doppio rapporto fisico.

L'effetto su ε'/ε è, secondo la (5.3):

$$\Delta \left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon} \right) = \frac{\Delta R}{6} = (3 \pm 4) \times 10^{-4}$$

5.2.4 Cause dei guadagni e delle perdite

È interessante analizzare quali sono i principali motivi per cui un evento originario è stato perso o guadagnato a causa di un accidentale. Questa analisi è importante

soprattutto per controllare la correttezza e la ragionevolezza dei risultati ottenuti. È chiaro infatti che il punto cruciale di questo metodo è la costruzione dell'evento *overlay*, in cui un errore casuale può produrre grossi cambiamenti.

Nelle pagine successive sono mostrati dei grafici riassuntivi in cui sono visualizzate tutte le cause principali di perdita o guadagno. La lettura dei grafici è la seguente.

- eventi persi: in ogni colonnina è raffigurato il numero di eventi che sono stati persi a causa del taglio scritto in corrispondenza dell'asse delle x . I tagli sono trattati indipendentemente. Un evento può essere perso per più di un motivo. Nell'ultima colonna di destra è mostrato il totale di eventi persi.
- eventi guadagnati: in ogni colonnina raffigurato il numero di eventi per cui l'originale è stato perso a causa del taglio scritto in corrispondenza dell'asse delle x . L'evento con l'*overlay* è stato di conseguenza guadagnato perché è cambiato il valore della variabile corrispondente al taglio in senso positivo. Nuovamente i tagli sono trattati indipendentemente.

Le selezioni che sono state applicate sono state descritte nel cap. 4, sez. 4.2.

Nel confronto tra K_L e K_L pesati si nota la variazione di importanza dei tagli correlati con la posizione in z nella zona di decadimento.

Brevemente si elenca la simbologia dei tagli, utilizzata sull'asse x :

- pK : impulso K
- p π : impulso p
- Asym : asimmetria delle due tracce
- AKS : *hit* AKS
- c τ 0 : vita media > 0
- c τ 3.5 : vita media < 3.5
- pt2 : impulso trasverso del K
- mK : massa K
- tag : *tagging* del decadimento
- aLKrE : accettazione esterna calorimetro
- Cog : centro di gravità del deposito di energia
- aDCH1 : accettazione prima camera
- aLKrI : accettazione interna calorimetro
- Ke3
- K μ 3
- time : tempo dell'evento
- ovf : *overflow*
- bur t : tempo evento all'interno del *burst*. Questo taglio elimina la parte iniziale e finale del *burst*, in cui vi sono grandi picchi di intensità del fascio
- aMuv : accettazione dei contatori dei muoni

- E_γ : energia del γ
- χ^2 : legato al raggio dell'ellisse, ricostruzione masse neutri
- $D_{\gamma\gamma}$: distanza minima tra due fotoni
- exclu : presenza di *extra cluster*.

Per gli eventi carichi

S e L mostrano un comportamento molto simile. La principale causa di perdita è il verificarsi della condizione di *overflow*. Pur essendo l'evento originario e l'*overlay* privi di *overflow*, la loro somma produce talvolta tale condizione.

Segue per importanza il taglio per la reiezione del $K\mu 3$: la presenza di muoni accidentali in tal caso fa perdere l'evento originale.

Gli altri tagli possono casualmente sopprimere l'evento originale, ma sono principalmente effetti di bordo ai limiti degli intervalli di valori accettati.

La principale causa di “guadagno” è il taglio per la reiezione del $Ke 3$. In realtà, mentre l'evento originario ha un valore di E/p fuori limite, per l'evento *overlay* la ricostruzione non riesce a calcolare l' E/p delle tracce, a causa di una mancata associazione traccia-*cluster*, e in questo caso la selezione non applica tale taglio.

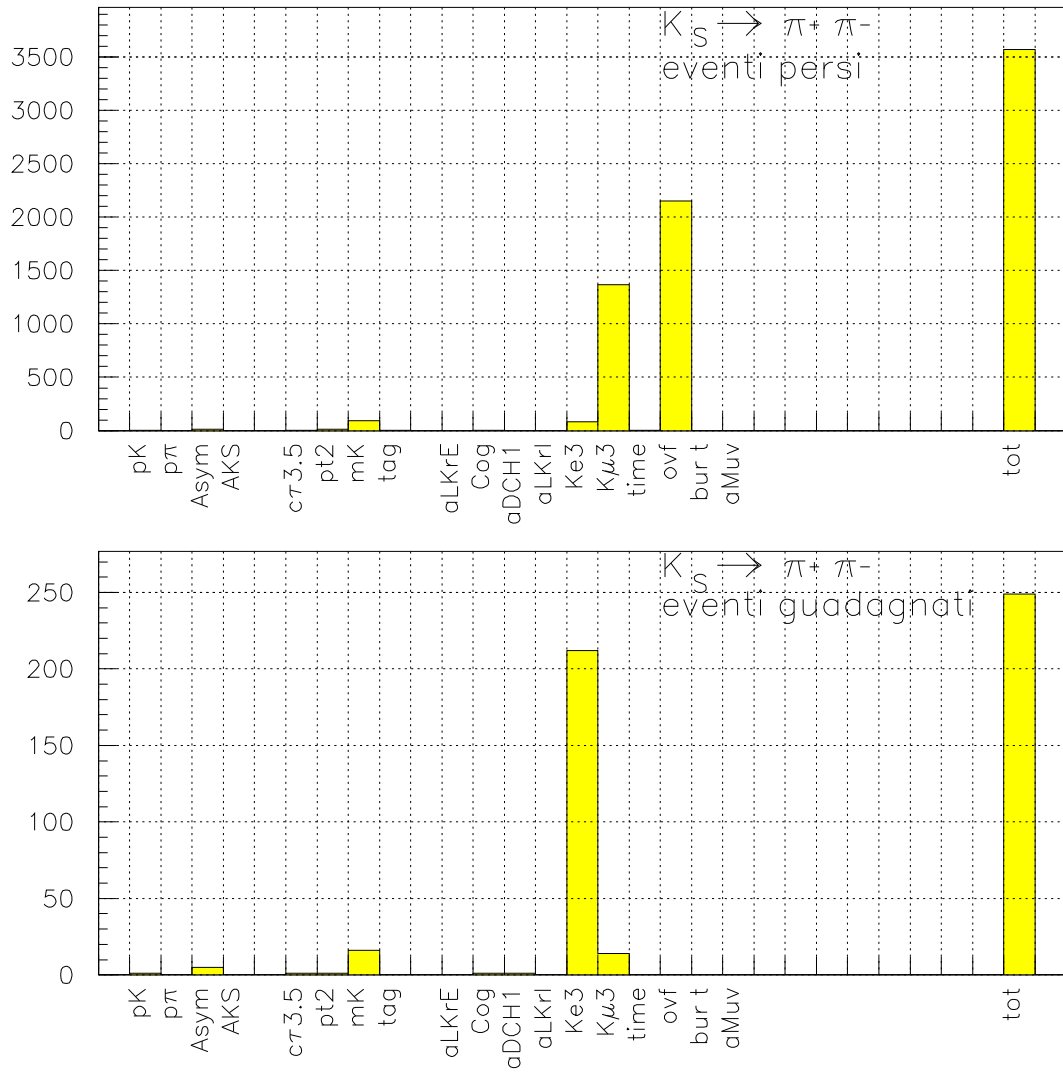


Figura 5.7: Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Il numero totale di K_S carichi nel campione fisico è 139290

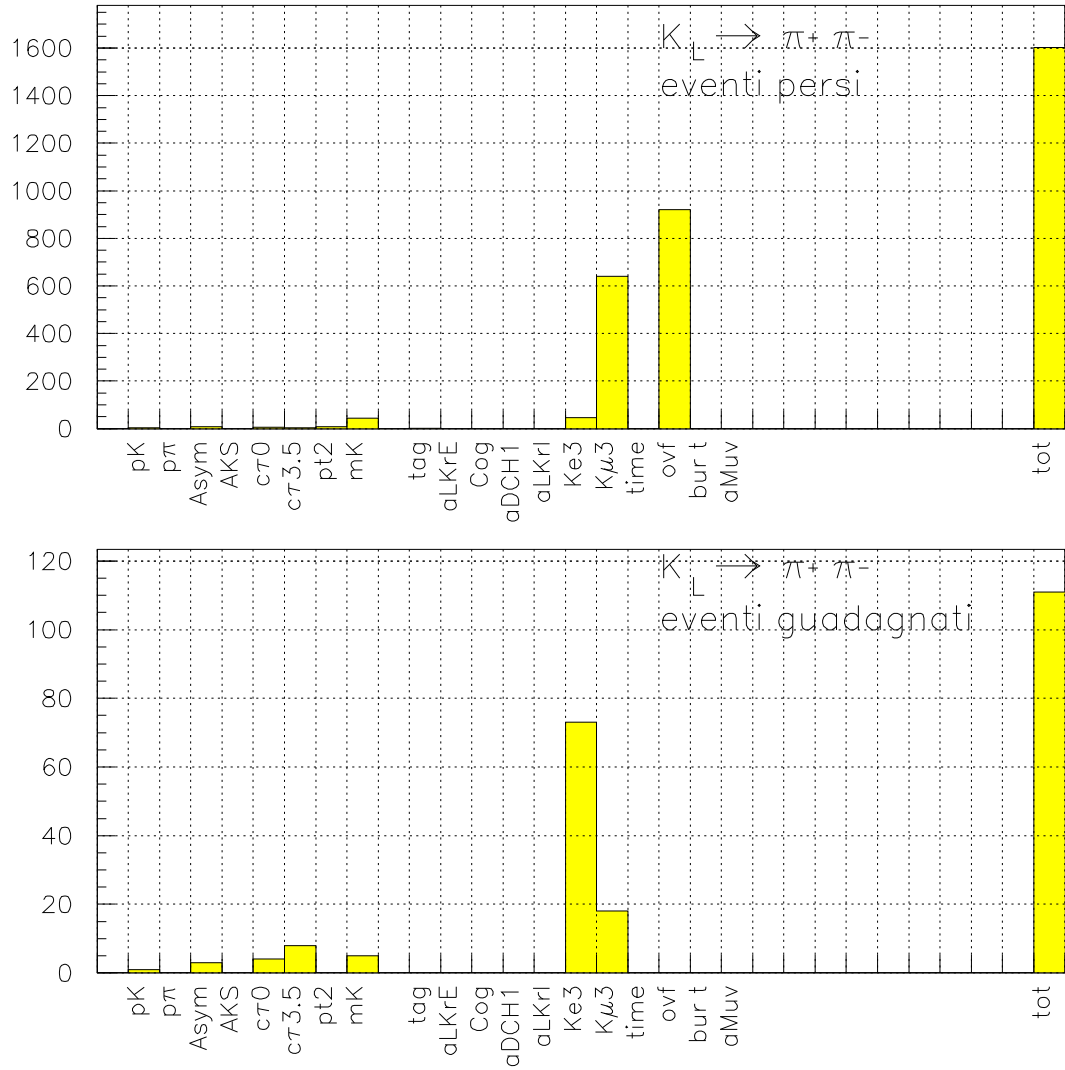


Figura 5.8: Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Il numero totale di K_L carichi nel campione fisico è 56706

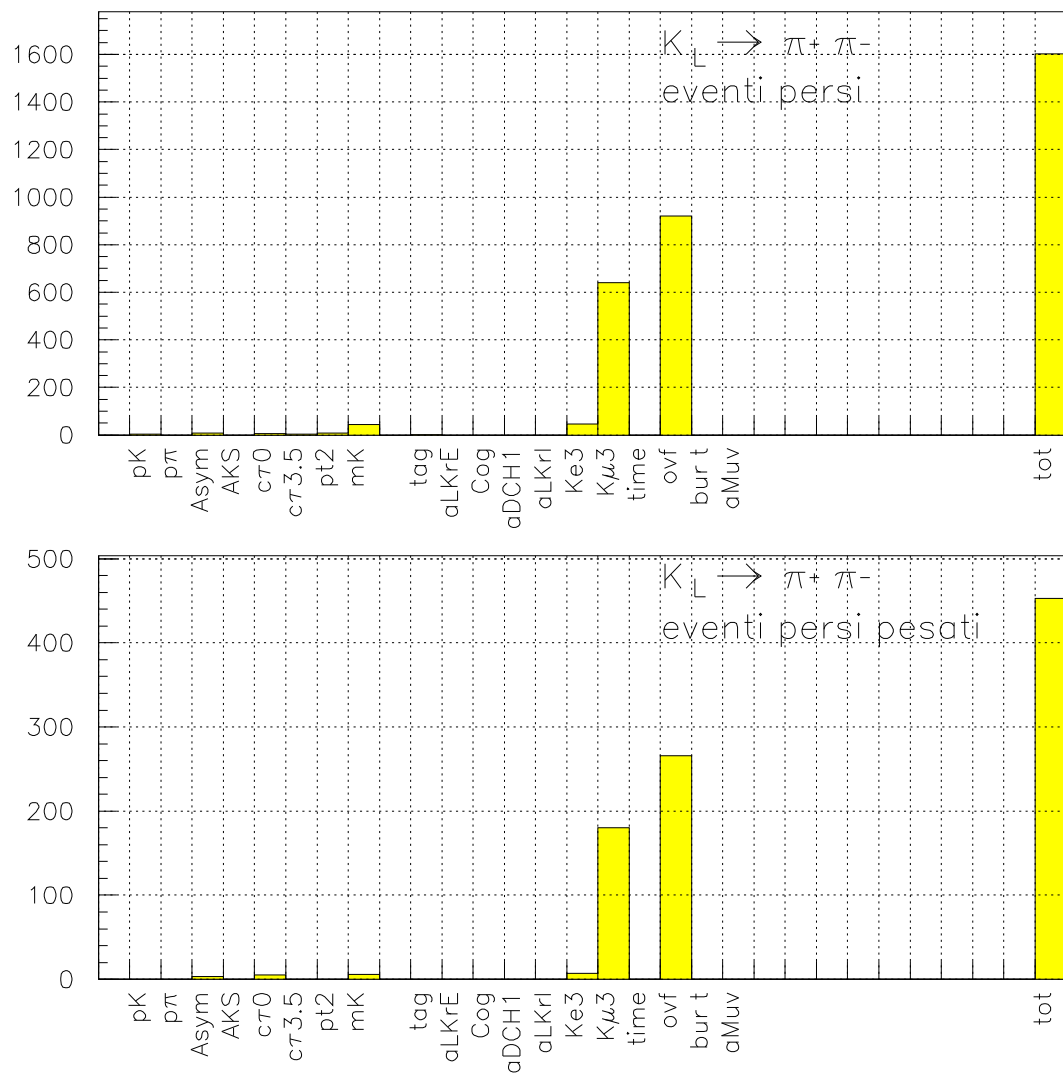


Figura 5.9: Eventi $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ persi. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura

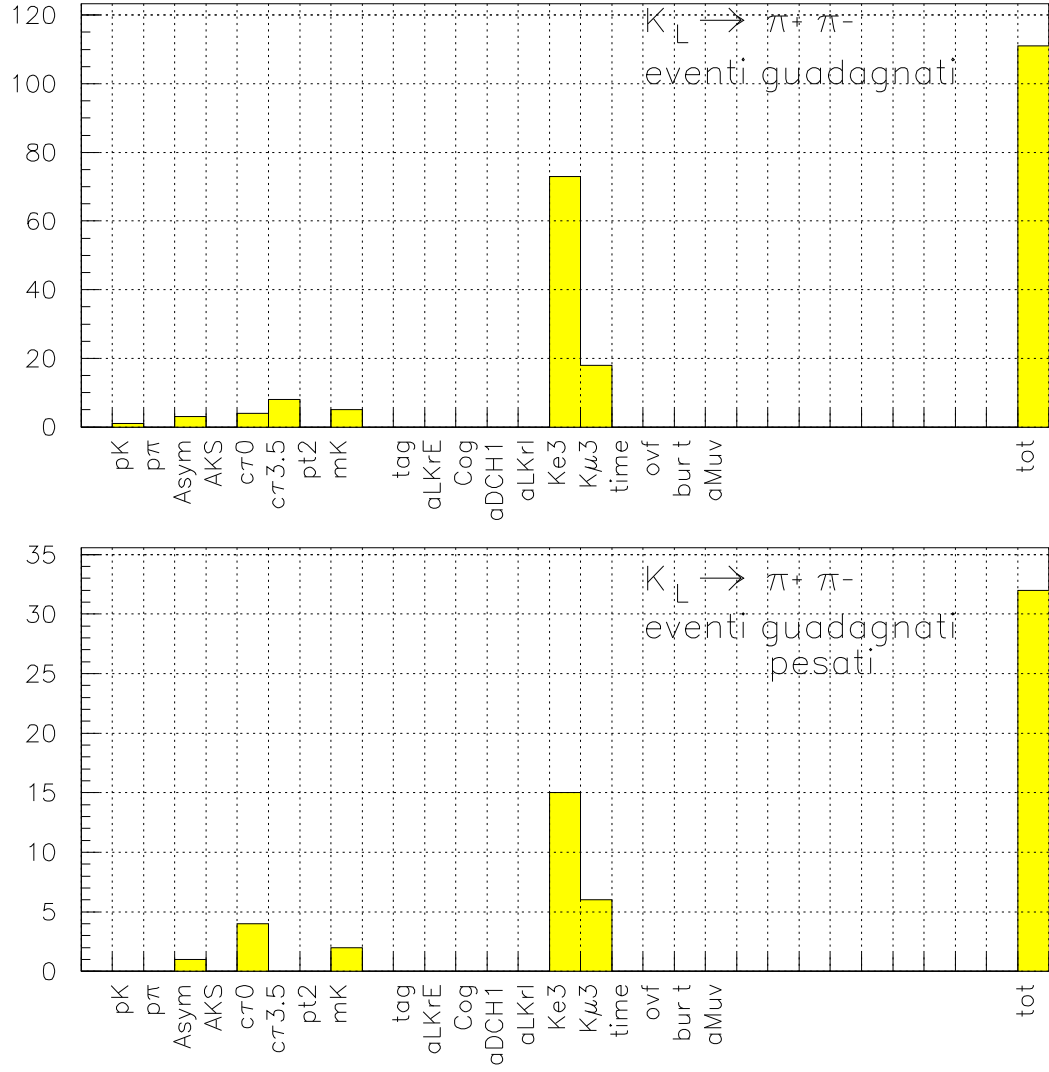


Figura 5.10: Eventi $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ guadagnati. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura

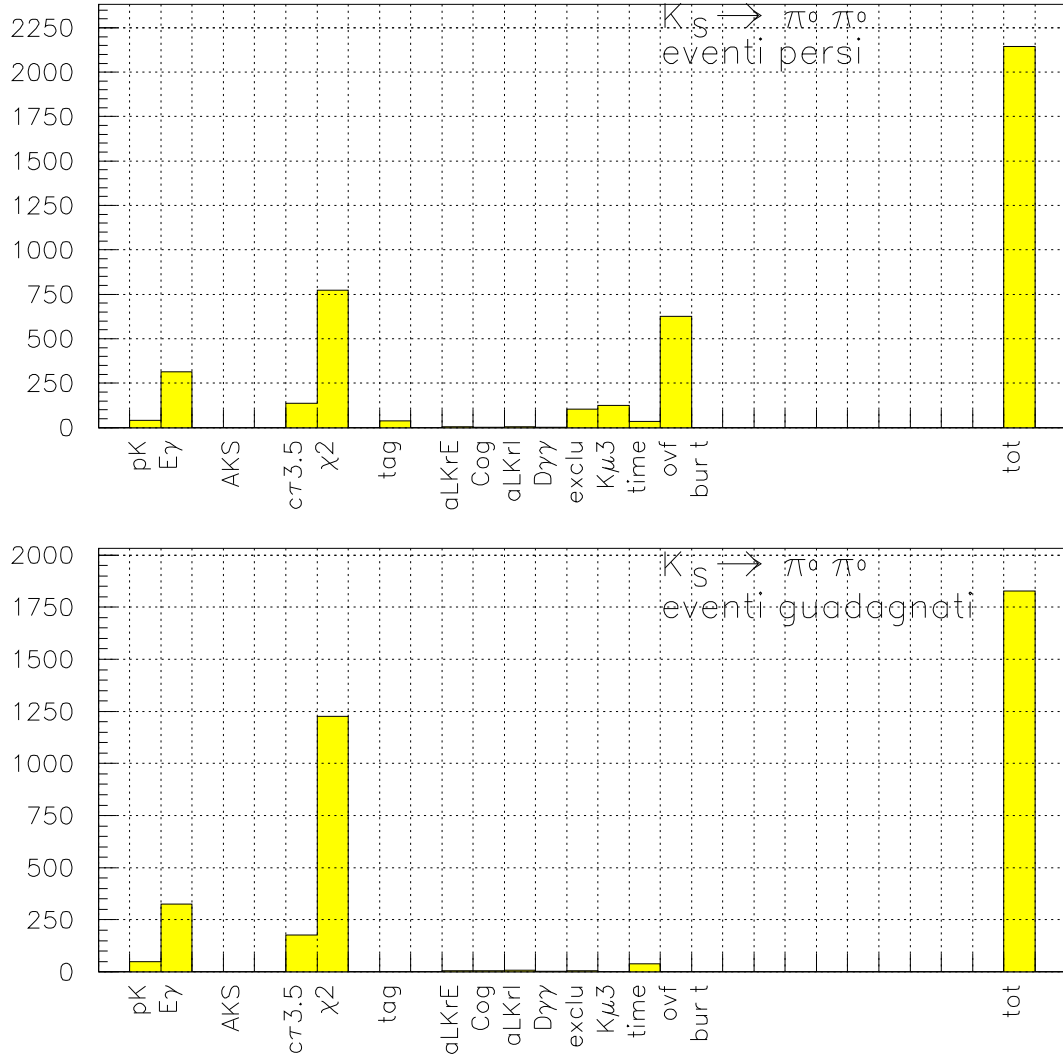


Figura 5.11: Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Il numero totale di K_S neutri nel campione fisico è 111066

Per gli eventi neutri

S e L mostrano nuovamente un comportamento molto simile. La principale causa di perdita è il verificarsi della condizione di *overflow*, insieme con il peggioramento della bontà della ricostruzione della massa del pione. Quest'ultimo taglio è anche la principale causa di guadagni: le variazioni del valore del χ^2 sono comunque piccole.

Tutte le altre perdite e guadagni sono nuovamente da attribuire a effetti di bordo.

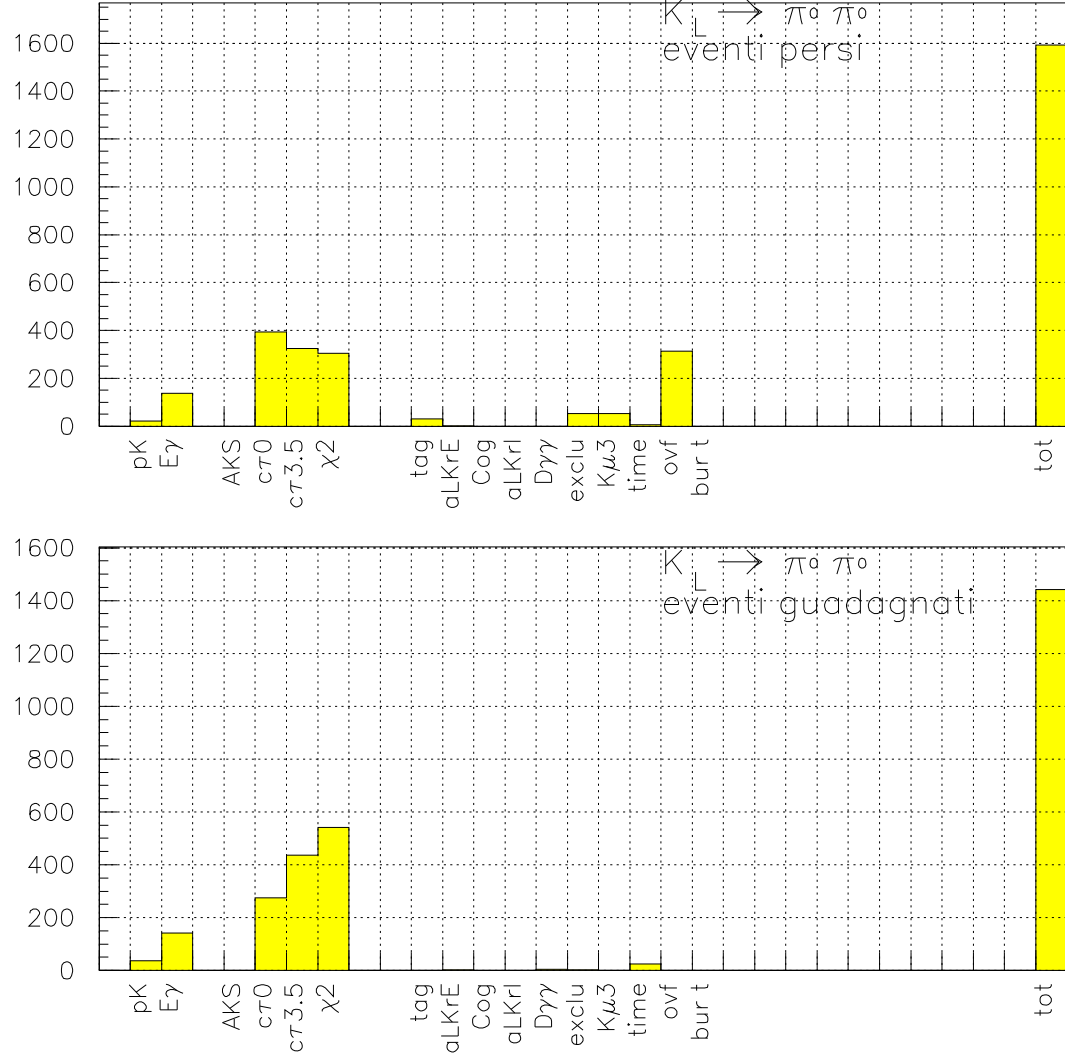


Figura 5.12: Effetto distruttivo (primo grafico) e costruttivo (secondo grafico) dei vari tagli per i decadimenti $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Il numero totale di K_L neutri nel campione fisico è 45114

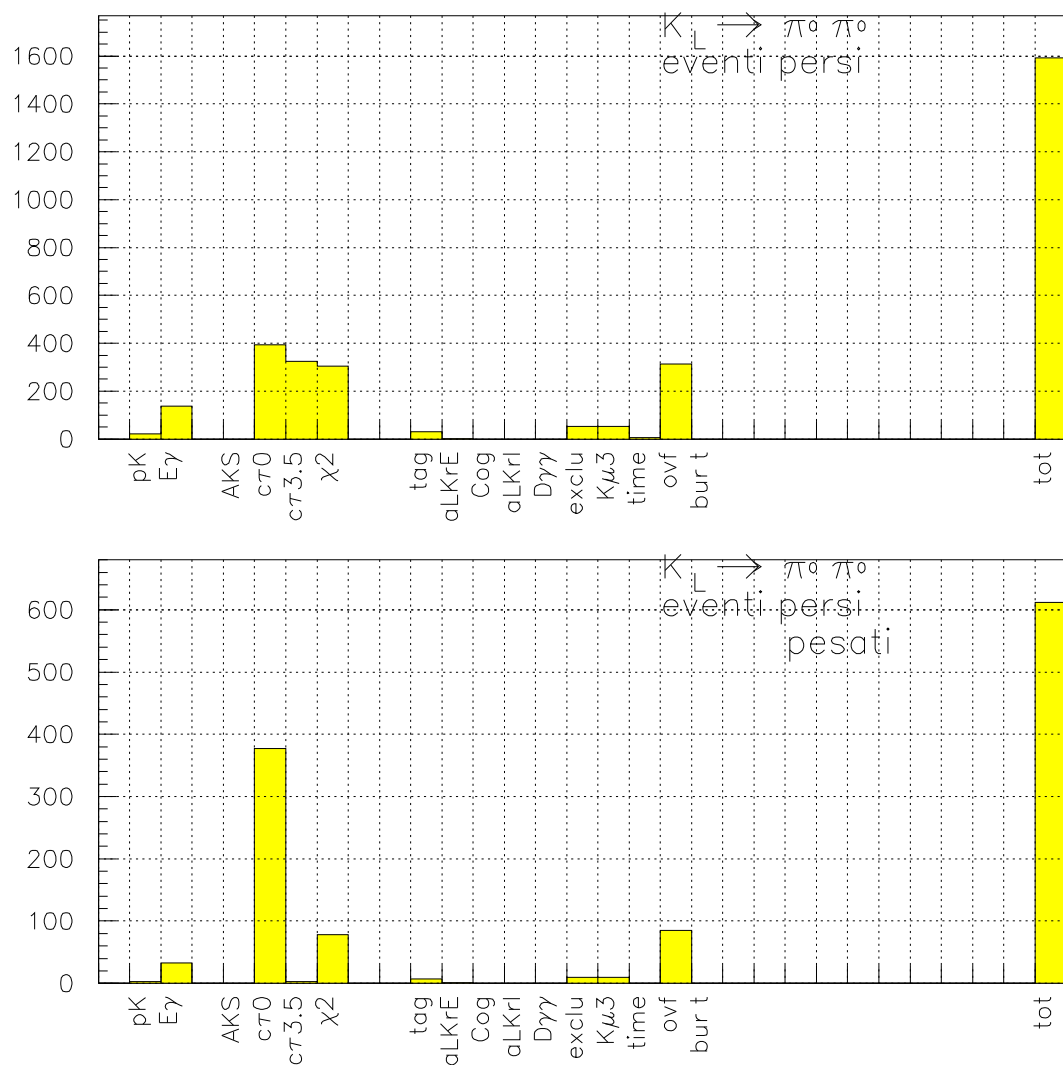


Figura 5.13: Eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ persi. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura

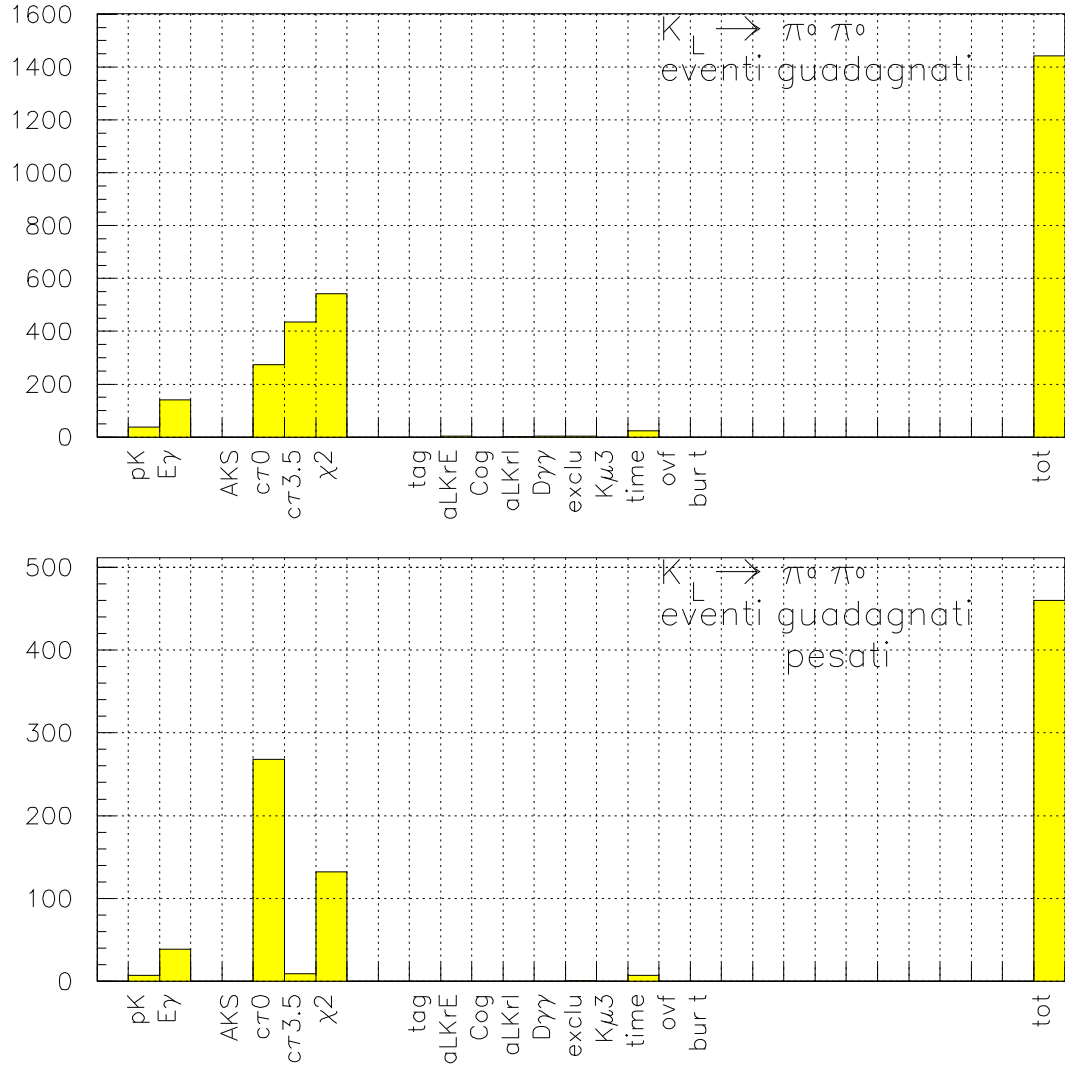


Figura 5.14: Eventi $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$ guadagnati. Confronto tra gli eventi prima e dopo la pesatura

5.3 Metodo della correlazione

Si descrive un modo alternativo di esprimere la correzione a R per gli accidentali, attualmente in fase di analisi. L'ipotesi di partenza è che la frequenza degli accidentali sia proporzionale all'intensità del fascio K_L . Si consideri per semplicità il caso di perdita di eventi a causa di attività accidentale (il ragionamento è direttamente estendibile a includere i guadagni).

La formula che dà il numero di coincidenze accidentali nell'unità di tempo, originate da due segnali in ingresso A e B , è:

$$\dot{N} = \dot{n}_A \dot{n}_B T \quad (5.4)$$

dove $\dot{n}_{A,B}$ sono il numero di impulsi per unità di tempo di A e B , e T è il tempo di risoluzione della coincidenza. Si può scrivere che il numero di K_S e K_L persi per unità di tempo a causa dell'extra-attività sono proporzionali al numero di coincidenze casuali tra S e L rispettivamente e l'attività accidentale, presa $\propto I_L$, cioè:

$$\begin{aligned} \dot{n}_S(t) &= k_S \tau I_S(t) I_L(t) \\ \dot{n}_L(t) &= k_L \tau I_L(t) I_L(t) \end{aligned}$$

dove:

$k_S I_S(t)$ è il numero di eventi K_S per unità di tempo

$k_L I_L(t)$ è il numero di eventi K_L per unità di tempo

$\tau I_L(t) = \tau_{eff} d I_L(t)$ è il numero di accidentali "pericolosi" per unità di tempo $\times$ il tempo di risoluzione della coincidenza, ovvero la finestra temporale in cui gli accidentali sono efficaci.

In generale τ_{eff} e d sono differenti per il modo carico e neutro, dipendendo strettamente dal metodo di rivelazione e dalla risoluzione temporale ottenuta nella ricostruzione delle camere a deriva e del calorimetro.

Integrando nel tempo e separando le componenti per i due modi, si ha che il numero di eventi persi nei quattro modi è:

$$\begin{aligned} \begin{cases} n_S^{+-} = k_S^{+-} \tau^{+-} c_{SL} \\ n_S^{00} = k_S^{00} \tau^{00} c_{SL} \end{cases} & \quad \text{con} \quad c_{SL} = \int_0^T I_S(t) I_L(t) dt \\ \begin{cases} n_L^{+-} = k_L^{+-} \tau^{+-} c_{LL} \\ n_L^{00} = k_L^{00} \tau^{00} c_{LL} \end{cases} & \quad \text{con} \quad c_{LL} = \int_0^T I_L(t) I_L(t) dt \end{aligned}$$

Esprimendo allora per ciascun modo il numero di eventi misurato come differenza tra il numero vero ($N_S^{+-} = k_S^{+-} \int_0^T I_S(t) dt = k_S^{+-} I_S^{TOT}$ etc.) e il numero di eventi

persi sopra indicati, la correzione a R si può ricavare dalla seguente espressione:

$$R^M = R^{vero} \frac{R_{+-}}{R_{00}} \quad (5.5)$$

dove

$$R_{+-} = \frac{1 - \tau^{+-} \frac{c_{LL}}{I_L^{TOT}} \left(\frac{I_L^{TOT}}{I_S^{TOT}} \frac{c_{SL}}{c_{LL}} \right)}{1 - \tau^{+-} \frac{c_{LL}}{I_L^{TOT}}}$$

e

$$R_{00} = \frac{1 - \tau^{00} \frac{c_{LL}}{I_L^{TOT}} \left(\frac{I_L^{TOT}}{I_S^{TOT}} \frac{c_{SL}}{c_{LL}} \right)}{1 - \tau^{00} \frac{c_{LL}}{I_L^{TOT}}}$$

Si può notare come, nel caso in cui

$$\tau^{+-} = \tau^{00} \quad \text{oppure} \quad \frac{I_L^{TOT}}{I_S^{TOT}} \frac{c_{SL}}{c_{LL}} = 1$$

la correzione svanisca e $R^M \equiv R^{vero}$. Purtroppo quello che succede nella realtà è che nessuna di queste due condizioni si verifica, ed è necessario valutare i termini R_{+-} e R_{00} .

Nel seguito viene presentato il lavoro di analisi svolto fino ad ora, incentrato sullo studio della correlazione dei due fasci.

5.4 La correlazione dei due fasci K_S e K_L

Il primo passo per la determinazione della correzione per gli accidentali col secondo metodo presentato, è lo studio dettagliato della correlazione dei fasci, attraverso la valutazione della quantità:

$$\frac{I_L^{TOT}}{I_S^{TOT}} \frac{c_{SL}}{c_{LL}} \quad (5.6)$$

Infatti tale termine può essere interpretato come la correlazione del fascio K_S col fascio K_L (c_{SL}) normalizzata all'intensità totale del K_S , confrontata con la correlazione del fascio K_L con se stesso (c_{LL}) normalizzata all'intensità totale del K_L .

È importante sottolineare che lo studio della correlazione dei due fasci è di grande importanza non solo per quel che riguarda la valutazione degli effetti degli accidentali, ma in generale per la valutazione di tutti gli effetti dipendenti dalle intensità dei

fasci. L'esistenza di strutture pronunciate diverse per i due fasci modifica l'attività istantanea vista dal rivelatore, la qualità della ricostruzione, l'eventuale tempo morto più o meno nascosto nei sistemi di trigger, determinando così variazioni nel numero di decadimenti misurati. Il principio di progetto per cui tali effetti dovrebbero essere trascurabili al primo ordine, dal momento che i due fasci sono simultanei, passa attraverso la verifica sperimentale di tale simultaneità. Il limite di tale misura è la risoluzione temporale con la quale si riesce a valutare la simultaneità dei fasci.

La valutazione sperimentale delle intensità integrate presenti nell'eq. (5.6) è stata effettuata con metodi differenti, attraverso campionamenti più o meno frequenti di alcuni estimatori delle attività istantanee dei due fasci.

5.4.1 La durata effettiva dello *spill*

Il periodo di estrazione del fascio di protoni dall'SPS è nominalmente di 2.4 s. All'interno di questo intervallo i protoni non sono uniformemente distribuiti, ma presentano delle strutture periodiche. Le frequenze che possono essere messe in evidenza a vari livelli di sensibilità sono:

- i 50 Hz della frequenza della tensione di alimentazione
- i 43 kHz della frequenza di rotazione nell'SPS, contenente a sua volta una frequenza doppia, corrispondente al riempimento dell'SPS coi protoni del PS
- i 200 MHz della frequenza delle cavità acceleratrici dell'SPS.

Gli 86 kHz del secondo punto si manifestano attraverso delle cadute periodiche nell'intensità dei fasci di ~ 300 ns, ogni $\sim 11.5 \mu\text{s}$. È utile misurare qual è la durata effettiva dell'estrazione dei protoni dall'SPS (*spill*): se non esistesse nessuna struttura nei fasci, allora la durata effettiva coinciderebbe con la durata reale, ovvero 2.4 s. Nel caso contrario, la durata effettiva è più piccola.

Nel corso del 1998, si è effettuata una misura della durata effettiva dello *spill*, T_{eff} , e si è controllata la riproducibilità delle condizioni dei fasci dopo 3 cicli di rivoluzione dell'SPS ($69.3 \mu\text{s}$, valore del ritardo per i trigger *random KL*).

Configurazione sperimentale

Come già descritto, esistono due apparati sperimentali in grado di monitorare l'attività dei due fasci: il *Beam Monitor* e il *KS Monitor*. A partire dai segnali provenienti da questi due rivelatori, sono state effettuate delle misure di coincidenze ritardate, utilizzando la configurazione sperimentale mostrata in fig. 5.15.

I segnali provenienti dai due monitor dei fasci, formati in un discriminatore (larghezza di 35 ns), sono stati duplicati e mandati in una unità di ritardo, capace di produrre un ritardo complessivo di $102.4 \mu\text{s}$ in passi di 25 ns. Le coincidenze tra il segnale originario e il segnale ritardato (largo 25 ns) sono state contate in una finestra temporale di 2.89 s contenenti i 2.4 s dello *spill* nominale.

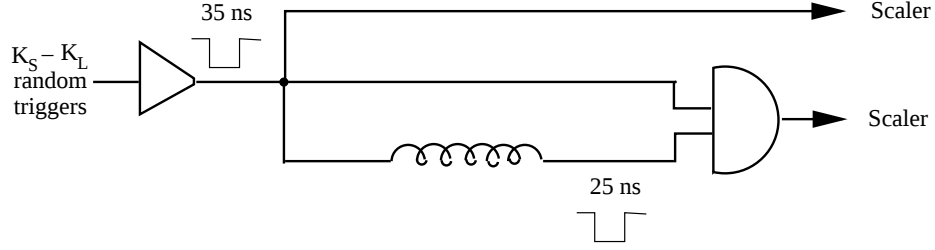


Figura 5.15: Configurazione sperimentale per la misura di coincidenze ritardate

Al momento della misura, il numero di protoni per impulso sul bersaglio primario era $\sim 11.5 \times 10^{11}$, mentre sul bersaglio K_S si avevano i $\sim 3 \times 10^7$ ppp nominali.

Si sono ripetute diverse misure cambiando il ritardo impostato (il ritardo intrinseco del modulo è di 100 ns, il tempo morto è di 25 ns). Nelle tabelle 5.3 e 5.4 sono mostrati i risultati ottenuti. La durata effettiva dello *spill* può essere ricavata da tali misure secondo la formula:

$$\Delta T_{eff} = \frac{(N_1 \cdot N_2) \cdot (T_1 + T_2)}{N_{12}} \quad (5.7)$$

dove N_1 N_2 sono il conteggio del segnale in questione letto sul contatore, N_{12} è il conteggio della coincidenza, e $(T_1 + T_2) = 35 + 25 = 60$. Tale formula deriva dalla generica relazione (5.4) che esprime il numero di conteggi di una coincidenza nell'unità di tempo, moltiplicata per ΔT_{eff}^2 .

ritardo μs	numero di misure	segnale conteggi	coincidenze rit. conteggi	conteggi normaliz $\times 10^{-3}$	ΔT_{eff} ns
0.1	10	245278.9 $\pm$ 0.06%	2034.9 $\pm$ 0.7%	8.296	1.77
21.9	5	239156.0 $\pm$ 0.09%	1669.0 $\pm$ 1.1%	6.979	2.06
23.2	5	236532.2 $\pm$ 0.09%	1959.8 $\pm$ 1.0%	8.286	1.71
28.9	3	241445.7 $\pm$ 0.12%	1725.0 $\pm$ 1.4%	7.144	2.03
46.3	3	243185.3 $\pm$ 0.12%	2000.7 $\pm$ 1.3%	8.227	1.77
46.9	3	245739.0 $\pm$ 0.12%	1704.0 $\pm$ 1.4%	6.934	2.12
51.9	5	245219.8 $\pm$ 0.09%	1709.8 $\pm$ 1.1%	6.972	2.11
69.3	10	242418.5 $\pm$ 0.06%	2031.0 $\pm$ 0.7%	8.378	1.74
69.4	10	245966.1 $\pm$ 0.06%	2028.3 $\pm$ 0.7%	8.246	1.79

Tabella 5.3: Conteggi ottenuti per il K_S monitor

Si nota chiaramente la riproducibilità delle condizioni dopo 69.3 μs (più genericamente anche dopo 23.1 μs , pari a un ciclo di SPS). Il fascio K_L vede un ΔT_{eff} inferiore a causa del maggior tempo morto introdotto dall'apparato sperimentale, data l'elevata frequenza del segnale.

ritardo μs	numero di misure	segnale conteggi	coincidenze rit. conteggi	conteggi normaliz $\times 10^{-3}$	ΔT_{eff} ns
0.1	20	$2623287.4 \pm 0.01\%$	$336647.1 \pm 0.04\%$	0.128	1.39
69.3	10	$2630809.5 \pm 0.02\%$	$336647.3 \pm 0.05\%$	0.128	1.40

Tabella 5.4: Conteggi ottenuti per il K_L monitor

Il ΔT_{eff} misurato con il KSM è ~ 1.7 s.

5.4.2 Misura sperimentale della correlazione

Per misurare sperimentalmente la quantità (5.6) si possono utilizzare due coppie di estimatori delle intensità dei fasci:

	Fascio K_S	Fascio K_L
I	K_S monitor	K_L monitor
II	AKS	Q_X da Hod.

Le informazioni relative ai conteggi dei quattro estimatori sono state registrate durante la presa dati secondo tre tipi di campionamenti:

- 1) 1/burst : il conteggio finale relativo ad un *burst* è disponibile negli *EndOfBurst file*
- 2) 300/burst : campionamenti a tempo fisso (~ 10 ms) eseguiti da un dispositivo di lettura MACintosh
- 3) ~ 1000 /burst : campionamento con risoluzione media di $130 \mu s$, derivante dalla lettura dei conteggi evento per evento.

Si è fatta la misura utilizzando gli ultimi due tipi di campionamenti, con caratteristiche differenti e nessuno dei due ottimale: la lettura a tempo fisso ha il pregio di essere indipendente dalle intensità dei fasci e quindi di approssimare in modo più corretto la valutazione dei vari integrali (si rimanda alla sez. 5.3); la lettura evento per evento ha il pregio di risolvere variazioni su scale temporali più piccole, ma è per costruzione dipendente dalle intensità dei fasci, poiché il campionamento segue la frequenza degli eventi stessi.

In fig. 5.16 sono mostrati i conteggi di fine *burst* dei quattro segnali in questione, in funzione del tempo per tutta la durata del *run*. Le informazioni sono presenti e attendibili solo per l'80% dei *burst*. Sono riscontrabili delle modulazioni comuni dipendenti da variazioni delle intensità di fascio (si veda fig. 5.19), tuttavia il KL e KS monitor presentano entrambi delle instabilità ascrivibili a problemi occorsi nell'*hardware* o nei sistemi di lettura dei due rivelatori.

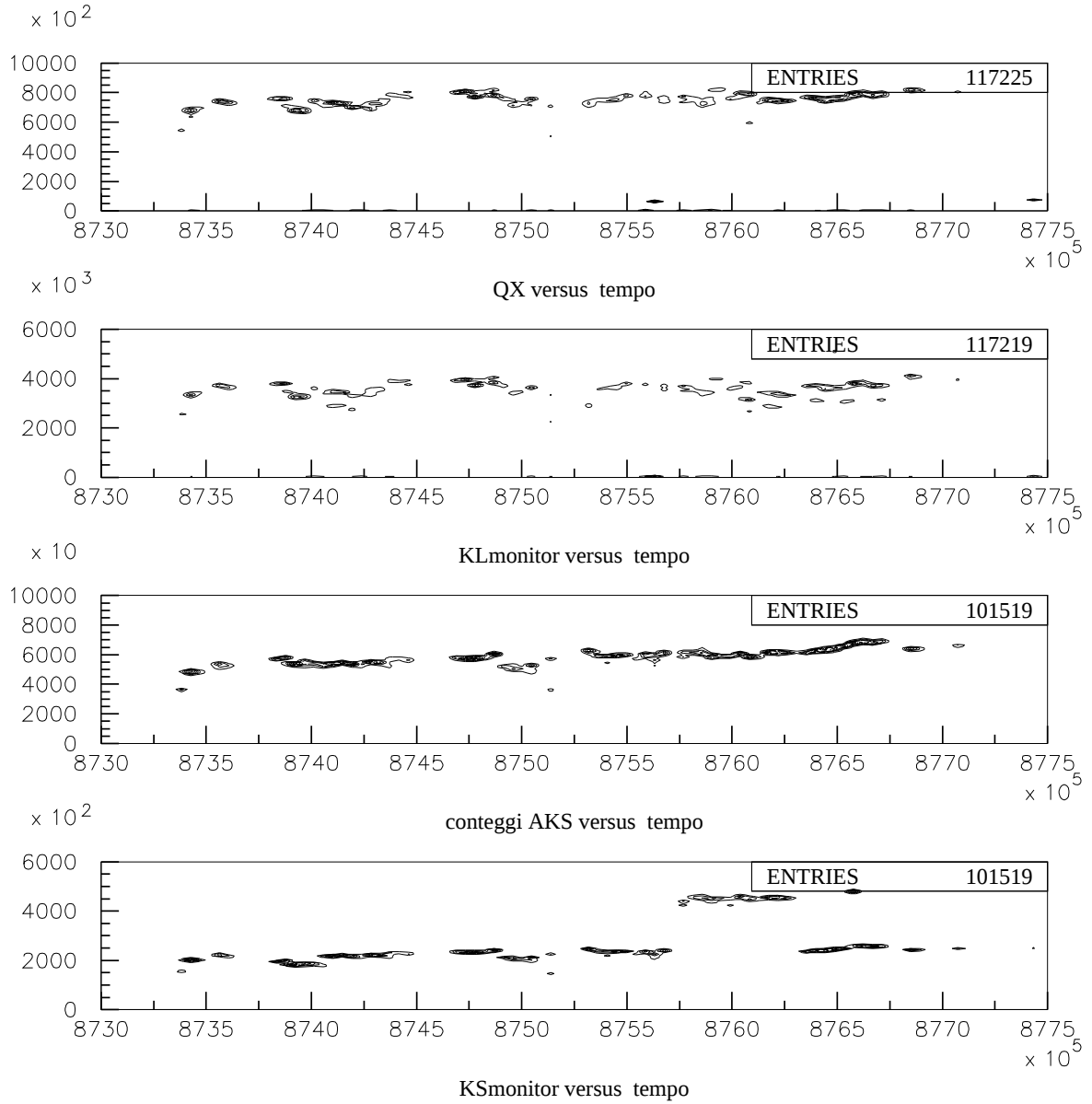


Figura 5.16: Conteggi/burst dei 4 estimatori QX, KL monitor, AKS, KS monitor, in funzione del tempo (unità di misura= tempo unix espresso in secondi)

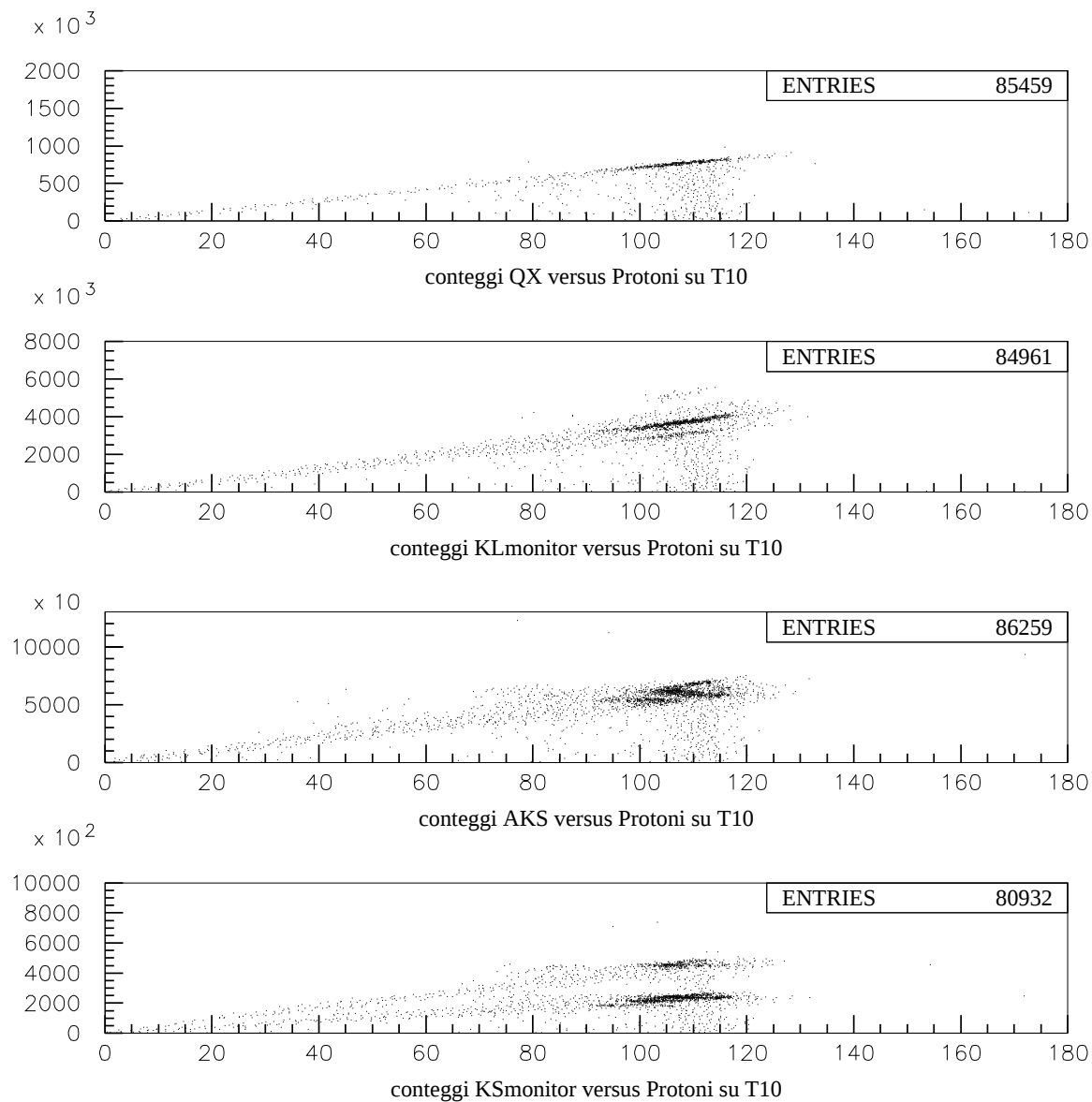


Figura 5.17: Correlazione tra i quattro estimatori e i conteggi dei protoni primari sul bersaglio T10, posto prima del bersaglio K_L (unità di 10^{10})

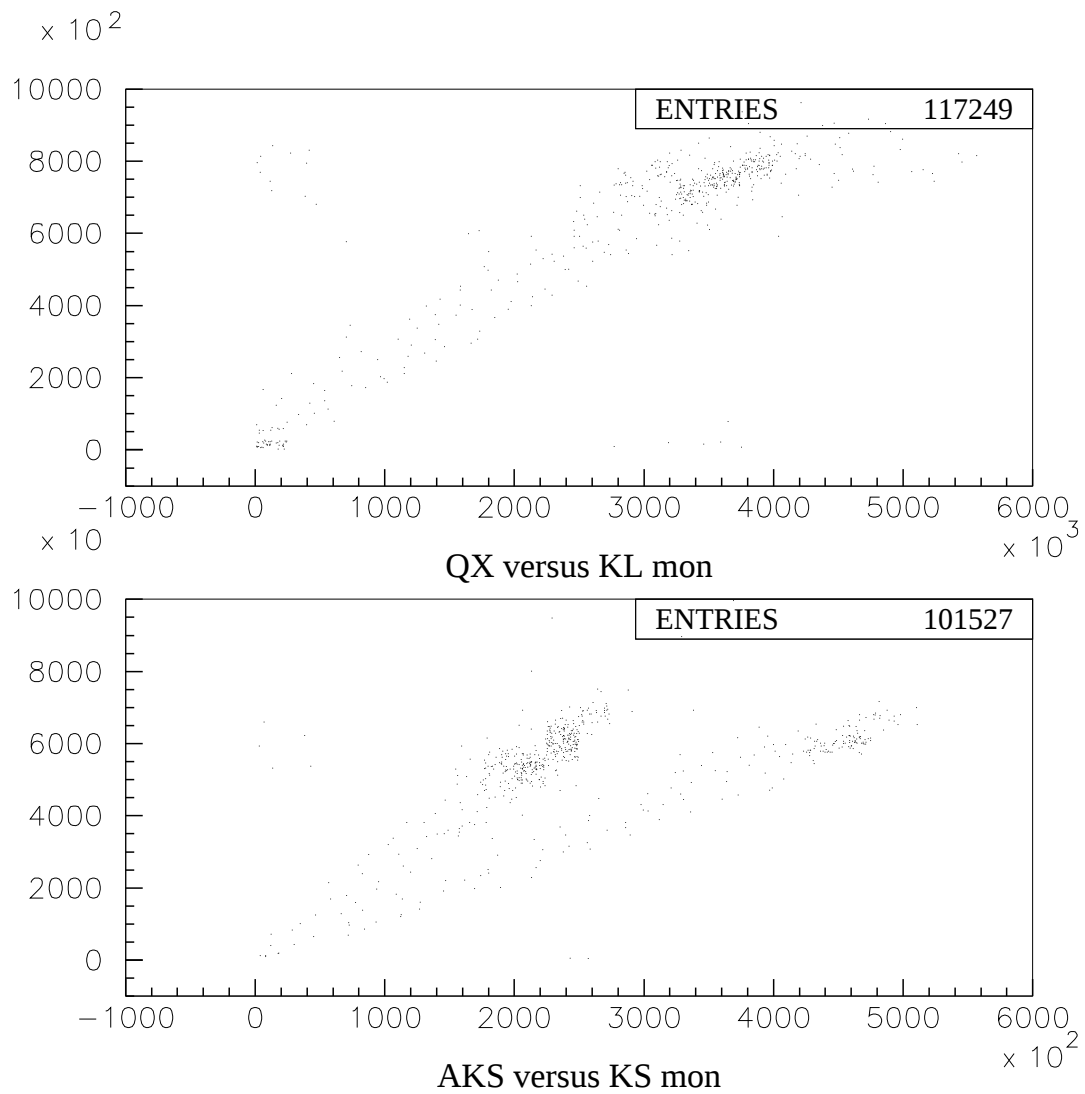


Figura 5.18: Confronto degli estimatori delle intensità di fascio KL e KS (conteggi di fine *burst*)

La proporzionalità tra i quattro estimatori e il fascio primario è mostrata in fig. 5.17. In fig. 5.18 viene mostrata la inter-correlazione qualitativa dei segnali proporzionali al fascio KL (in alto) e al fascio KS (in basso). Non tutta la statistica possiede tali informazioni. La correlazione AKS-KS monitor mostra due regioni di buon accordo nettamente separate, effetto dell'instabilità del KS monitor.

Complessivamente il QX e l'AKS sono risultati più correlati ai fasci e più stabili, anche se i conteggi medi più bassi li rendono degli estimatori meno preferibili (l'errore statistico sulla misura di intensità è più alto).

La valutazione sperimentale della quantità (5.6), differente a seconda del tipo di campionamento utilizzato, diventa:

$$\text{caso 2) } \Delta T \text{ fisso, } \int \rightarrow \sum \rightarrow \frac{\frac{\sum I_S(t)I_L(t)}{\sum I_S(t)}}{\frac{\sum I_L(t)I_L(t)}{\sum I_L(t)}} \quad (5.8)$$

$$\text{caso 3) } \Delta T \text{ variab, } \int \rightarrow \sum \rightarrow \frac{\frac{\sum I_S(t)I_L(t)\Delta T}{\sum I_S(t)\Delta T}}{\frac{\sum I_L(t)I_L(t)\Delta T}{\sum I_L(t)\Delta T}} \quad (5.9)$$

La doppia sommatoria è stata valutata *burst per burst*, per i due tipi di campionamenti e per le due coppie di estimatori. Nel caso (5.8), le $I(t)$ si ricavano a partire dal numero di conteggi registrati tra due campionamenti successivi, diviso per la differenza di tempo ΔT fissa tra due campionamenti. Le $I(t)$ lette evento per evento (per la (5.9)) sono calcolate dal programma che produce i *rawdata* come $\Delta N/\Delta t$ fra due trigger reali consecutivi ($\sim 1300/\text{burst}$), mentre i ΔT utilizzati nella sommatoria sono le differenze di tempo tra due trigger passati alla selezione del formato compatto ($\sim 1000/\text{burst}$). I cambiamenti di proporzionalità di uno dei due estimatori rispetto al fascio avvengono su scala più grande del *burst*, quindi la doppia sommatoria ne è indipendente.

I quattro tipi di correlazione, che possono essere indicati come *QXAKS*, *QXAKS_{mac}*, *BMKSM*, *BMKSM_{mac}* (BM= KL monitor, KSM= KS monitor), non sono sempre calcolabili contemporaneamente per ogni *burst*.

In figg. 5.20 e 5.21 sono mostrati gli andamenti temporali, in funzione dei giorni, dei quattro tipi di correlazione, mentre in figg. 5.22 e 5.23 vengono mostrate le “correlazioni” delle correlazioni.

La correlazione media nel 97 è stata dell'ordine del 99%, con un buon accordo tra i quattro metodi di misura.

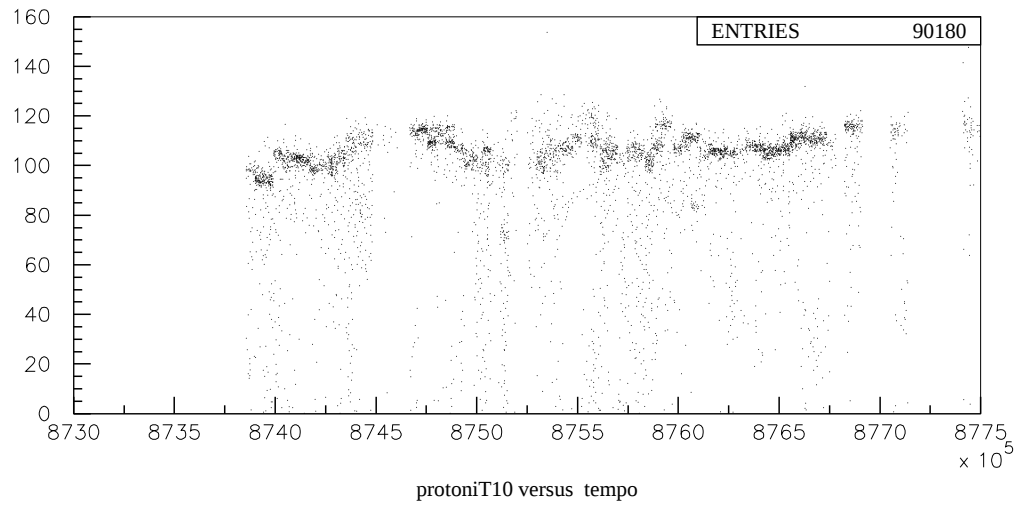


Figura 5.19: Numero di protoni al *burst* sul bersaglio **T10** (linea KL), in unità di 10^{10} . Per alcuni periodi le informazioni non sono disponibili

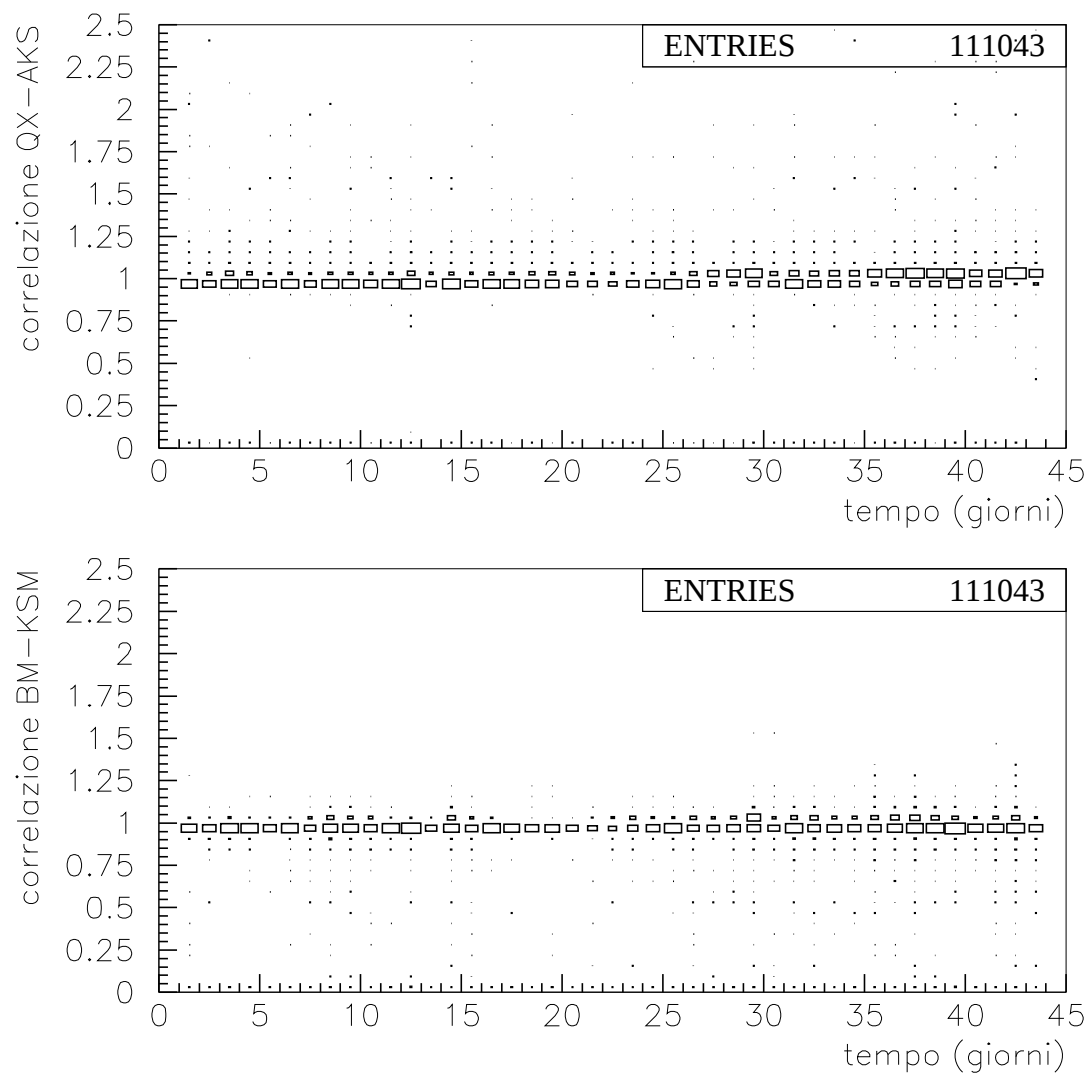


Figura 5.20: Correlazione misurata con le due coppie di estimatori, nei campionamenti evento per evento

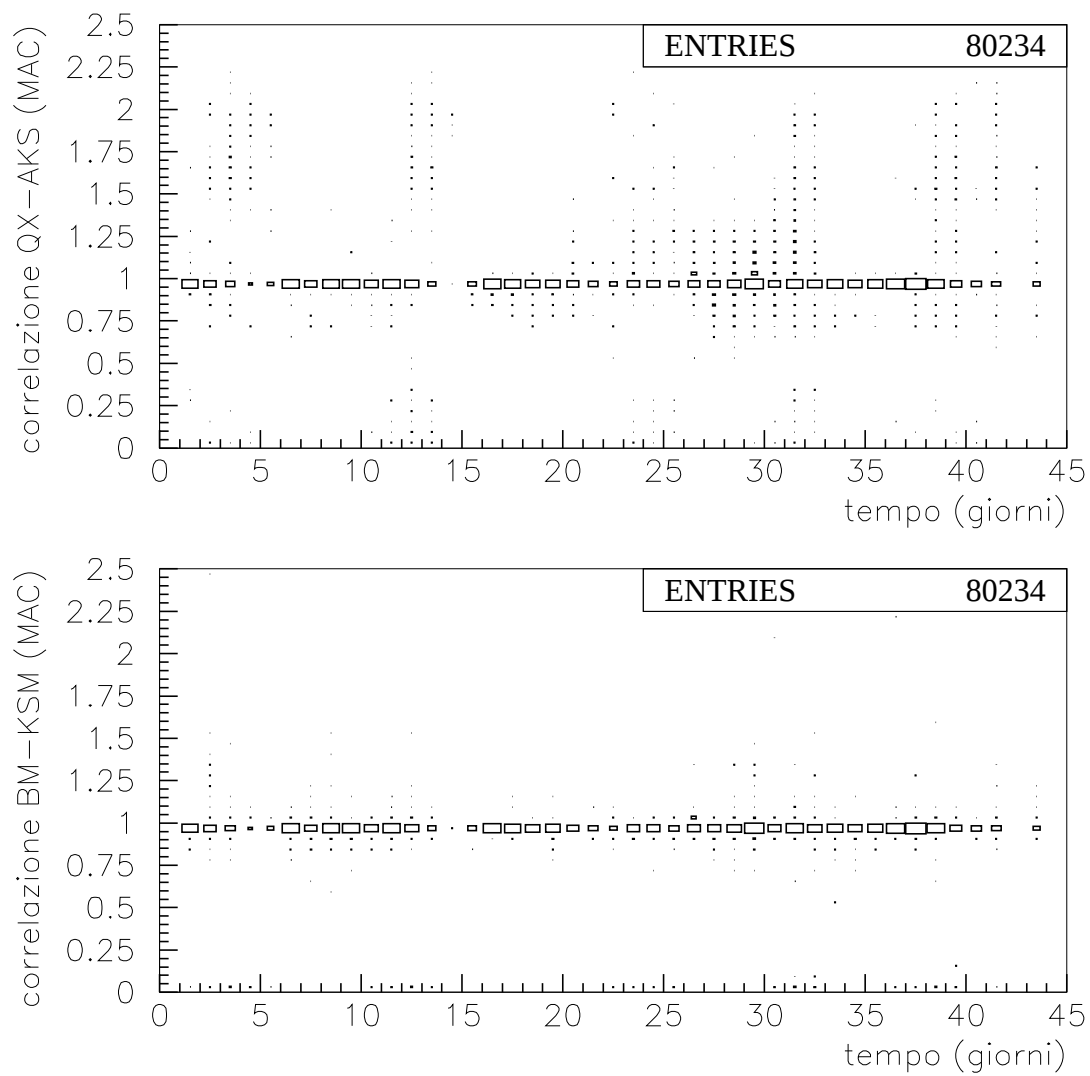


Figura 5.21: Correlazione misurata con le due coppie di estimatori, nei campionamenti a tempo fisso

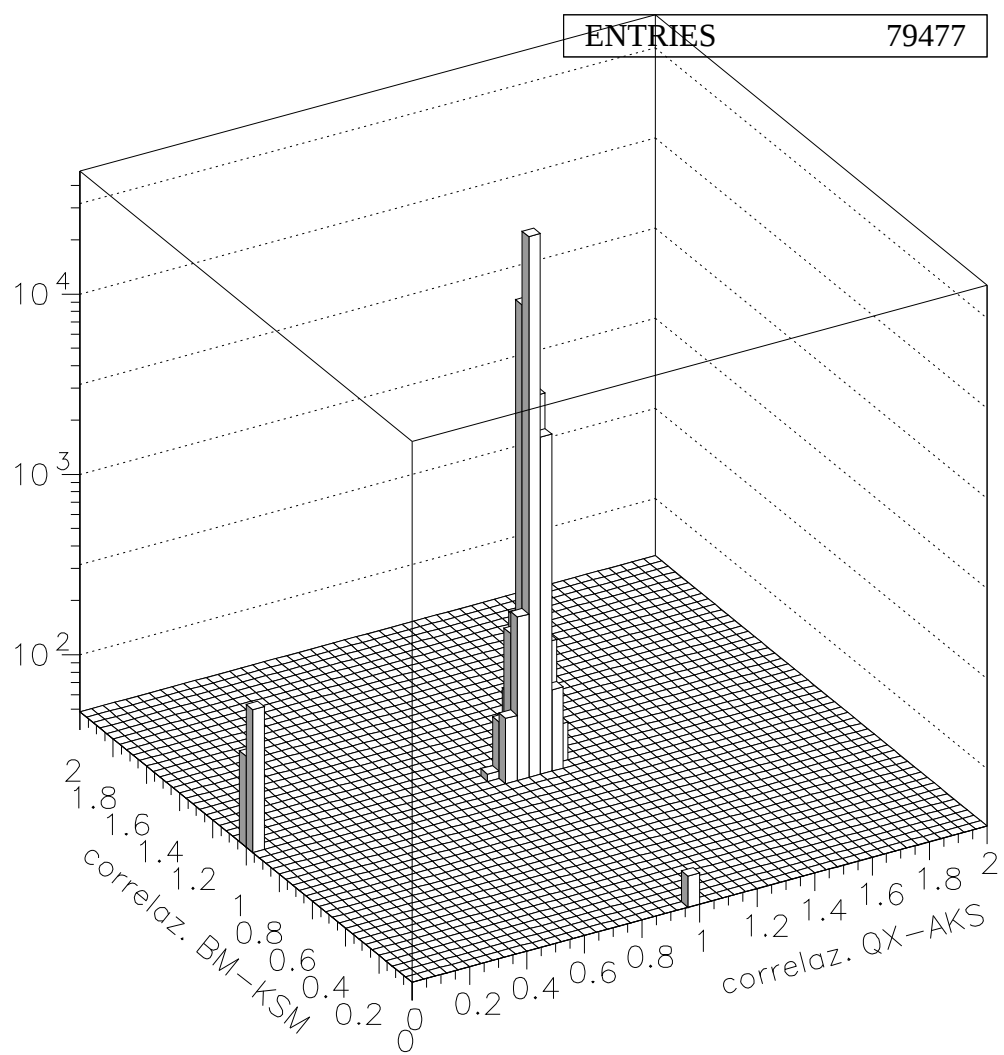


Figura 5.22: Correlazione delle due correlazioni misurate con BM e KSM, e con QX e AKS (campionamento evento per evento)

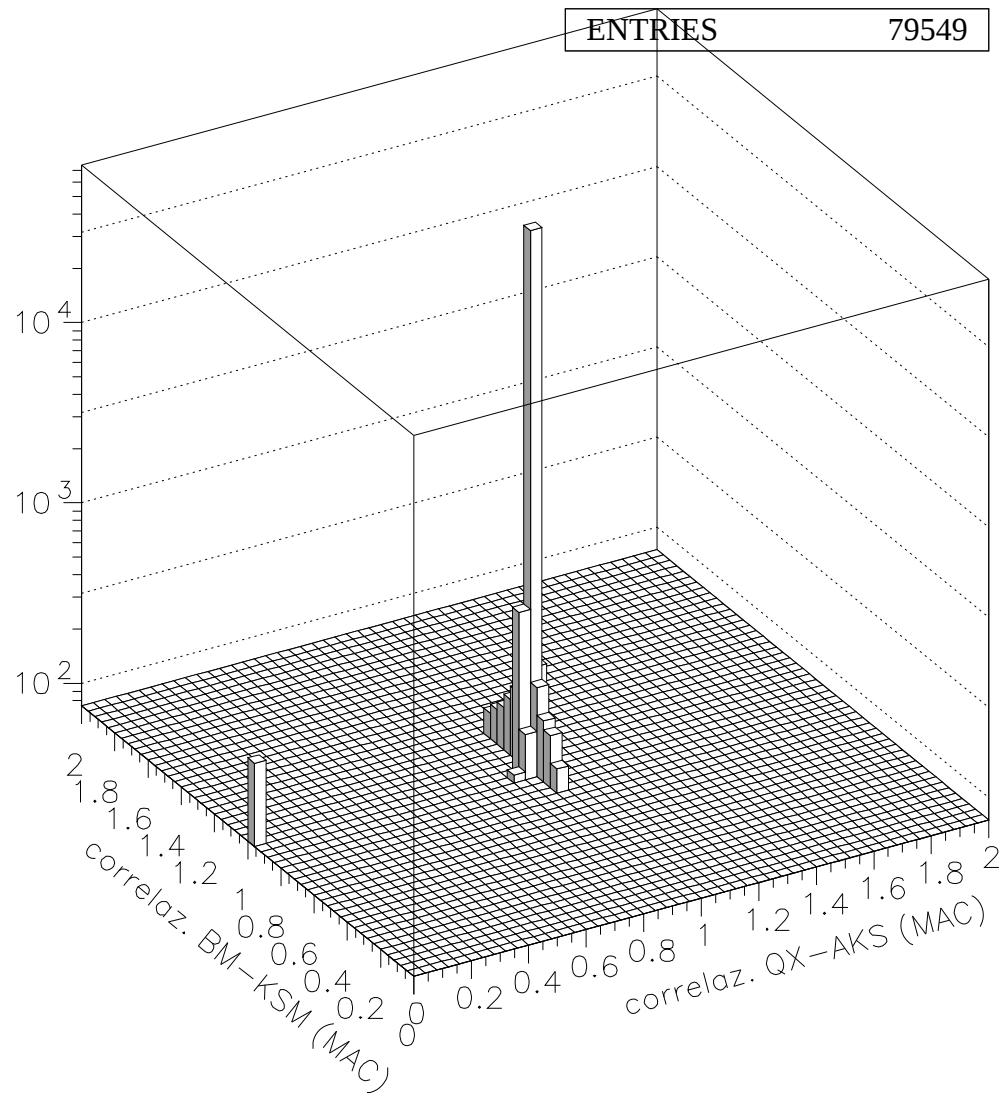


Figura 5.23: Correlazione delle due correlazioni misurate con BM e KSM, e con QX e AKS (campionamento fisso)

Conclusioni

Nel 1997 vi è stata la prima importante presa dati per l'esperimento NA48, finalmente completo in tutte le sue parti. Si è avuto modo di raggiungere una situazione di regime nel funzionamento di tutto l'apparato sperimentale e di mettere alla prova le parti salienti di nuova progettazione.

A causa di un guasto nella macchina acceleratrice SPS del CERN, il periodo di fascio è stato dimezzato rispetto a quanto previsto inizialmente, impedendo così di acquisire sufficiente statistica per migliorare la precisione raggiunta da NA31.

Tuttavia nel 1998 si è appena concluso un lungo periodo di presa dati, in cui sono stati raccolti circa 2 milioni di $K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0$.

Attualmente è in corso l'analisi per la misura di ε'/ε sui dati raccolti nel 1997.

Il lavoro di analisi di questa tesi è incentrato sullo studio di alcuni degli effetti sistematici che possono affliggere la rivelazione dei quattro modi di decadimento interessanti ($K_S, K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-, \pi^0 \pi^0$). Sono state calcolate le correzioni da applicare al doppio rapporto R .

In primo luogo è stato studiato in dettaglio il funzionamento dei due principali sistemi di trigger per il rivelamento dei decadimenti neutri e carichi rispettivamente. Sono state misurate le efficienze di trigger complessive e differenziali per i decadimenti di tipo S e L, trovando i seguenti risultati:

	eventi S	eventi L
trig. neutro	$99.85 \pm .05$	$99.81 \pm .11$
trig. carico	$91.05 \pm .09$	$91.07 \pm .13$

Le correzioni al doppio rapporto dipendono dalla differenza S-L, e non dal valore assoluto raggiunto dalle efficienze:

$$\text{trigger neutro} = (3.7 \pm 12) \times 10^{-4}$$

$$\text{trigger carico} = (4 \pm 19) \times 10^{-4}$$

che si riflettono in una correzione complessiva su ε'/ε :

$$\sigma_{\varepsilon'/\varepsilon}^{trigger} = (-1.3 \pm 3.6) \times 10^{-4}.$$

L'errore sulla correzione è inferiore di un fattore 2 rispetto all'errore statistico per i dati del 97.

La catena del trigger carico ha raggiunto un'efficienza complessiva inferiore a quella prevista, dell'ordine del 97%: sono state studiate in dettaglio le cause che hanno determinato tale peggioramento. Nell'autunno del 97 sono state modificate alcune parti della catena, alla luce dei problemi riscontrati: nel 98 si è avuto un notevole miglioramento, prevedendo una conseguente maggior precisione sulla misura dell'efficienza e sulla correzione a R .

Successivamente è stata studiata in dettaglio la correlazione dei due fasci simultanei K_S e K_L , elemento molto importante per la valutazione di tutte le correzioni dipendenti dalle intensità dei fasci stessi. Il risultato trovato, considerando diversi tipi di estimatori delle intensità di fascio, è una decorrelazione media dell'ordine dell'1%. Con tale risultato si può prevedere come tali sistematiche, modulate dal fattore di decorrelazione, dovrebbero assumere un'importanza inferiore rispetto a NA31.

Tra queste sistematiche vi è quella dipendente dalle attività accidentali dei due fasci. Si è valutata la correzione per gli accidentali non in tempo, col metodo dell'*overlay*. Sono state studiate tutte le cause di alterazione del numero di eventi rivelati, valutando le differenze carichi-neutri, S-L. Il risultato ottenuto è:

$$\Delta R = (18 \pm 24) \times 10^{-4}$$

$$\sigma_{\varepsilon'/\varepsilon}^{accid} = (3 \pm 4) \times 10^{-4}.$$

Dato il buon risultato sulla correlazione dei fasci, si è deciso di ricalcolare nel prossimo futuro la correzione per gli accidentali utilizzando anche gli eventi *overlay* di "segno sbagliato", con una conseguente diminuzione dell'errore sistematico di un fattore $\sqrt{2}$.

Le proiezioni per il futuro che si possono estrapolare da questi risultati sono molto buone. Si è ottenuta una sufficiente comprensione di tali effetti, concludendo che per i dati 97 la principale limitazione alla precisione della misura è di tipo statistico.

Inoltre anche la precisione raggiunta sull'errore delle correzioni è principalmente limitata da fattori statistici, migliorabile quindi nei *run* successivi.

Appendice A

La scheda LUT del Trigger Supervisor

Nel corso del primo anno del dottorato ho disegnato e realizzato il progetto dello stadio di decisione centrale del Trigger Supervisor, implementato in una scheda VME 9U chiamata scheda LUT. Questa appendice è dedicata alla sua descrizione.

Il compito principale della scheda LUT è quello di formare la parola di trigger a partire dalle informazioni provenienti dal rivelatore.

Ognuno dei quattro sottorivelatori nei quali l'intero apparato sperimentale è suddiviso (L1TS, MASSBOX, L2N e SPARE) invia fino ad una massimo di 24 bit al Trigger Supervisor di II Livello. I dati, dopo essere stati sincronizzati e compensati per l'*edge effect* nello stadio di ingresso, giungono, via il bus privato, all'albero delle *Look Up Table*, alla fine del quale viene generato il codice di trigger a 16 bit. Ogni bit del codice può essere individualmente prescalato (di un fattore intero programmabile da 1 a 65535), e contato. Entrambe queste operazioni hanno senso solo se il bit rappresenta un trigger decodificato.

La LUT Card si occupa anche di contare il tempo morto derivante dalla *MassBox*, così come di ricevere e gestire i segnali di *XOFF* provenienti dai sistemi di lettura.

A.1 Segnali di ingresso

I segnali di ingresso alle LUT provengono dalle tre sorgenti di trigger locale dell'esperimento, il Trigger Supervisor di I Livello (L1TS), il Trigger Carico di II Livello (MASSBOX) e il Trigger Neutro di II Livello (L2N). Una sezione SPARE è stata prevista per eventuali ulteriori segnali provenienti dal Pretrigger.

L'L1TS sincronizza ed invia segnali di pretrigger provenienti dagli odoscopi carico

e neutro, dal calorimetro adronico, dal veto dei muoni, dagli anticontatori, dalle camere a deriva e infine dai vari sistemi di calibrazione.

La *MassBox* invece invia informazioni relative alla bontà del decadimento riconosciuto come $K \rightarrow \pi^+\pi^-$, cioè vertice ok, vita media ok, massa ok, alcuni segnali per il controllo della sua attività ed eventualmente segnali su altri canali di decadimento carichi che si è deciso di studiare.

L'L2N invia analoghe informazioni relative a $K \rightarrow \pi^0\pi^0$, ad altri canali di decadimento neutri, segnali di minimum bias etc.

Oltre a questi, la LUT Card riceve ovviamente il clock a 40 MHz, i segnali di *XOFF* (vedi sezione dedicata), più una serie di segnali di controllo, quali:

- CKEN, *clock enable*, definisce il periodo di abilitazione del clock;
- DREN, *derandomizer enable*, definisce il periodo di abilitazione del ramo delle LUT ;
- CATR, *calibration trigger*, definisce il periodo di abilitazione dei trigger di calibrazione;
- CLEAR, esegue un clear di alcuni registri prima di ogni *burst*.

N.B.: La variabilità dei segnali provenienti dalle *Subdetector* (sia di significato che di posizione) rende necessario un alto livello di flessibilità e condiziona notevolmente la filosofia generale del disegno delle LUT.

A.2 L'albero delle LUT

Il grande numero di linee in ingresso (96) rende impossibile l'utilizzo di una unica memoria capace di effettuare tutti i confronti possibili immaginabili. Si è risolto questo problema realizzando un *Signal Routing System* riprogrammabile (SRS), seguito da uno strato di memorie (RAM), raggiungendo così una discreta flessibilità.

Il disegno dell'albero delle LUT è altamente simmetrico e prescinde dal significato che i vari bit possono assumere.

Il SRS è un insieme di quattro XILINX suddivisi in due rami identici di due XILINX ciascuno. Ogni ramo genera un set di 24 bit a partire dai 96 segnali di ingresso: il primo XILINX del ramo (XC3195APG223), predisposto per il *routing* vero e proprio, realizza la riduzione da 96 a 72 bit, il secondo (XC3195APG175) è stato studiato per effettuare nelle celle base alcuni tipi di combinazioni dei bit in ingresso, fino a un massimo di 24 bit di uscita. I 24 + 24 bit uscenti dai due rami di XILINX si dividono a gruppi di 12 nelle quattro RAM (128K×8 AS7C1024)

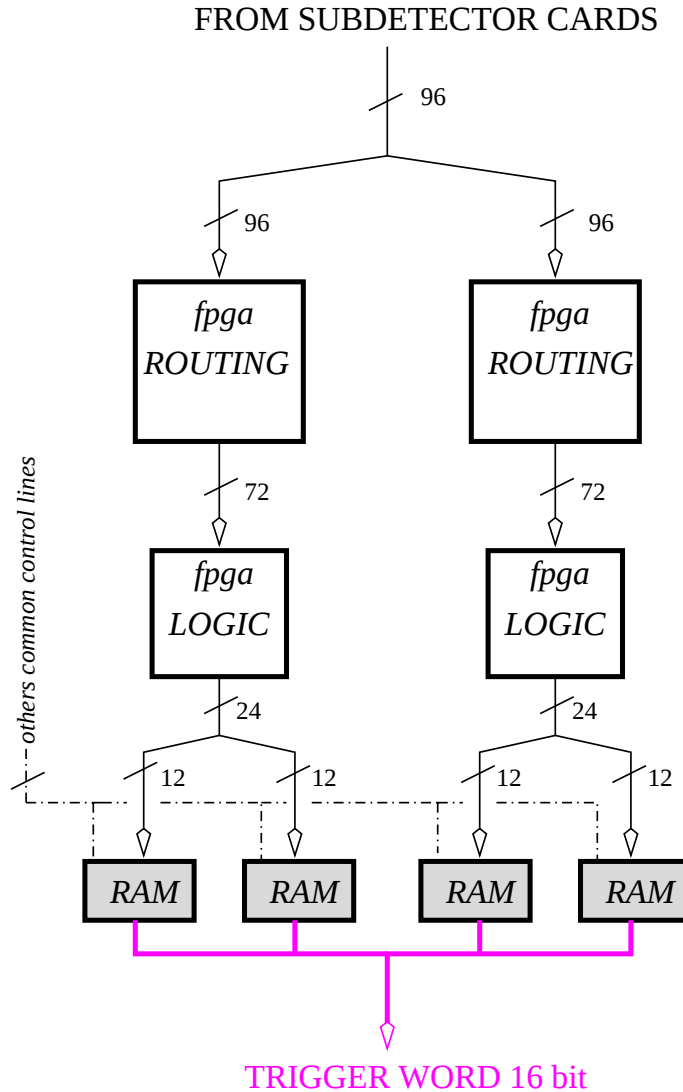


Figura A.1: Schema dell'albero delle LUT

dello stadio successivo; da ognuna di queste memorie escono quattro bit del codice di trigger, per un totale di 16. In ogni memoria entrano come ingressi anche:

- l'abilitazione delle uscite nel periodo di durata del *burst* (DREN) e l'abilitazione dei soli trigger di calibrazione (CATR);
- la linea di *XOFF*;
- una linea di *feedback* uscente dalla memoria stessa.

Ovviamente in tutto il progetto sono contemplati gli stadi di registri per il mantenimento della *pipeline*.

I 16 bit del codice di trigger + 4 bit di *XOFF*, uscenti dalle memorie stesse,

giungono allo stadio successivo di *prescaling*.

A.3 Stadio di *prescaling* e di *counting*

Il codice di trigger in uscita dalle LUT giunge allo stadio di *prescaling*. Un multiplexer permette di selezionare, per ogni singola linea, il percorso diretto attraverso alcuni stadi di *pipeline*, realizzando così un fattore di *prescaling* uguale a 1, oppure il percorso attraverso un prescaler a 16 bit.

I registri di controllo e l'interfaccia VME dei multiplexer, i multiplexer stessi, gli stadi di *pipeline* necessari per sincronizzare i due differenti percorsi, sono stati integrati in una FPGA di tipo QLOGIC (QL12×16b).

Il prescaler a 16 bit, programmabile da 2 a 65535, è costituito essenzialmente da un contatore all'indietro sincrono, più alcuni registri e logica di interfacciamento. Un chip QLOGIC ospita due di questi circuiti. Il valore di *prescaling* N viene caricato in un registro interno al chip da VME e da qui sul contatore stesso all'arrivo del segnale di CLEAR (prima di ogni burst); il bit del codice costituisce il clock del contatore, il cui fine conto svolge la duplice azione di ricaricare sul contatore il valore di *prescaling* e di aprire un gate per la trasmissione del segnale che ha verificato la condizione. Il ricarimento è anch'esso sincrono, realizzando così un effettivo fattore di *prescaling* pari a N+1. Il circuito è ottimizzato per lavorare a 40 MHz.

I 16 bit in uscita vengono trasmessi allo stadio successivo della *pipeline*, dove viene generato lo *strobe*, e parallelamente vengono contati in contatori a 24 bit. Come già puntualizzato, il conteggio ha significato solo nel caso in cui la linea rappresenti un trigger non codificato. I 16 contatori a 24 bit sono stati realizzati anch'essi in circuiti integrati QLOGIC; ogni chip contiene due contatori sincroni a 24 bit, oltre alla logica necessaria per la lettura VME degli stessi.

La stadio di generazione dello *strobe* è stato implementato mediante l'uso di una memoria 16×1 (RAM AS7C1024), dove gli ingressi sono gli stessi 16 bit del codice di trigger, e l'uscita è lo *strobe*. La memoria permette una completa flessibilità nell'abilitazione o meno di un determinato trigger, sia esso codificato o decodificato.

Infine *strobe* e codice sono opportunamente messi in tempo prima di essere trasmessi, via backplane, alla scheda *Derandomizer*.

A.4 Gestione dello *XOFF*

Gli *XOFF* rappresentano gli unici segnali di handshake tra il Trigger Supervisor di II Livello e i sistemi di *read-out* (ROC): segnalano l'impossibilità momentanea di un particolare ROC a ricevere ulteriori trigger. Il Trigger Supervisor, in conseguenza di

uno *XOFF* e per tutta la sua durata, deve disabilitare l'invio di trigger e contare i trigger persi.

I segnali di *XOFF* provenienti dai vari ROC giungono sotto forma di livelli NIM (attivi alti). La LUT Card ha 12 connettori LEMO dedicati a questi segnali. Dopo essere stati convertiti in TTL, essi entrano in una FPGA tipo QLOGIC, e attraversano un registro di controllo tramite il quale è possibile disabilitare singolarmente ogni linea.

L'OR di questi segnali costituisce sia il bit di *XOFF* presente nel codice di trigger, sia il segnale di *XOFF* trasferito via bus privato alla scheda *Derandomizer*; l'azione di veto viene applicata ai trigger una volta estratti dalla memoria di derandomizzazione.

Appendice B

Il Trigger Supervisor di I Livello: la nuova versione per il 1998

B.1 I precedenti

L'L1TS, componente fondamentale del Trigger Carico (si vedi cap. 3), è stato disegnato nel 1995 e utilizzato nelle prese dati del '95, '96 e '97. Solo nel corso del '97 la situazione del rivelatore e della catena di trigger, finalmente completa, è stata tale da permettere di utilizzare appieno tutte le sue funzionalità.

Lo studio dell'efficienza del Trigger Carico, con particolare riguardo all'identificazione di possibili limiti hardware, ha messo in evidenza alcuni problemi, amplificati dall'interfacciamento dei diversi sottosistemi.

Si è deciso quindi il rifacimento di alcuni di questi nell'intento di migliorare notevolmente la prestazione del sistema.

Per quanto riguarda il modulo del *Fine Time*, il problema principale è stato il fatto che i bit non venivano trasmessi allo stadio successivo (l'L1TS), già sincroni con il clock. Stessa cosa dicasi per il Q_X che li generava. Questo ha determinato la presenza minima, ma non trascurabile, di *edge effect* relativo fra le tre componenti Q_X , FT1, FT2, causando una inefficienza nella *MassBox* che riceveva un tempo di riferimento sbagliato.

Il nuovo disegno del modulo del *Fine Time* [36], utilizzato nell'ultima presa dati, ha la peculiarità di sincronizzare il Q_X nello stadio di ingresso con un clock a 160 MHz fatto sincrono col clock a 40 MHz. Successivamente si misura la fase rispetto al clock a 40 MHz e si producono i tre bit Q_X , FT1, FT2, sincronizzandoli ora a quast'ultimo. Alcuni espedienti sono stati utilizzati per rendere impossibile l'*edge effect* nello stadio finale.

La *MassBox* è stata principalmente la vittima di questi problemi. Si deve comunque ricordare che la sua limitata capacità di ingresso ha reso necessario il *prescaling* di un fattore 2 del Q_X , componente principale del trigger $\pi^+\pi^-$ di I Livello, con conseguente peggioramento della condizione di trigger iniziale (vedi *afterpulse*, pag. 83). Per porre rimedio a questo e far fronte contemporaneamente all'atteso aumento di intensità del fascio, si è deciso di modificare della parte centrale della *MassBox*, gli *Event Worker* (vedi cap. 3), sostituendola con una *farm* di processori veloci in tecnologia RISC. Il risultato è stato una diminuzione sostanziale del tempo medio di calcolo per evento, da 80 μs a 15 μs , con conseguente aumento della frequenza accettata in ingresso.

Infine, i limiti messi in evidenza nell'L1TS sono stati: scarsa flessibilità in alcuni punti, scarsa possibilità di monitorare lo stadio di compensazione dell'*edge effect* e l'allineamento temporale nello stadio di decisione, circuito di compensazione *edge effect* inutilmente dipendente dal *Fine Time* e dalla sua correttezza.

Questi argomenti si sono aggiunti alla necessità di rinnovare la elettronica del sistema, affaticata dall'uso e dalle numerose correzioni effettuate nel corso degli anni.

Segue la descrizione dettagliata delle modifiche fatte all'L1TS, che ho seguito e in parte realizzato personalmente subito dopo la presa dati del 97.

B.2 Il nuovo Trigger Supervisor di I Livello

L'elettronica dell'L1TS esistente, suddivisa in tre schede VME a 6 unità, è stata in primo luogo sostituita da una versione più compatta implementata in una scheda singola a 9 unità: come conseguenza si sono potute eliminare tutte le logiche di intercomunicazione esistenti tra le tre schede originali.

La struttura generale dell'L1TS e la sua suddivisione logica non sono state modificate [35], come si può notare dallo schema mostrato in fig. B.1. Ivi sono state evidenziate le parti aggiunte o cambiate.

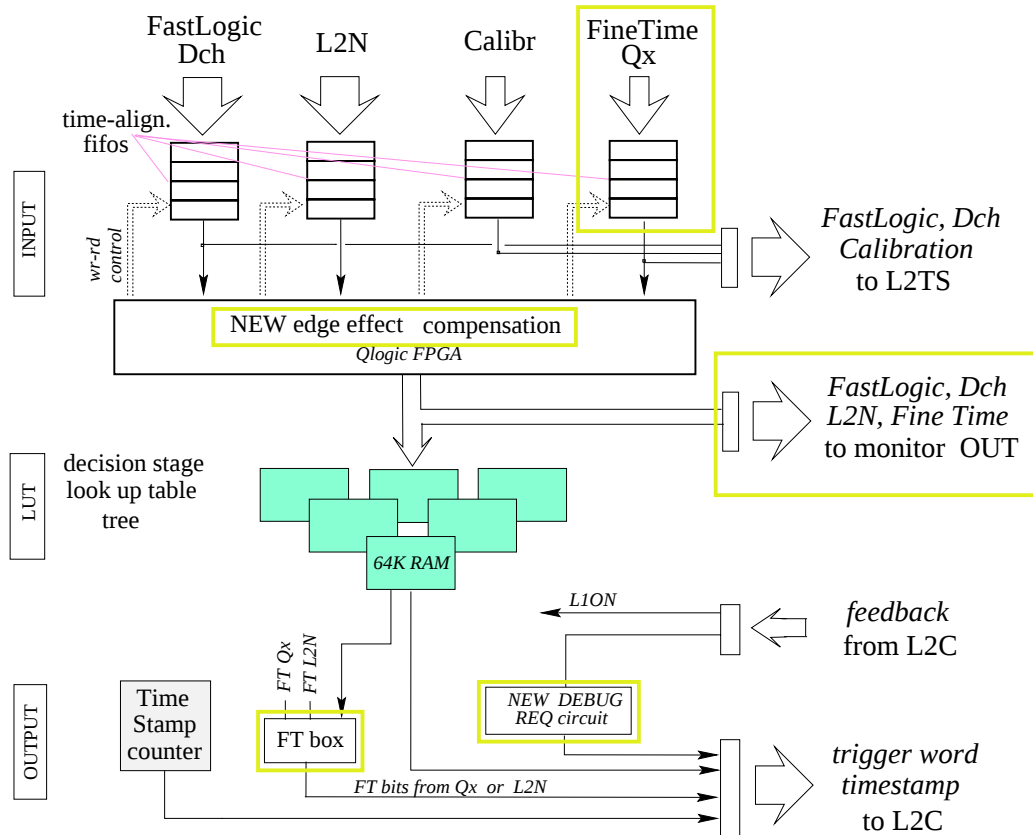


Figura B.1: Schema a blocchi del nuovo L1TS

- Stadio di Ingresso

In previsione della presenza del nuovo modulo del *Fine Time*, gli ingressi sono stati organizzati diversamente, introducendo una nuova FIFO, con relativo circuito di controllo e *pipeline* di trasmissione, per poter allineare in modo indipendente i tre bit provenienti da questo modulo (Q_X , FT0, FT1).

Nel nuovo L1TS lo stadio di compensazione dell'*edge effect* ha subito notevoli modifiche.

Nel vecchio sistema tutti i segnali provenienti dalle FIFO delle Camere e dell'L2N venivano sempre corretti per questo effetto; non c'era possibilità di applicare la correzione ai segnali provenienti dalla FIFO della Logica Veloce; il meccanismo di compensazione allungava dinamicamente il segnale di zero, una $([-1 \text{ o } +1])$ o due *time slot* $([-1: +1])$, dipendentemente dal valore e posizione relativa del bit di *fine time* più significativo. Non c'era modo di correggere solo qualche segnale all'interno dello stesso gruppo e tutti i tipi di combinazioni richiedevano la presenza di un segnale della Logica Veloce, gli unici a passare singoli, onde evitare doppi trigger.

Ora invece la compensazione dell'*edge effect* avviene tramite la triplicazione statica $([-1: +1])$ del segnale prescelto, programmabile bit per bit. Tutti gli ingressi del sistema possono venire triplicati. Questo permette di realizzare qualunque tipo di combinazione, e decidere in ogni confronto quale segnale prendere come riferimento temporale: in questo caso si lascerà singolo quest'ultimo e si triplicheranno le altre componenti. Questo meccanismo e la relativa interfaccia VME sono stati da me implementati in FPGA di tipo QLOGIC.

In fig. B.2 sono messi a confronto i due tipi di circuiti e le conseguenze su due segnali. Vengono schematizzati il Q_X e l'*Etot* in ingresso e in uscita in 5 *time slot* successive. Nella prima parte il Q_X è il riferimento di default (non può essere diversamente): sono raffigurate quattro differenti situazioni con relativo effetto sull'ampliamento del segnale di *Etot*. Nella seconda parte sono mostrate due situazioni nel caso in cui il Q_X è preso come riferimento (e quindi non triplicato), mentre l'*Etot* viene triplicato.

Infine, nel nuovo L1TS, i segnali in uscita dallo stadio di compensazione dell'*edge effect* sono trasferiti anche ad una uscita di controllo, interfacciata al sistema di lettura delle PMB digitali, in modo da permettere il controllo continuo dell'allineamento temporale e del funzionamento della correzione stessa.

- Stadio di Decisione

Il ramo delle look up table è stato mantenuto praticamente identico, sia come numero di stadi, sia come capacità combinatoriale.

Il nuovo L1TS ha la possibilità di cambiare dinamicamente il tipo di bit di *Fine Time* da comunicare alla *MassBox*, ovvero può decidere, in base al codice di trigger, se trasmettere il *Fine Time* relativo al Q_X o il *Fine Time* proveniente dall'L2N relativo al tempo dell'evento nel calorimetro elettromagnetico. Questo permette di produrre codici di trigger esclusivamente neutri, o comunque con la componente dal L2N come riferimento, corredati da una precisa informazione temporale.

La selezione dinamica avviene grazie ad un multiplexer pilotato da un bit programmabile in uscita dall'ultima memoria, quella che prende e codifica su 3+1 bit

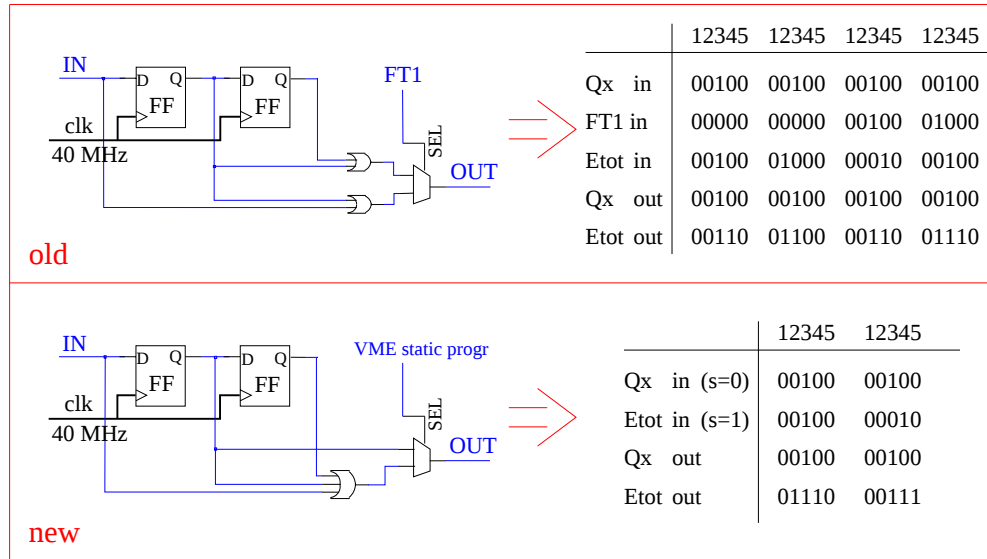


Figura B.2: Confronto compensazione dell'*edge effect*.

la decisione finale.

- *Stadio di Uscita*

Infine, nello stadio di uscita, il circuito di gestione della DEBUG REQUEST proveniente dalla *MassBox* (vedi sez.3.1.1), da sempre sofferente di problemi di sincronizzazione interna, è stato anch'esso da me implementato e simulato su una FPGA di tipo QLOGIC. Alcuni arrangiamenti minori sono stati effettuati sulla distribuzione interna e fasatura dei clock a 40 MHz, sulla macchina a stati che gestisce il sistema, sui segnali di inizio e fine *burst* provenienti dall'SPS.

Bibliografia

- [1] T. D. Lee & C. N. Yang,
Phys. Rev. **104**, 1413 (1956)
- [2] J. H. Christenson *et al.*
Phys. Rev. Lett. **13**, 138 (1964)
- [3] Physical Review C, Vol.3 Num.1-4
“Review of Particle Physics”
Springer Editor (1998)
- [4] T. T. Wu and C. N. Yang,
Phys. Rev. Lett. **13**, 380 (1964)
- [5] M. Kobayashi & K. Maskawa
Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)
- [6] L. Maiani
in Proceedings of the International Symposium on Lepton and Photon Interaction at High Energies,
DESY, Amburgo, 1997
- [7] L. Wolfenstein
Phys. Rev. Lett. **51**, 1945 (1983)
- [8] Q. H0-Kim and P. Xuan Yem,
“Elementary Particles and Their Interactions”
Springer (1998)
- [9] M. Ciuchini *et al.*,
Z. Phys. **C68**, 239 (1995)
- [10] L. Wolfenstein,
Phys. Rev. Lett. **13**, 562 (1964)

- [11] L. K. Gibbons *et al.*,
Phys. Rev. Lett. **70**, 1203 (1993)
- [12] G. D. Barr *et al.*,
Phys. Lett. **B317**, 233 (1993)
- [13] KLOE Collaboration,
KLOE: A General Purpose Detector for Daφne,
LNF-92/019 (IR), 1992
- [14] Physical Review D-Particles and fields, Vol.45 Num.11
“Review of particle properties” Part II
The American Physical Society - June 1992
- [15] D. H. Perkins
“Introduction to High Energy Physics”
Addison-Wesley Publishing Company (1987)
- [16] G. D. Barr *et al.*
“Proposal for a precision measurement of ε'/ε in CP violating $K^0 \rightarrow 2\pi$ decays”
CERN/SPSC/90-22 (1990)
- [17] R. Carosi *et al.*,
Phys. Lett. **B127**, 303 (1990)
- [18] C. Biino *et al.*,
“The simultaneous long- and short-lived neutral kaon beams for experiment NA48”
NA48 Note 98-16 (1998)
- [19] B. N. Jensen *et al.*,
Nucl. Instr. Meth. **B71**, 155 (1992)
- [20] S. P. Moller *et al.*,
Phys. Lett. **B256**, 91 (1991)
- [21] H. Bleumer and C. Ebersberger,
Nucl. Instr. Meth. **A365**, 268 (1995)
- [22] P. Grafstrom *et al.*,
Nucl. Instr. Meth. **A344**, 487 (1994)

- [23] NA48 Collaboration,
Nucl. Instr. Meth. **A316**, 1 (1992)
- [24] E. Griesmayer *et al.*,
Nucl. Instr. Meth. **A361**, 466 (1995)
- [25] G. Barr *et al.*,
Nucl. Instr. Meth. **A370**, 413 (1996)
- [26] NA48 Collaboration,
Nucl. Instr. Meth. **A367**, 263 (1995)
- [27] R. Moore *et al.*,
“Description of the Mu-Veto Counters” NA48 Note 94-1 (1994)
- [28] S. Luitz *et al.*,
“Expanded Dataflow Solution for NA48”
NA48 Note 97-7 (1997)
- [29] A. Bizzeti *et al.*,
“The NA48 Pretrigger system”
NA48 Note 97-26 (1997)
- [30] R. Arcidiacono *et al.*,
“A note on the NA48 Trigger Supervisor and their interconnections”
NA48 Note 97-32 (1997)
- [31] S. Anvar *et al.*,
“The Charged Trigger System of NA48 at CERN”
WC98 conference abstract (1998)
- [32] G. Fischer *et al.*,
“A 40 MHz-Pipelined Trigger for $K^0 \rightarrow 2\pi^0$ Decays for the CERN NA48 Experiment”
Elsevier Preprint (1998)
- [33] M. Sozzi *et al.*,
“A Trigger Supervisor for NA48”
NA48 Note 92-6 (1992)
- [34] G. P. Heath
Nucl. Inst. and Meth. **A278**, 431 (1989)

- [35] R. Arcidiacono *et al.*,
“The Level 1 Trigger Supervisor: past, present and future”
NA48 Note 11-98 (1998)
- [36] D. Marras *et al.*,
“A new fine time Module for NA48”
NA48 Note 13-98 (1998)