



Università di Pisa

Facoltà di Scienze Matematiche Fisiche e Naturali

Corso di Laurea in Scienze Fisiche

Anno Accademico 2008/2009

Tesi di Laurea Specialistica

Studio di un trigger di molteplicità basato su un rivelatore RICH

Candidato
Bruno Angelucci

Relatore
Chiar.mo Prof. Marco Sozzi

Introduzione

Il lavoro di tesi in questione è stato svolto all'interno del gruppo dell'INFN di Pisa che partecipa all'esperimento NA62 presso i laboratori del CERN di Ginevra, in particolare nell'ambito del gruppo che si occupa del sistema di trigger e acquisizione dati (TDAQ) dell'esperimento.

L'obiettivo finale ha riguardato la valutazione della possibilità di messa a punto di un trigger, attraverso il sistema di acquisizione dati oggetto di studio, basato sul rivelatore RICH dell'esperimento NA62.

Inizialmente, è presentata un'introduzione riguardante l'esperimento NA62: viene brevemente descritto l'obiettivo dell'esperimento, la misura del *Branching Ratio* del decadimento ultra raro $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ con una precisione del 10%; successivamente sono esposti dei cenni alla fisica del decadimento, con le conseguenti motivazioni della misura obiettivo dell'esperimento, seguiti dalla strategia sperimentale, in particolare in riferimento agli aspetti importanti legati ai rivelatori e alla selezione e reiezione degli eventi di fondo.

In secondo luogo viene descritto l'apparato sperimentale di NA62: sono presentate brevi indicazioni riguardanti la produzione del fascio di K^+ e i singoli rivelatori, quali il CEDAR, il GigaTracker, il sistema per il veto dei fotoni (LAV, LKr, IRC, SAC), il CHANTI, lo spettrometro, il complesso di veto per i muoni. L'esposizione è invece più ampia per la strumentazione direttamente coinvolta nel lavoro originale della tesi: riguardo al RICH, dopo alcuni cenni sull'effetto Cherenkov e sul principio generale del RICH, è descritto il setup del RICH dell'esperimento, menzionando le caratteristiche di risoluzione e la capacità di separazione pione-muone; in seguito vi è un'ampia descrizione del sistema di trigger e acquisizione dati, partendo dallo schema generale del TDAQ, per poi arrivare all'architettura del sistema, in cui è presente una spiegazione abbastanza dettagliata dei componenti elettronici (HPTDC, TDCB, TELL1) e delle loro modalità di funzionamento.

Nella parte principale dell'elaborato viene presentato il lavoro originale, diviso in due parti: la prima riguarda la partecipazione ai due test del prototipo RICH-400 e del sistema di acquisizione dati TELL1-TDC, la seconda focalizza l'obiettivo dello studio della realizzazione di un trigger di molteplicità

basato sul rivelatore RICH.

In riferimento al primo test, dopo un'introduzione sulle motivazioni e sulla descrizione del layout sperimentale, viene esposta dettagliatamente l'analisi dati eseguita personalmente, e sono mostrati i risultati ottenuti riguardanti in particolare il calcolo della risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori, e lo studio di problemi emersi quali la presenza di canali rumorosi e di *hits* mancanti.

In merito al secondo test, dopo aver anche qui esposto gli obiettivi e il setup dell'apparato, viene mostrato il lavoro personalmente svolto consistente nella realizzazione di un monitor online; sono poi presentati alcuni risultati di rilievo ottenuti dal test, riguardanti propriamente il RICH.

L'ultima parte descrive minuziosamente la ricostruzione di eventi di segnale ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$), generati con una simulazione Montecarlo GEANT4; in particolare viene analizzato il comportamento del rivelatore RICH, studiando la possibilità di applicazione di diverse configurazioni del sistema di read-out TELL1-TDC al rivelatore stesso. L'analisi messa a punto, e i risultati presentati, mostrano la risposta del sistema all'applicazione di una soglia sul trigger di molteplicità: su eventi di segnale, in termini di efficienza al variare della soglia impostata, e su eventi corrispondenti ai principali decadimenti di fondo del K^+ ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$), in termini di riduzione del rate totale sul RICH.

Capitolo 1

L'esperimento NA62

1.1 Introduzione

L'esperimento NA62 al CERN SPS [1] si propone di misurare il *Branching Ratio* del decadimento ultra-raro $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ con una precisione del 10%, per fornire un test stringente di validità del Modello Standard.

L'obiettivo è di raccogliere circa 80 eventi in due anni di presa dati, con un rapporto segnale-fondo di 10:1 (il *Branching Ratio* del decadimento nel Modello Standard è $(8.22 \pm 0.84) \times 10^{-11}$).

Finora, lo studio del decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ è avvenuto solamente con K a riposo, prodotti da fasci di protoni di bassa energia. L'esperimento BNL-AGS-E787(E949) ha raccolto dati dal 1995 fino al 1998(2002) ed ha pubblicato una misura del branching ratio basata su 7 eventi (E787+E949) interpretati come segnale ($BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) = 1.47_{-0.89}^{+1.30} \times 10^{-10}$) [2]. Un'altra misura, sempre attraverso decadimenti del K a riposo, è in programma a J-PARC [3].

Per l'esperimento NA62 vengono usati protoni a 400 GeV/c dall'SPS (vedi figura 1.1), con due conseguenti vantaggi: poiché la sezione d'urto di produzione dei K carichi cresce con l'energia dei protoni, si può avere un maggior flusso dei K a parità di flusso di protoni; la maggiore energia dei K, con decadimenti nel vuoto e con la selezione di π di relativamente bassa energia, si traduce in una più facile rivelazione dei fotoni, il che semplifica la soppressione del fondo $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. Lo svantaggio di protoni (e quindi di un fascio secondario) ad alta energia, è che i π e i protoni non vengono separati in maniera efficace dai K, perché ad esempio la separazione a RF non può essere utilizzata efficacemente: i rivelatori che misurano impulso e direzione dei K sono perciò esposti a un flusso molto maggiore (circa 17 volte); non

ci sono problemi di questo tipo invece per gli altri rivelatori, perché il fascio rimane in un tubo a vuoto che li attraversa nella regione centrale, non attiva; anche i μ provenienti dai decadimenti dei π , avendo piccolo impulso trasverso, rimangono in gran parte nel tubo a vuoto, non attraversando le parti attive dei rivelatori.

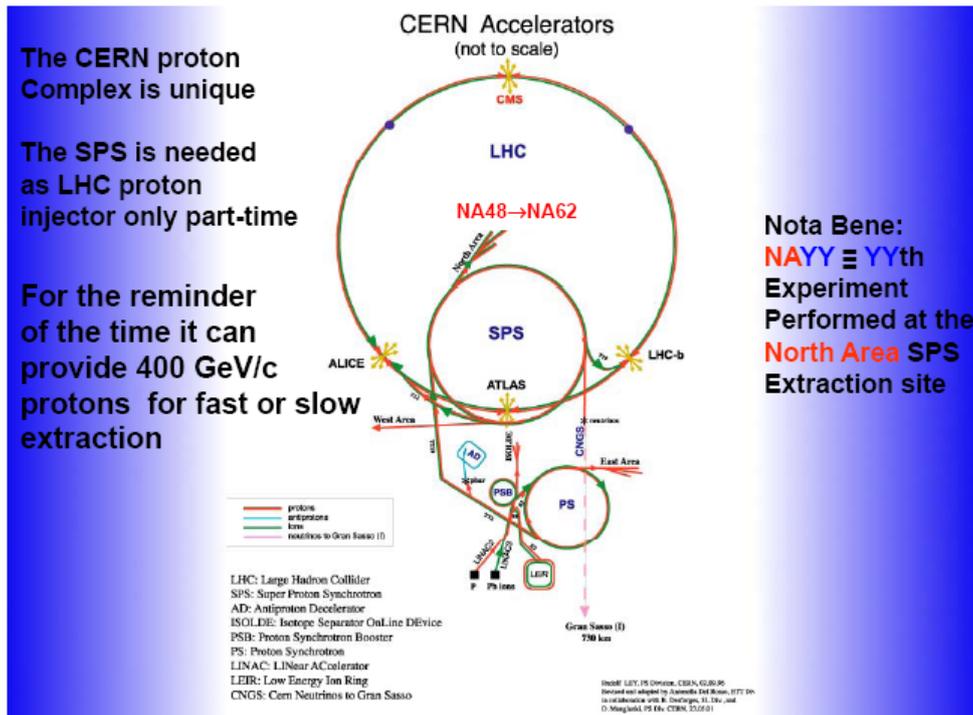


Figura 1.1: Il complesso di acceleratori al CERN

Diversi sono gli aspetti importanti legati ai rivelatori in questo esperimento:

- tracciatura delle particelle del fascio a un rate totale di 1 GHz, con minimo tempo morto dei rivelatori e elevata risoluzione temporale;
- identificazione dei K ad alto rate facendo uso di un contatore Cherenkov insensibile ai π e ai protoni;
- costruzione di un veto per i fotoni per un rigetto dei π^0 di circa 10^8 ;
- rigetto dei μ di almeno 10^5 ;
- separazione π/μ a due deviazioni standard fino a 35 GeV/c di impulso, attraverso un RICH;
- misure ridondanti degli impulsi del K^+ entrante e del π^+ uscente, per la soppressione delle code nella ricostruzione della massa mancante per il decadimento a due corpi;

- veto di particelle cariche provenienti da decadimenti del K a tre o quattro corpi;
- minimizzazione dell'attività accidentale di decadimenti non provenienti dai K.

1.2 Il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

Il decadimento raro $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (e l'analogo neutro $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$) è utile per studiare la fisica del flavour. Tra i molti decadimenti rari del K e del B, i modi del tipo $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ sono unici [4], per il fatto che il loro *branching ratio* nel Modello Standard può essere calcolato con un alto grado di precisione, a differenza di qualsiasi altro processo a corrente neutra e cambio di sapore (detto FCNC: *Flavour-Changing Neutral-Current*).

La ragione principale dell'eccezionale precisione teorica per il *branching ratio* di questi decadimenti è il fatto che, nel Modello Standard, sono costituiti da processi mediati da ampiezze elettrodeboli dell'ordine di $O(G_F^2)$ che mostrano un meccanismo GIM quadratico. Gli effetti non perturbativi in questi processi sono fortemente soppressi, a differenza dei decadimenti dei mesoni con contributi del tipo “gluone-pinguino” e/o “fotone-pinguino” nelle ampiezze. Una caratteristica importante collegata a quanto appena detto, che segue dalla peculiare struttura elettrodebole, è il fatto che l'ampiezza del processo $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ si può descrivere in termini di un singolo operatore effettivo: $Q_{sd}^{\nu\nu} = (\bar{s}_L \gamma^\mu d_L)(\bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L)$. Gli elementi di matrice adronici di $Q_{sd}^{\nu\nu}$ rilevanti per l'ampiezza di $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ si possono estrarre direttamente dal rate del decadimento $K \rightarrow \pi e \nu$, di cui si hanno precise misure.

Per questo, i due decadimenti citati offrono opportunità uniche di test per il Modello Standard e di approfondimento della conoscenza della matrice CKM. Infine, questi decadimenti sono estremamente sensibili a possibilità di nuova fisica oltre il Modello Standard.

A livello di quark, questi decadimenti derivano dal processo $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$, che nel Modello Standard è una combinazione dei grafici “ Z^0 pinguino” e del grafico con doppio scambio del bosone W. In figura 1.2 i tre diversi grafici che contribuiscono al processo $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$.

In questi grafici i quark u, c, t compaiono come linee interne. Per il meccanismo GIM a livello di ampiezza si ha $A_q \sim \frac{m_q^2}{m_W^2} V_{qs}^* V_{qd}$ con $q = u, c, t$; il contributo dovuto a loop del quark *top* domina, e può essere calcolato con un'incertezza teorica trascurabile; per quanto riguarda il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, i contributi del quark *charm* non sono trascurabili [5] [6], ma l'incertezza teorica irriducibile è inferiore al 3%; infine il contributo dovuto

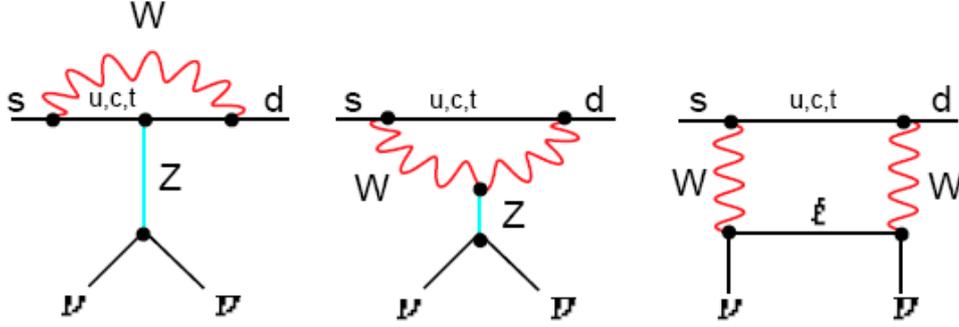


Figura 1.2: I grafici per il processo $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$ nel Modello Standard

al quark up è trascurabile in entrambi i casi.

Per questo, il processo $s \rightarrow d\nu\bar{\nu}$ è ben descritto da un accoppiamento di Fermi:

$$\mathcal{H}_{eff} = \sum_{l=e,\mu,\tau} \frac{G_l}{\sqrt{2}} (\bar{s}d)_{V-A} (\bar{\nu}_l\nu_l)_{V-A} \quad (1.1)$$

dove G_l è la costante di accoppiamento effettiva. Il *branching ratio* è poi collegato dagli effetti di rottura di isospin a quello del decadimento K_{e3}^+ ($K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$):

$$BR(K^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}\nu) = 6r_{K^+} BR(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu) \frac{|G_l^2|}{G_F^2 |V_{us}|^2} \quad (1.2)$$

qui $r_{K^+} = 0.901$ è la correzione di rottura di isospin [7], che include spazio delle fasi e effetti di QED.

La costante di accoppiamento G_l si può esprimere come somma di due contributi, dal quark *top* e dal quark *charm*:

$$G_l = \frac{\alpha G_F}{2\pi \sin^2 \Theta_W} [V_{ts}^* V_{td} X(x_t) + V_{cs}^* V_{cd} X_{NL}^l] \quad (1.3)$$

dove α è la costante di accoppiamento di struttura fine, G_F è la costante di Fermi, θ_W è l'angolo di Weinberg, $x_t = m_t^2/M_W^2$, e i coefficienti X sono funzioni calcolate includendo le correzioni QCD [8] [9], corrispondenti rispettivamente al contributo del quark *top* e del quark *charm*.

Il contributo del quark *top* è precisamente conosciuto, e la principale sorgente di errore è proprio l'incertezza sulla massa del quark t . La componente

del quark *charm* invece è affetta da un maggiore errore; mediando sulle tre specie di neutrino,

$$P_0(X) = \frac{1}{\lambda^4} \left[\frac{2}{3} X_{NL}^e + \frac{1}{3} X_{NL}^\tau \right] = 0.42 \pm 0.06 \quad [5] \quad [6] \quad (1.4)$$

con conseguente errore teorico di $\sim 5 - 7\%$ sulla determinazione del BR . Questo rende perciò il decadimento del K in π e due neutrini uno dei più attrattivi per l'esplorazione del triangolo di unitarietà e per possibili gradi di libertà oltre il Modello Standard.

La matrice CKM nella parametrizzazione di Wolfenstein [10] è così composta:

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{\lambda^2}{2} & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{\lambda^2}{2} & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.5)$$

dove per i 4 parametri valgono $\lambda = \sin \theta_{12}$, $A\lambda^2 = \sin \theta_{23}$, $A\lambda^3(\rho - i\eta) = \sin \theta_{13} e^{-i\delta}$, in cui θ_{ij} sono gli angoli di Eulero e δ è la fase di violazione CP, utilizzati nella parametrizzazione “standard” della matrice CKM [11].

Dall'equazione 1.3 risulta che il contributo del quark *charm* a G_l dipende dagli elementi V_{cd} e V_{cs} ; in questa approssimazione questo termine è un numero reale, così da non contribuire al decadimento in due neutrini e π^0 del K_L : ciò perchè nella formula del BR, simile all'equazione 1.2, al numeratore in luogo di $|G_l^2|$ compare $(\text{Im}G_L)^2$. La predizione teorica per questo processo è quindi molto più chiara che per il caso del K^+ .

Essendo in questa approssimazione $V_{ts} = -V_{cb}$, ed essendo quest'ultimo determinato dai decadimenti semileptonici del B, $|V_{cb}| = (41.5 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ [12], una misura dei *branching ratios* dei due decadimenti può essere considerata nel Modello Standard una determinazione di $|V_{td}|$, ovvero dei parametri di Wolfenstein ρ, η che definiscono il “triangolo di unitarietà” (vedi figura 1.3).

Ad oggi, l'angolo β (figura 1.3) è stato determinato in maniera accurata nelle B-factories, attraverso la violazione CP nel decadimento $B \rightarrow \psi K^0$; la lunghezza del lato destro del triangolo è fissata dall'analisi dell'oscillazione $B^0 \bar{B}^0$ [13].

Il rate del decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ definisce il valore assoluto di G_l , rappresentato dal segmento tratteggiato in figura 1.3; lo scostamento da 1 dell'estremità inferiore è dovuta al contributo del quark *charm*. Una misura di questo rate offre una valida alternativa a quella dell'oscillazione $B^0 \bar{B}^0$, ma con minore incertezza teorica; la combinazione di questo risultato con quelli esistenti su β sarebbe un test significativo del Modello Standard.

Il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ è anche molto sensibile alla fisica oltre il Modello Standard; grazie alla precisione delle predizioni teoriche, produce vincoli

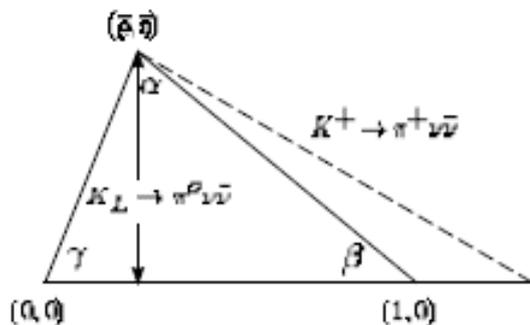


Figura 1.3: Il triangolo di unitarietà. L'angolo β è stato determinato attraverso la violazione CP in $B \rightarrow \psi K^0$ [13]; la lunghezza del lato destro del triangolo è stata fissata attraverso l'analisi dell'oscillazione $B^0 \bar{B}^0$; il rate di $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ definisce il segmento tratteggiato, quindi lo scostamento nel vertice in basso a destra dovuto al contributo del quark c ; il rate di $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ dà il parametro η , l'altezza del triangolo

stretti su qualsiasi nuovo modello fisico.

Il rate misurato, potrebbe portare all'evidenza di nuova fisica, in caso dovesse rivelarsi non compatibile col Modello Standard.

1.3 Strategia sperimentale

Data la non rilevabilità dei due neutrini tra i prodotti del decadimento, l'evento è caratterizzato solo dalla presenza di una traccia carica nello stato finale; tutti gli altri decadimenti aventi uno stato finale analogo sono da considerarsi fondo, e per raggiungere il rapporto tra segnale e fondo $S/B \simeq 10$ sono necessarie misure ridondanti della cinematica dell'evento, e veti efficienti.

In particolare serve accuratezza nel rigettare i decadimenti a due corpi con BR circa 10^{10} volte quello del segnale: $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ e $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$. Si potrebbe originare fondo nella ricostruzione se si dovessero perdere fotoni dal primo, o identificare erroneamente i μ del secondo come π , a causa dell'estensione delle code nelle distribuzioni costruite per l'identificazione delle particelle; per sopprimere questo fondo, sono da usare insieme la cinematica e l'identificazione di particelle.

Contaminazioni da decadimenti del K a tre o quattro corpi potrebbero ugualmente essere dannose.

In tabella 1.1 sono riportati i decadimenti più frequenti del K^+ , con i relativi

Branching Ratio, e le tecniche di rigetto da adottare.

Decadimento	BR	Reiezione del fondo
$K^+ \rightarrow \mu^+\nu$	63% (chiamato $K_{\mu 2}$)	μ ID, cinematica due corpi
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$	21%	veto di fotoni, cinematica due corpi
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$	6%	veto di part.cariche, cinematica
$K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0$	2%	veto di fotoni, cinematica
$K^+ \rightarrow \pi^0\mu^+\nu$	3% (chiamato $K_{\mu 3}^+$)	μ ID, veto di fotoni
$K^+ \rightarrow \pi^0e^+\nu$	5% (chiamato $K_{e 3}^+$)	veto di fotoni, E/p

Tabella 1.1: I decadimenti piú frequenti del K^+ , i relativi BR, e le tecniche di reiezione: ID si riferisce all'identificazione di particelle, E/p all'identificazione per mezzo dell'energia rilasciata dalla particella nel calorimetro, la cinematica si riferisce alle differenti distribuzioni di m_{miss}^2 per il segnale e per i fondi

Ci sono due regioni di accettazione cinematicamente libere dalla maggior parte dei decadimenti frequenti dei K. La cinematica del decadimento che dá il segnale è schematizzata in figura 1.4, dove le uniche quantità misurabili sono gli impulsi del K e del π e l'angolo tra questi $\theta_{\pi K}$.

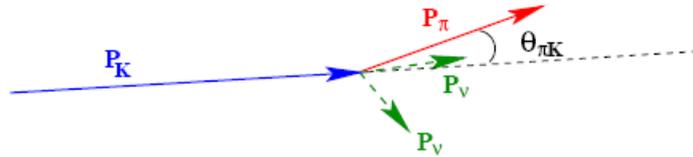


Figura 1.4: Cinematica del decadimento $K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$

Si può costruire la variabile m_{miss}^2 , quadrato della massa “mancante” nell'evento sotto l'ipotesi che la particella carica rivelata nello stato finale sia un π^+ :

$$m_{miss}^2 \simeq m_K^2 \left(1 - \frac{|P_\pi|}{|P_K|}\right) + m_\pi^2 \left(1 - \frac{|P_K|}{|P_\pi|}\right) - |P_K||P_\pi|\theta_{\pi K}^2 \quad (1.6)$$

dove m_K e m_π sono le masse del K e del pione, $|P_K|$ e $|P_\pi|$ il valore assoluto dei loro impulsi, $\theta_{\pi K}$ l'angolo tra le loro direzioni di volo.

Usando questa variabile si possono distinguere due categorie di fondo: quello vincolato cinematicamente, e quello non vincolato.

In figura 1.5 è mostrata la variabile m_{miss}^2 per il segnale e per i decadimenti

(cinematicamente vincolati) del K con maggior BR , per un impulso $P_K = 75$ GeV/c.

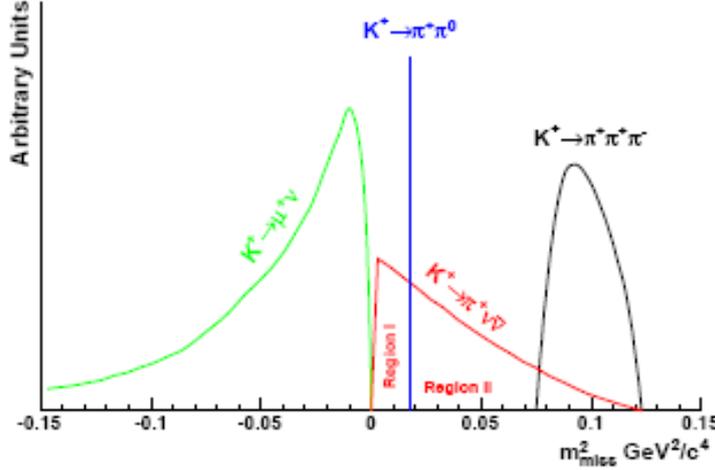


Figura 1.5: Distribuzioni di m_{miss}^2 con l'ipotesi che la traccia secondaria sia un pione

Il decadimento a due corpi $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ è una riga a $m_{miss}^2 = m_{\pi^0}^2$; la massa mancante al quadrato del $K_{\mu 2}$ invece non appare come una riga, in quanto è erroneamente ricostruito data l'ipotesi che la traccia rivelata sia un π : la forma della distribuzione dipende dagli impulsi nello stato finale, e il valore $m_{miss}^2 = 0$ è un limite superiore.

A causa della linea del decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, l'accettanza del segnale viene divisa in due regioni:

- $0 < m_{miss}^2 < m_{\pi^0}^2 - (\Delta m)^2$ (regione 1)
- $m_{\pi^0}^2 + (\Delta m)^2 < m_{miss}^2 < \min [m_{miss}^2(\pi^+\pi^+\pi^-)] - (\Delta m)^2$ (regione 2)

dove la quantità $(\Delta m)^2$ dipende dalla risoluzione sulla massa mancante al quadrato.

Assumendo un'inefficienza sul veto dei π^0 dell'ordine di 10^{-8} , e su quello dei μ di 5×10^{-6} , si può raggiungere un rapporto tra segnale e fondo maggiore di 10 con $(\Delta m)^2 \simeq 8 \times 10^{-3}$ GeV²/c⁴.

Si possono da qui dedurre le performance richieste al Gigatracker e allo spettrometro: una risoluzione dello 0.3% sull'impulso del K, dell'1% a 30 GeV/c sull'impulso del π , e di circa $50\mu\text{rad}$ sull'angolo $\theta_{\pi K}$, sono sufficienti a rigettare cinematicamente il fondo al livello desiderato.

La regione di accettazione prima descritta può invece essere popolata da decadimenti semi-leptonici e radiativi, poiché essi non sono vincolati dalla cinematica.

Per sopprimere tutti i modi del K^+ che potrebbero simulare il segnale $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$, è innanzitutto necessario rivelare i fotoni provenienti dal π^0 prodotti nella regione di decadimento: ciò è svolto rispettivamente dal SAC (Small Angle Calorimeter), da un IRC (Intermediate Ring Calorimeter), dal LKr (Liquid Krypton Calorimeter) e da 12 contatori ANTI (Large Angle Photon Veto) (vedi figura 1.7 e paragrafo 2.4).

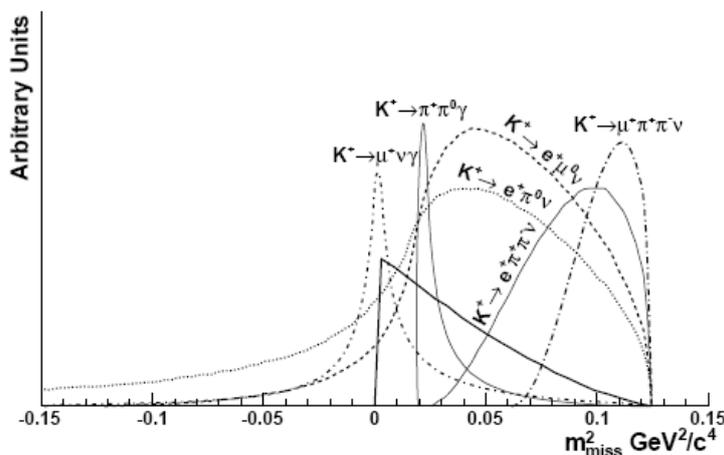


Figura 1.6: Distribuzioni di m_{miss}^2 per il fondo non vincolato cinematicamente

Le stesse considerazioni valgono per il decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+\nu$, dove l'identificazione dei muoni con RICH, HAC e MUV, deve essere un complemento alla reiezione cinematica.

Esistono anche modi di decadimento, con BR maggiori di 10^{-5} , come il $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^+\nu$ (chiamato K_{e4}) e il $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-\mu^+\nu$ (chiamato $K_{\mu4}$), in cui il leptone potrebbe sfuggire alla rivelazione; in questo caso è fondamentale identificare il π^- , e quindi che i rivelatori siano sensibili verso particelle con carica negativa e impulso ≤ 60 GeV/c.

Questa funzione può essere svolta dalle camere che formano lo spettrometro magnetico (vedi figura 1.7 e paragrafo 2.6).

Infine, il veto di fotoni e la rivelazione e identificazione di particelle cariche, sono gli unici strumenti disponibili per il rigetto di fondo non vincolato cinematicamente, compito in parte facilitato dal BR relativamente minore (in figura 1.6 le distribuzioni di m_{miss}^2 per questi decadimenti).

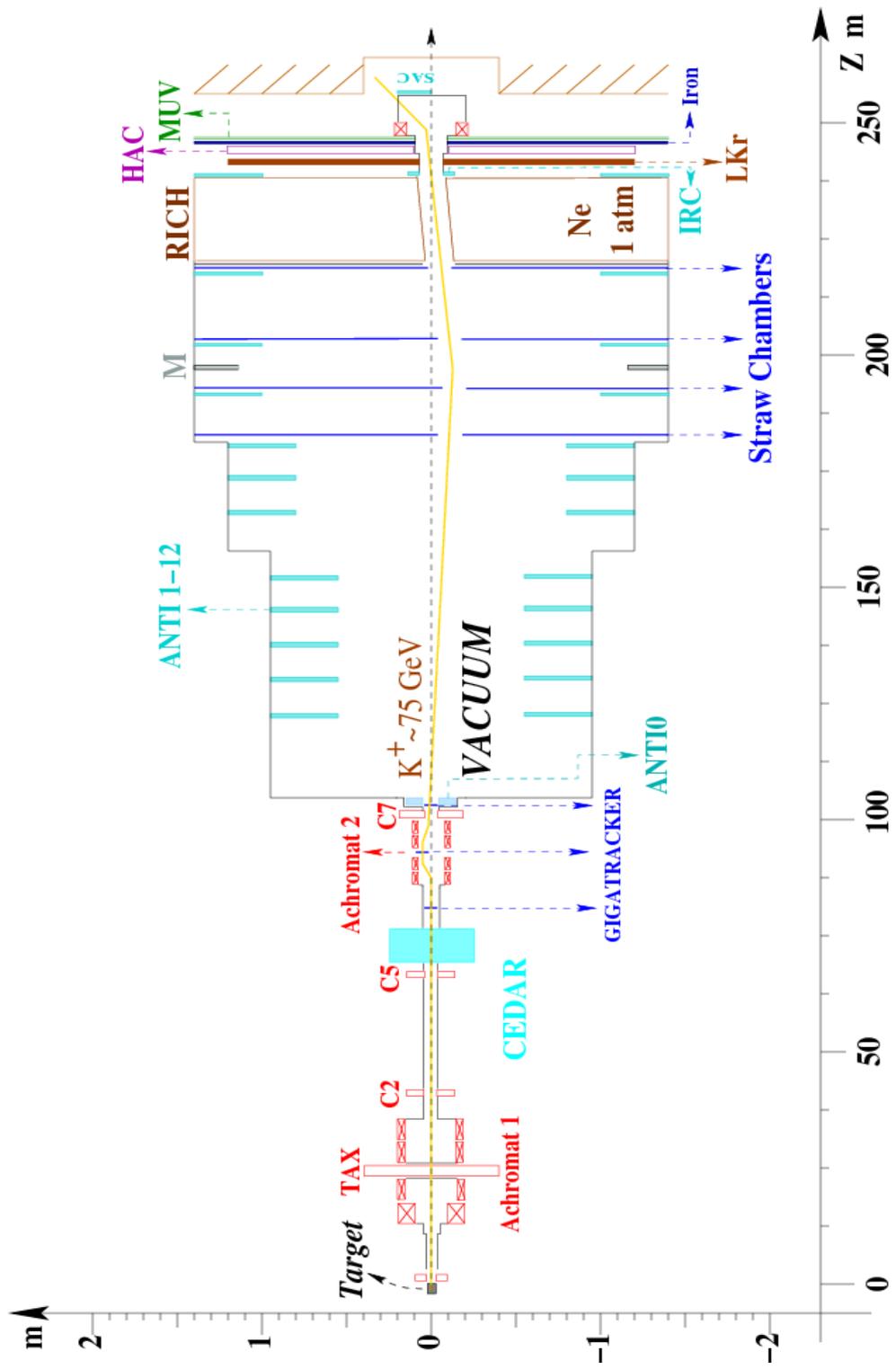


Figura 1.7: L'apparato sperimentale di NA62

Capitolo 2

L'apparato sperimentale di NA62

2.1 Il fascio di K^+

Sono diversi i vantaggi per lo svolgimento di un esperimento su un decadimento raro del K ad alte energie, e in particolare ai 400 GeV/c dell'SPS [1][14]. La produzione massima di $K^+(K^-)$, a fissato impulso dei protoni primari p_0 , in un dato angolo solido e un dato $\Delta p/p$, avviene per $p_K \approx 0.35 p_0$ ($\approx 0.23 p_0$). Inoltre, a fissato rapporto p_K/p_0 , la produzione di $K^+(K^-)$ cresce come p_K^2 (quindi p_0^2). Ne segue che il numero di decadimenti di $K^+(K^-)$ in una determinata lunghezza è massimo per $p_K \approx 0.23 p_0$ ($\approx 0.15 p_0$), e a fissato p_K/p_0 il numero di decadimenti di $K^+(K^-)$ cresce come p_K (e perciò p_0).

La scelta di un fascio positivo piuttosto che negativo è guidata dal fatto che, a un impulso di 75 GeV/c, il rapporto tra i rate di produzione $K^+/K^- \approx 2.1$, e il rapporto $(K^+/\pi^+)/(K^-/\pi^-) \approx 1.2$ (i fasci non sono separati).

La selezione di un impulso centrale di 75 GeV/c è un compromesso tra le diverse variazioni di flussi dei K^+ in funzione dell'impulso. E' inoltre il massimo impulso per cui il fascio, considerando la presenza di stazioni di rivelazione a grande angolo solido, di selezione d'impulso, di identificazione, misurazione di impulso e tracciatura del fascio stesso, può essere adattato alla lunghezza esistente (dal precedente esperimento NA48) di 102 m dal bersaglio di produzione all'inizio della regione di decadimento.

La selezione del fascio, dopo l'emissione dalla targhetta di berillio, è inizialmente svolta da un tripletto di quadrupoli che foceggiano il fascio al centro di un *front-end achromat*, composto da quattro dipoli, per fornire una selezione di una stretta banda di impulso $\Delta p/p \simeq 1\%$, spostando il fascio di 100mm in modo da eliminare anche protoni primari e adroni secondari non

voluti. Successivamente un altro tripletto di quadrupoli focheggia il fascio e lo guida verso una zona di collimazione e di rimozione di muoni; un'altra coppia di quadrupoli rende il fascio parallelo all'asse, dove è posto il CEDAR, un contatore Cherenkov differenziale (paragrafo 2.2), riempito di idrogeno, capace di rivelare soltanto i K^+ nel fascio (che sono una componente pari a circa il 6%; il resto è dato dal 70% di pioni e dal 23% di protoni); gli ultimi 30m prima del collimatore finale contengono un secondo gruppo di quattro dipoli (*achromat*) e le tre stazioni del GigaTracker (paragrafo 2.3), per fornire misure di impulso e direzione; l'ultima stazione del GigaTracker è seguita da un primo rivelatore attivo (l'ANTI0), capace di rivelare sia particelle neutre che cariche. In corrispondenza di questa terza stazione il fascio è centrato, ma ha un angolo in orizzontale di -1.2mrad: questo è scelto in modo tale che nel successivo magnete dello spettrometro il fascio sia deviato di nuovo verso l'apertura centrale del calorimetro.

La regione di decadimento è un tubo a vuoto lungo circa 85m e di 0.96m di raggio (che diventa 1.2m nella parte finale), chiuso da una finestra di alluminio ($\approx 0.05 X_0$); il centro di questa finestra è attraversato da un tubo (*beam pipe*), che permette al fascio di essere trasportato nel vuoto attraverso tutti i principali rivelatori. Rilevanti per il fascio sono le deviazioni dovute al magnete dello spettrometro, che dà un *kick* trasverso di +270 MeV/c e quindi una deflessione di +3.6 mrad, e a quello successivo al veto per muoni, che fornisce un *kick* di +1620 MeV/c e una deflessione di +21.6 mrad.

2.2 CEDAR

La componente di K^+ nel fascio può essere rivelata attraverso l'uso di un contatore Cherenkov differenziale (CEDAR) [1][14]; questo è importante, poiché dei pioni o protoni interagenti con il gas residuo nel tubo a vuoto potrebbero dar luogo a eventi erroneamente interpretabili come segnale. Il mezzo radiatore utilizzato è idrogeno.

La luce Cherenkov prodotta è riflessa da uno specchio, passa attraverso un correttore cromatico, un diaframma e una lente condensante, per arrivare a otto locazioni per la rivelazione di fotoni (vedi schema in figura 2.1); riducendo l'apertura del diaframma attorno al passaggio dei fotoni dal K^+ , la luce da pioni e protoni non è così presa in considerazione.

Per trattare l'alto rate di circa 50 MHz, si usano otto *array* lineari multi-anodo di 32 fotomoltiplicatori.

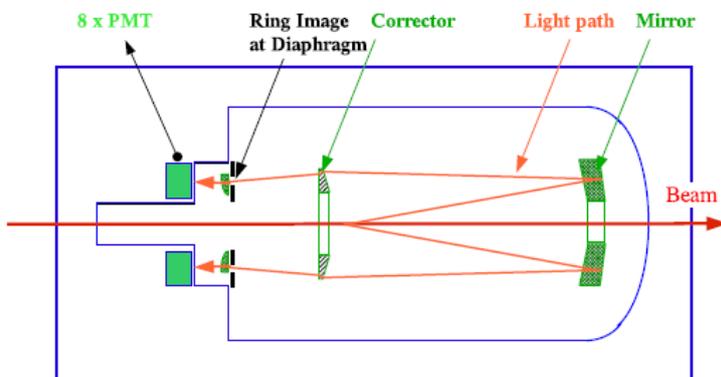


Figura 2.1: Layout schematico del CEDAR

2.3 GigaTracker

Il GigaTracker [1][14][15] è uno spettrometro del fascio, il cui scopo è quello di fornire misure precise di direzione, impulso e tempo delle particelle, prima che queste entrino nella regione di decadimento. L'informazione proveniente dal GigaTracker deve essere combinata con quella dallo spettrometro, per ricostruire gli eventi e rigettare il fondo dato dai decadimenti a due corpi del K^+ , tramite variabili quali la massa mancante, che dipende da $P_K, P_\pi, \theta_{\pi K}$. Il nome deriva dal difficile ambiente di lavoro del rivelatore: essendo la massima intensità del fascio pari a $\approx 1.5 \text{ MHz/mm}^2$, si ha un rate totale sul rivelatore di quasi 1 GHz.

Il GigaTracker è composto da tre stazioni di pixel di silicio, poste lungo la linea del fascio e spaziate tra loro circa 10 m. Ogni stazione copre un'area di $(60(X) \times 27(Y)) \text{ mm}^2$, con pixel di $(300 \times 300) \mu\text{m}^2$ spessi $200 \mu\text{m}$ (più $100 \mu\text{m}$ di spessore del chip di read-out), per un totale di 18000 pixel. Lo spessore totale del rivelatore è $0.5\% X_0$, risultante dalla somma dei contributi del sensore, del chip di read-out, del supporto. Le prime due stazioni si trovano rispettivamente dopo il CEDAR e all'interno del secondo Achromat, la terza è posta appena all'inizio della regione di decadimento, circondata dall'ANTI0 (necessario per il veto di interazioni adroniche del fascio nell'ultima stazione del GigaTracker).

La risoluzione temporale della traccia richiesta è $\approx 150 \text{ ps}$, che serve a separare tracce vicine in tempo con buona efficienza; ciò richiede un *design* in cui il *front-end* sul pixel sia ottimizzato per avere una risoluzione temporale di $\approx 200 \text{ ps}$ per stazione.

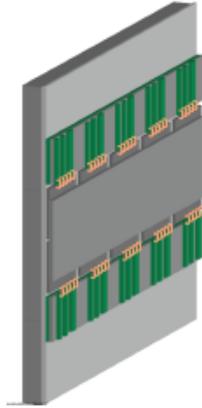


Figura 2.2: Una stazione del GigaTracker. Si possono riconoscere l'area attiva con i 5×2 sensori, e i relativi *chip* di *read-out* nella parte superiore e inferiore

La risoluzione angolare attesa sulla direzione della traccia è $\approx 14 \mu\text{rad}$. Dalla simulazione si è ottenuta un'incertezza totale sull'impulso di $\approx 0.2 \%$.

In figura 2.2 è mostrato il disegno concettuale di una delle tre stazioni del GigaTracker; il flusso del fascio cambia all'interno dell'area del rivelatore: ciò è mostrato in figura 2.3.

L'area della stazione è coperta da un modulo formato da 2×5 chip di *read-out*, legati al sensore; il modulo è attaccato a una struttura di supporto in fibra di carbonio.

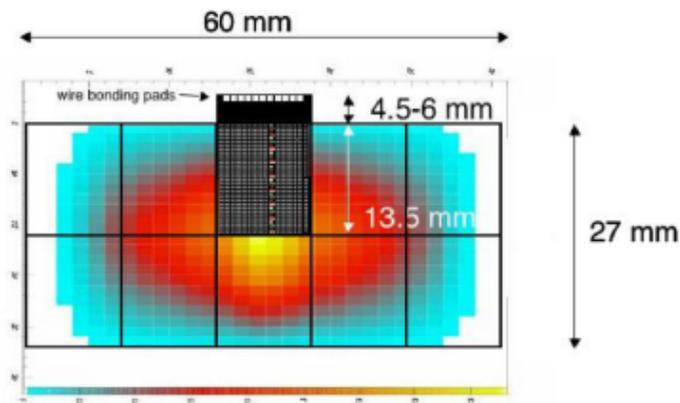


Figura 2.3: Profilo del fascio su una stazione del GigaTracker, e posizionamento dei 2×5 chip

2.4 Vetì per i fotoni

Il sistema di veto per i fotoni ha l'obiettivo di fornire informazioni necessarie (da applicare in congiunzione con la reiezione cinematica) per rigettare i fotoni dai decadimenti del K^+ , in particolare dal decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$; per sopprimere questo fondo, l'inefficienza per la rivelazione del π^0 (cioè dei γ da esso derivanti) deve essere di circa 10^{-8} (essendo questa reiezione indipendente da quella cinematica): si deve prevedere quindi una copertura in un range angolare che va da 0 a 50 mrad, per fotoni provenienti da decadimenti del K^+ nella regione di decadimento. Con questa configurazione, solo lo 0.2% degli eventi ha un fotone dal π^0 non rivelato.

Questa funzione viene svolta da diversi rivelatori, in quanto la geometria dell'esperimento suggerisce la divisione in tre differenti regioni angolari (vedi figura 2.4): i LAV (*Large Angle Vetoes*) detti anche ANTI(1-12), contatori anulari che coprono la regione d'angolo polare tra 8.5mr e 50mr, distribuiti lungo la regione di decadimento e spaziatì tra loro lungo l'asse del fascio prima di 6m, poi di 12m; il calorimetro a Kripton liquido (LKr), per gli angoli tra 1mr e 8.5mr; i vetì per piccoli angoli, che coprono la regione fino a zero gradi (SAC) e la zona attorno al foro interno del calorimetro (IRC).

La cinematica del decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ è tale che un fotone a bassa energia a grandi angoli, difficilmente rilevabile nei LAV, è accompagnato da un fotone ad alta energia che colpisce il calorimetro o uno degli altri rivelatori a piccoli angoli. Un'inefficienza di 10^{-8} si può raggiungere solo per decadimenti con una traccia di impulso inferiore a 35 GeV/c.

I LAV [1][14][15] sono composti da 12 anelli, installati lungo la regione di decadimento, e costruiti con blocchi di vetro al piombo. Ciascuno di questi è una piramide troncata, con basi trapezoidali di dimensioni 11×11 cm² e una lunghezza di 37cm; una flangia d'acciaio è attaccata a una delle basi, per il fissaggio; attraverso un foro di 8.5cm di diametro una guida di luce accoppia il volume di vetro con un fotomoltiplicatore, equipaggiato con uno schermo magnetico di μ -metal.

I contatori sono montati in ogni anello con orientazione radiale; poiché il raggio di curvatura interno dei blocchi è diverso dal raggio dell'anello, devono essere usati più strati di blocchi per poter avere una copertura completa: ad esempio, nei primi cinque ANTI, di raggio interno pari a 53cm, ci sono 5 strati lungo l'asse del fascio con 32 blocchi ciascuno; ogni strato è ruotato azimutalmente rispetto al precedente di un quinto dell'angolo esistente tra due blocchi, per avere completa copertura almeno con tre blocchi (pari a $20X_0$). In figura 2.5 è rappresentato un ANTI.

Il *design* dei vetì per i fotoni come in NA48, con gli scintillatori posti in aria al di fuori della regione di decadimento, porterebbe a un'efficienza insufficiente

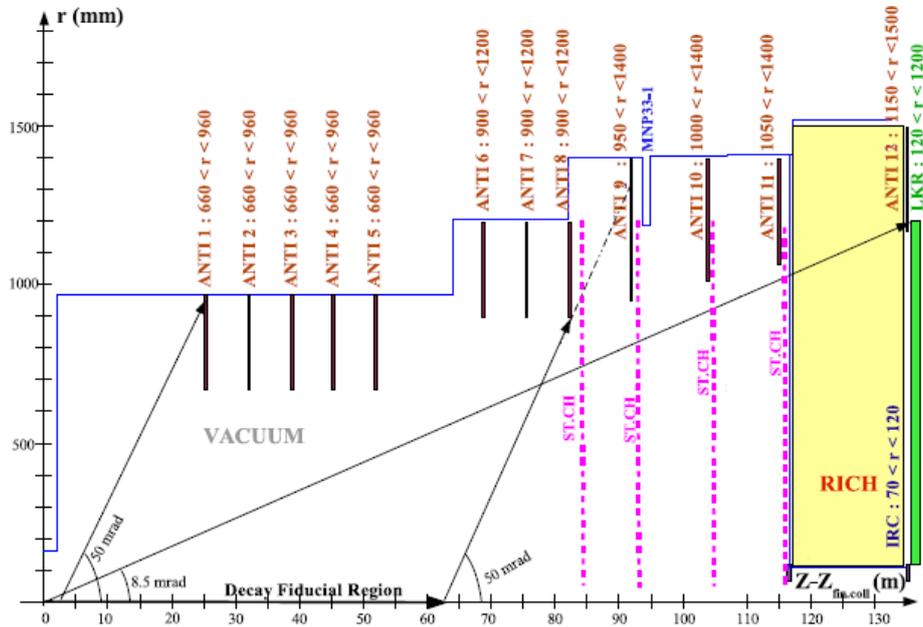


Figura 2.4: Layout dei rivelatori per il veto dei fotoni lungo la regione di decadimento

per la rivelazione di fotoni di bassa energia: è necessario quindi installare i contatori nella regione a vuoto, che deve essere a un valore di pressione pari a $3 \cdot 10^{-7}$ mbar per minimizzare il fondo dovuto alle interazioni tra fascio e gas. Ogni blocco è montato in modo da avere il fotomoltiplicatore sporgente fuori dal tubo di decadimento.

I segnali dai fotomoltiplicatori devono essere processati per dare un veloce trigger di veto, per avere una misura precisa del tempo del fotone, e per fare un'analisi di ampiezza del segnale.

L'inefficienza dei LAV è stata misurata in alcuni test, ed è risultata essere inferiore a 10^{-3} fino ad energie di fotoni superiori a circa 200 MeV.

Il calorimetro a Kriptone liquido [16], come detto, funge da veto per la regione angolare intermedia: l'inefficienza nella rivelazione del fotone è inferiore a 10^{-5} sopra i 10 GeV, e migliore di 10^{-3} e decrescente fino a 10^{-5} tra 1 e 10 GeV. Le ottime prestazioni del calorimetro possono anche essere usate per misurare con elevata precisione l'energia dell'elettrone, per rigettare il fondo dato dal decadimento $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$.

Il rivelatore è lo stesso usato nell'esperimento precedente NA48: ha profondità $27 X_0$ ed è usato come camera a ionizzazione; ha forma approssimati-

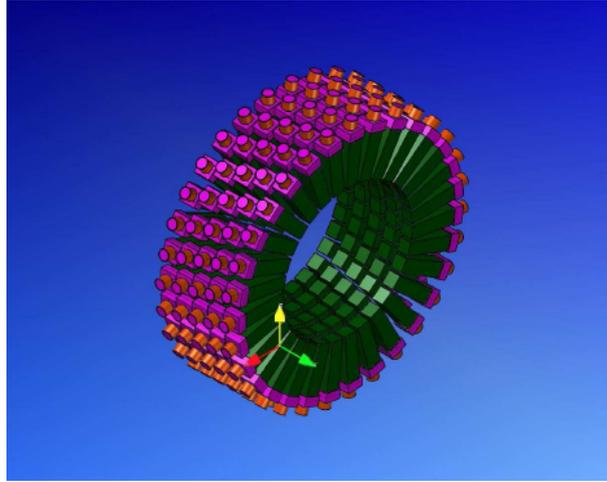


Figura 2.5: Layout di un ANTI

vamente ottagonale ed un volume totale di 9m^3 . La struttura è suddivisa in 13248 celle di dimensioni trasverse $2\text{cm} \times 2\text{cm}$ da strisce di Cu-Be-Co (vedi figura 2.6); la striscia in mezzo alla cella funge da anodo (5kV), mentre le esterne da catodo (a terra). Differente rispetto all'esperienza precedente è invece il sistema di *readout*: dal digitizzatore (CPD) i dati sono direttamente inviati a un'FPGA, presente sui nuovi SLM (*Smart Link Module*), dai quali i dati vengono letti con delle GBE (*Gigabit Ethernet*).

L'inefficienza del calorimetro è stata misurata con dei decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ raccolti da NA48, risultando inferiore a 10^{-5} per fotoni sopra i 10 GeV.

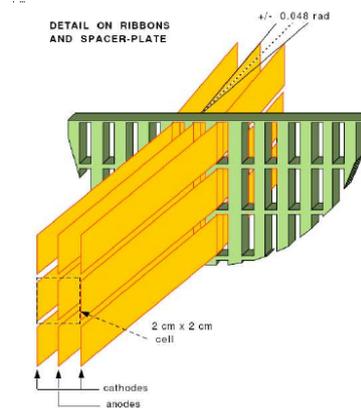


Figura 2.6: Dettaglio di alcune celle del LKr

I due tipi di rivelatori a piccoli angoli sono l'IRC, per coprire la regione anu-

lare centrale inattiva del calorimetro, e il SAC, per la regione fino a 0 gradi dopo il MUV, dove il fascio carico è deviato, per evitare che il SAC stesso sia colpito dalle particelle non decadute [1][14].

Questi rivelatori devono essere di profondità almeno pari a $16 X_0$, per mantenere la probabilità di penetrazione inferiore a 10^{-7} . L'inefficienza di rivelazione di fotoni deve essere 10^{-6} o migliore, alle alte energie coinvolte.

La struttura è composta da un centinaio di strati di 1mm(Pb)+2mm(Sci), per un totale di $\approx 17 X_0$, letti da fotomoltiplicatori nella parte posteriore. Nell'IRC inoltre, il piombo e gli scintillatori sono disposti in settori di corona circolare.

2.5 CHANTI

Gli anticontatori per particelle cariche (CHANTI [1][14]) sono composti da un set di scintillatori plastici posti immediatamente dopo l'ultima stazione del GigaTracker, per formare degli "anelli di guardia", e da un contatore più grande sito all'inizio della regione di decadimento, per il veto di particelle cariche provenienti dal collimatore.

I primi sono sei anelli di diametro interno 100mm e diametro esterno 300mm. Il contatore più grande ha invece diametro interno 360mm ed esterno 1200mm. Questi rivelatori sono costruiti utilizzando scintillatori con un'adatta segmentazione nell'angolo azimutale ϕ , letti con fibre *wavelength shifting*. Per ogni anello, ci sono due piani di scintillatori spessi 1cm. Fibre da strati longitudinali corrispondenti, sono connesse allo stesso fotomoltiplicatore.

2.6 Spettrometro

L'obiettivo dello spettrometro magnetico è determinare l'impulso delle particelle cariche dei prodotti di decadimento, in particolare in questo caso del π^+ [1][14].

Per minimizzare la diffusione multipla del pione proveniente dal decadimento del K, dovuto principalmente alla finestra tra le regioni di decadimento e dello spettrometro e all'elio presente tra le diverse camere (come era nello spettrometro in NA48 [16]), lo spettrometro magnetico di NA62 opera nel vuoto, e quindi la regione che lo ospita non è separata dalla regione di decadimento. Nel vuoto, uno dei migliori rivelatori è la camera a *straw*: un importante vantaggio in questo rivelatore è la mancanza di flange interne, con la conseguente diminuzione del fondo che può originarsi da particelle dell'alone del fascio.

Le camere sono formate da diversi strati di fili, che hanno una lunghezza sensibile massima di 210cm: sono presenti quattro viste, che misurano le varie coordinate (piani X,Y e U,V orientati a 45° rispetto ai primi due, vedi figura 2.7); ogni vista è composta da quattro piani differenti, per risolvere l'ambiguità destra-sinistra nella ricostruzione della coordinata dell'hit. Per adattarsi alla regione di decadimento, la forma dei vari doppi piani è ottagonale; gli strati sono fissati da cornici di alluminio, anch'essi di forma ottagonale.

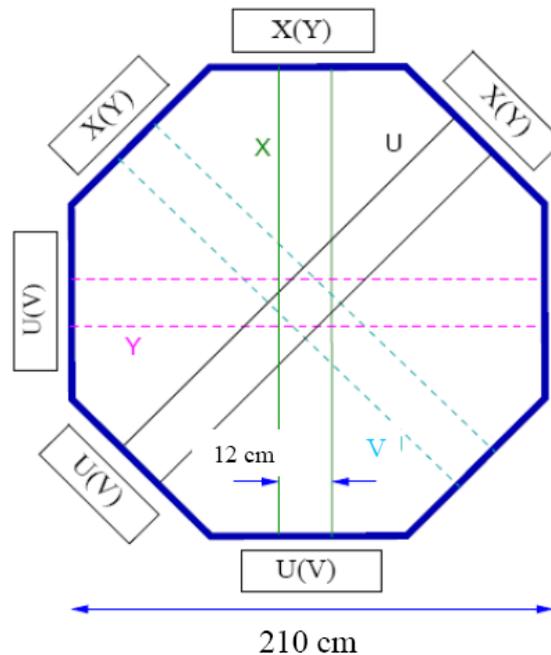


Figura 2.7: Schema delle quattro viste (X,Y,U,V) di una camera dello spettrometro

Una regione centrale di circa 10cm di larghezza in ogni vista, corrispondente al passaggio del tubo a vuoto del fascio, non è attiva; la perdita di accettazione corrispondente è inferiore al 10%. Una parte dell'area coperta quindi, ha solo un limitato numero di coordinate disponibili (vedi figura 2.8).

La maggior parte dei tubi (*straw*) ha un diametro di 9.6mm, compromesso tra rigidità e costo di produzione; la parte interna, vicina al tubo del fascio, presenta invece tubi con diametro di 4.8mm. Il gas all'interno delle *straw* è una miscela di CO_2 (80%), isobutano C_4H_{10} (10%) e CF_4 (10%).

Ogni metà piano, comprende 112 tubi da 9.6mm e 16 tubi da 4.8mm; ogni camera in totale include 2048 canali. Lo spettrometro è formato complessivamente da quattro camere (ST-CH 1-2 e 3-4), separate dal magnete già

esistente MNP33 (*kick* in impulso trasverso di $+270 \text{ MeV}/c$).

Per evitare deviazioni della risoluzione spaziale, la temperatura delle camere deve essere mantenuta entro un range di $\pm 1 \text{ }^\circ\text{C}$. La distanza tra il filo e il punto d'impatto della particella sul tubo, è misurata dal tempo del segnale indotto, con una risoluzione spaziale di circa $130\mu\text{m}$.

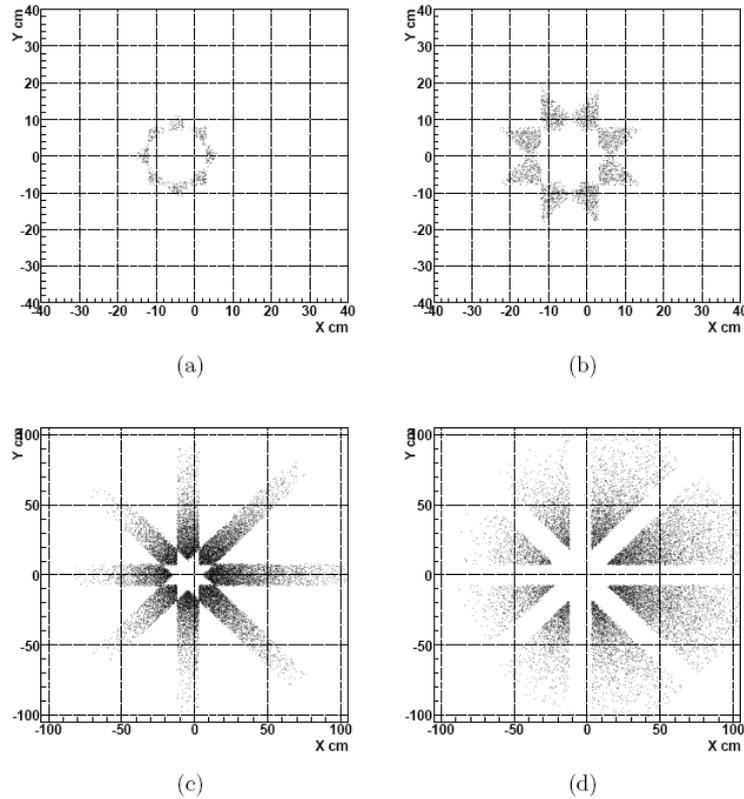


Figura 2.8: Distribuzione della posizione del punto d'impatto nella quarta camera di un π^+ dal segnale, in funzione del numero di viste su cui si ha un hit: (a) 1 vista, (b) 2 viste, (c) 3 viste, (d) 4 viste. La frazione di eventi in (a) è il 2%, in (b) il 10%, in (c) il 50% e in (d) il 38%

2.7 RICH

2.7.1 L'effetto Cherenkov

Quando una particella attraversa un mezzo di indice di rifrazione n , a una velocità superiore a quella della luce in quel mezzo, questa emette radiazione

ad un angolo θ_c rispetto alla traiettoria, con:

$$\cos \theta_c = \frac{1}{n\beta} \quad (2.1)$$

formando un cosiddetto cono Cherenkov.

La velocità (in unità di c) di soglia, sotto la quale non c'è radiazione emessa, è data da:

$$\beta_t = \frac{1}{n}. \quad (2.2)$$

L'angolo massimo di emissione è ottenuto per $\beta = 1$, quindi $\cos \theta_{max} = \frac{1}{n}$.

La relazione tra l'impulso della particella e l'angolo Cherenkov è:

$$p = \frac{m}{n\sqrt{\sin^2 \theta_{max} - \sin^2 \theta_c}} \quad (2.3)$$

e l'impulso di soglia per avere radiazione è:

$$p_t = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (2.4)$$

L'equazione di Frank-Tamm esprime il numero di fotoni emessi attraverso uno spessore di radiatore e a una certa lunghezza d'onda, e dipende dall'indice di rifrazione e dall'angolo Cherenkov della radiazione [17]:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta_c. \quad (2.5)$$

dove α è la costante di accoppiamento di struttura fine, λ è la lunghezza d'onda della radiazione emessa, e dx indica uno spessore di mezzo radiatore attraversato.

2.7.2 II RICH

In un *Ring Imaging CHerenkov* il cono di luce è riflesso da uno specchio sferico, su un rivelatore posto nel piano focale dello specchio stesso. Se la velocità della particella è supposta essere ortogonale a tale piano, l'immagine del cono su questo è un anello di raggio dato da:

$$r_{ring} = f \tan \theta_c \simeq f\theta_c \quad (2.6)$$

dove f è la lunghezza focale dello specchio sferico (metà del suo raggio di curvatura), e l'approssimazione vale per piccoli angoli Cherenkov (come nel caso di radiatori gassosi). All'angolo Cherenkov massimo, si ha il raggio massimo del cerchio $r_{max} = f \tan \theta_{max} = f\sqrt{n^2 - 1}$. Si può anche determinare

l'impulso in funzione del raggio: $p = \frac{m\sqrt{f^2+r_{ring}^2}}{\sqrt{r_{max}^2-r_{ring}^2}} \simeq \frac{mf}{\sqrt{r_{max}^2-r_{ring}^2}}$.

In figura 2.9 sono raffigurati gli angoli Cherenkov per elettroni, muoni e pioni, in funzione dell'impulso, per il rivelatore RICH descritto nel paragrafo 2.7.3.

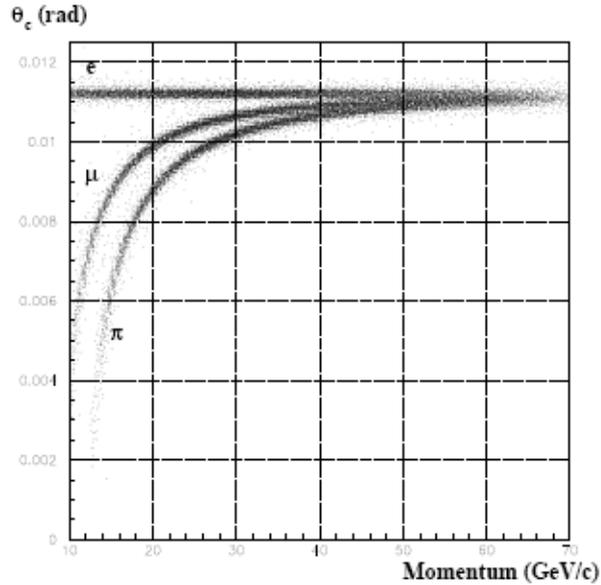


Figura 2.9: Angoli Cherenkov in funzione dell'impulso, per pioni, muoni, elettroni, per un rivelatore RICH del tipo descritto nel paragrafo 2.7.3

Tutte le particelle con traiettorie parallele formano anelli concentrici; se la traiettoria forma un angolo α con l'asse ortogonale al piano del rivelatore il centro del cerchio è spostato di una distanza $d = f \tan \alpha$ nella stessa direzione dell'inclinazione della traiettoria, e il cerchio è distorto in un'ellisse di semiassi $a_{min} = f \tan \theta_c$ e $a_{max} = f \tan \theta_c / \cos \alpha$.

2.7.3 Setup del RICH di NA62

Nell'apparato sperimentale di NA62 il RICH [1][14][18] è posto tra la quarta *Straw Chamber* e il calorimetro a Kripton liquido.

Il RICH (vedi figura 2.10) è composto da un tubo lungo 18 m e largo 2.8 m, attraversato in lunghezza dal tubo a vuoto del fascio (*beam pipe*) (formata da tre sezioni di diametro esterno pari rispettivamente a 20, 22 e 24 cm); la *pipe* forma un angolo di 2.4 mrad rispetto all'asse del fascio di particelle neutre, non deviate dal campo magnetico dello spettrometro, ed è traslata di 10 mm

verso l'asse rispetto alla direzione del fascio di particelle cariche, in modo da contenere gran parte dei muoni provenienti da decadimenti dei pioni. Il recipiente è riempito con Neon alla pressione atmosferica, corrispondente al 5.6% di lunghezza di radiazione.

I fotoni Cherenkov sono riflessi da due gruppi di specchi (di lunghezza focale 17 m) in due differenti regioni, con circa 1000 fotomoltiplicatori "Hamamatsu R7400-U03" ciascuna, per evitare gli effetti della *beam pipe*. L'area attiva di ogni PMT è larga circa 8mm e un cono di Winston è utilizzato per incanalare la luce Cherenkov raccolta dalla dimensione del pixel pari a 18mm; i PMT sono raggruppati in strutture esagonali.

Il centro di ciascuna regione di PMTs è distante 1.2m dall'asse della *beam pipe*.

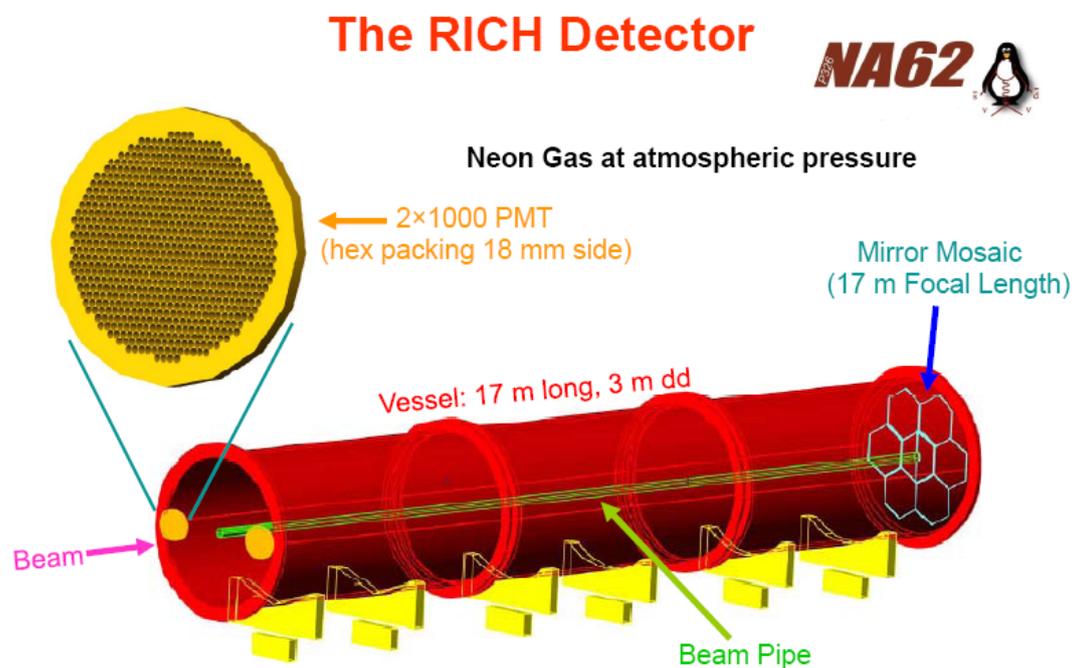


Figura 2.10: Il RICH di NA62

Il RICH di NA62 deve adempiere a vari compiti, tra cui:

- separare i π dai μ nella regione di impulsi tra 15 e 35 GeV/c, con un fattore di soppressione dei μ di almeno 10^{-2} , coadivando così il rigetto cinematico del $K_{\mu 2}$;
- misurare il tempo di passaggio del π con una risoluzione dell'ordine di 100 ps;

- se è l'unico rivelatore a risposta rapida, deve essere l'elemento attivo per fornire il trigger L0 per una traccia carica;
- aiutare nel rigetto di impulsi in code non gaussiane dello spettrometro magnetico;
- aiutare nel rigetto di fotoni vicini alla beam pipe.

La scelta del mezzo radiatore, Neon a pressione atmosferica con indice di rifrazione tale che $(n - 1) = 62 \times 10^{-6}$, permette di avere piena efficienza per un pione di impulso 15 GeV/c, infatti la soglia per la radiazione Cherenkov, con Neon a pressione atmosferica, risulta essere circa il 20% in meno (12.5 GeV/c) (vedi equazione 2.4).

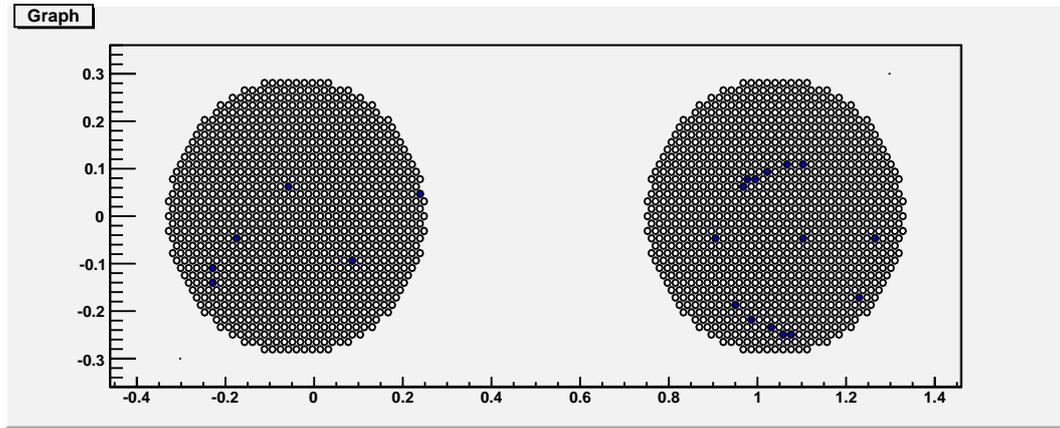


Figura 2.11: Le due regioni di PMT e un esempio di cerchio Cherenkov, dalla simulazione MC

2.7.4 Numero di fotoelettroni

Il numero di fotoni emessi attraverso il mezzo radiatore è dato dall'equazione 2.5. Il numero di fotoni rivelati invece dipende dalla riflettività dello specchio ϵ_{mirr} , dall'accettanza geometrica del rivelatore ϵ_{geom} , dall'efficienza di raccolta dei fotoni ϵ_{coll} , dalla trasparenza del mezzo o di altre finestre che separano il mezzo dal rivelatore ϵ_{trasp} , e soprattutto dall'efficienza quantica del rivelatore di fotoni $\epsilon_q(E)$, che dipende dall'energia dei fotoni.

Integrando l'equazione 2.5 sulla lunghezza del rivelatore L e sull'energia dei fotoni E , il numero di fotoelettroni è dato da

$$N_{p.e.} = \frac{2\pi\alpha}{hc} L \int \epsilon_{mirr} \epsilon_{geom} \epsilon_{coll} \epsilon_{trasp} \epsilon_q(E) \sin^2 \theta_c dE \quad (2.7)$$

che si può scrivere come $N_{p.e.} \simeq N_0 L \sin^2 \theta_c$ avendo definito il parametro N_0 come $N_0 = 370 \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-1} \epsilon_{mirr} \epsilon_{geom} \epsilon_{coll} \epsilon_{trasp} \int \epsilon_q(E) dE$.

Si hanno i seguenti valori numerici: $\epsilon_{trasp} \approx 0.90$ assumendo i PMT separati dal Neon da una finestra di quarzo; $\epsilon_{mirr} \approx 0.85$, per $\lambda > 160\text{nm}$ con uno specchio rivestito di alluminio e MgF_2 ; ϵ_{geom} è dato da $\epsilon_{packing} \approx 0.90$ (vedi paragrafo 2.7.5); si può calcolare il contributo di raccolta dei fotoni essere $\epsilon_{coll} \approx 0.85$, partendo dall'efficienza di cattura della luce dei coni di Winston e considerando le dimensioni del cono e del fotomoltiplicatore; e infine per un fotomoltiplicatore Hamamatsu R7400-U03, $\int \epsilon_q(E) dE \approx 0.60 \text{ eV}$, per un R7400-U04 invece $\int \epsilon_q(E) dE \approx 0.80 \text{ eV}$.

Si trova quindi N_0 pari a circa 170cm^{-1} , che corrisponde a un massimo di 40 fotoelettroni.

Il numero reale di “hits” per evento è minore del numero di fotoelettroni, poiché un singolo PMT dà un singolo “hit” anche se più di un fotoelettrone lo colpisce. Per esempio, a 35GeV un pione produce circa 35 fotoelettroni su un cerchio di circa 113cm ; con una grandezza del pixel di 1.8cm , il numero medio di fotoelettroni per PMT è 0.557 ; la probabilità che un PMT sul cerchio non sia colpito è il 57% , colpito una volta il 32% , due volte il 9% , tre volte l' 1.7% (avendo considerato una distribuzione poissoniana). Integrando questi valori, il numero medio di PMTs colpiti con 35 fotoelettroni è 27.

2.7.5 Numero di fotomoltiplicatori necessari

Il modo più efficiente di montare insieme dei fotomoltiplicatori circolari è con un raggruppamento esagonale, dove i PMs sono posti ai vertici e al centro di questi esagoni regolari. Sia d la distanza tra i centri di fotomoltiplicatori adiacenti: l'area dell'esagono regolare è $3\sqrt{3}d^2/2$, mentre quella dei cerchi in esso inclusi è $\pi d^2/4 \times (1 + 6 \times (1/3))$; si trova quindi l'efficienza di raggruppamento $\epsilon_{packing} = 90.7\%$.

La simulazione, per $d = 18\text{mm}$ e una lunghezza focale dello specchio $f = 17\text{m}$, indica che circa 2000 fotomoltiplicatori sono colpiti da fotoni prodotti da pioni del segnale, con impulso tra 15 e $35 \text{ GeV}/c$.

2.7.6 Gli specchi

L'area sul fondo del RICH è abbastanza elevata, avendo il rivelatore un diametro di 2.8m , e bisogna quindi prevedere un mosaico di specchi anziché uno specchio unico. Le possibilità sono di scegliere specchi a forma esagonale, e in questo caso sarebbero necessari 8-10 pezzi, oppure 4 a forma ottagonale e 4 quadrati attorno alla beam pipe.

Ogni specchio ha lo spessore del vetro pari a 2.5cm , una lunghezza focale

di 17.0m e un D_0 inferiore a 1mm; D_0 è definito come il raggio del cerchio, trasverso all'asse dello specchio, dove il 95% della luce proveniente da una sorgente puntiforme è riflessa.

Ogni specchio è allineato in maniera indipendente: metà degli specchi punta verso la regione di PMs a destra, l'altra metà verso la regione a sinistra, in modo da evitare la *beam pipe*.

2.7.7 Risoluzione da singolo hit

La risoluzione sul raggio del cerchio dipende dal numero di hits e dalla risoluzione sul singolo hit. Diversi sono i contributi a questa risoluzione:

- **Dimensione del pixel.** La dimensione proposta di 18mm, e la lunghezza focale di 17m, portano a un contributo di singolo hit sulla risoluzione dell'angolo di

$$\Delta\theta_{pixel}(\text{singolo hit}) = \frac{s}{4f} = 265\mu\text{rad}$$

dove $s/4$ è la varianza della distanza da un punto esterno di un insieme di punti distribuiti uniformemente all'interno di un cerchio (vedi Appendice C di [18]); il contributo totale alla risoluzione angolare diventa $65\mu\text{rad}$ ed è il contributo maggiore.

- **Dispersione del Neon.** La variazione dell'indice di rifrazione del Neon in funzione della frequenza ν del fotone, a pressione atmosferica e temperatura 0° Celsius, è data da

$$n - 1 = \frac{C}{\nu_0^2 - \nu^2}$$

dove $C = 2.61303 \times 10^{27} \text{ Hz}^2$ e $\nu_0^2 = 39160 \times 10^{27} \text{ Hz}^2$. L'effetto sulla risoluzione dell'angolo Cherenkov dipende dalla risposta spettrale del fotomoltiplicatore scelto; con l'Hamamatsu R7400U-03 risulta che $\Delta n = 1.3 \times 10^{-6}$, e quindi per un pione di $35 \text{ GeV}/c$ di impulso:

$$\Delta\theta_{dispersion}(\text{singolo hit}) = \frac{\Delta n}{\theta_c} = 125\mu\text{rad} < \frac{1}{2}\Delta\theta_{pixel}$$

- **Multiplo *scattering* del pione.** Il multiplo *scattering* è dato da

$$\theta_{ms} = \frac{13.6\text{MeV}}{p} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0.038 \log \left(\frac{x}{X_0} \right) \right) \approx 80\mu\text{rad} \frac{35\text{GeV}}{p}$$

dove (x/X_0) è il numero di lunghezze di radiazione attraversate dal pione nel Neon (che risulta essere circa 5.6%) e p è l'impulso del pione; considerato il fatto che la radiazione Cherenkov è prodotta uniformemente lungo il cammino del pione e non alla fine, il contributo alla risoluzione da singolo hit è

$$\Delta\theta_{ms}(\text{singolo hit}) = (2/3)\theta_{ms} \approx 55\mu\text{rad} \frac{35\text{GeV}}{p} \ll \Delta\theta_{\text{pixel}}$$

- **Altri contributi.** Gli altri contributi alla risoluzione dell'angolo Cherenkov sono minori se comparati con gli effetti appena descritti. La dipendenza dal punto di emissione del fotone sulla traccia del pione cresce ad alti impulsi, ma rimane trascurabile. Per la qualità dello specchio si assume $D_0 = 4\text{mm}$, che corrisponde a $\Delta\theta_{\text{mirror}}(\text{singolo hit}) = \frac{D_0}{16f} = 15\mu\text{rad}$.

Nella parte sinistra di figura 2.12 è presentata la risoluzione sull'angolo Cherenkov ottenuta da una simulazione.

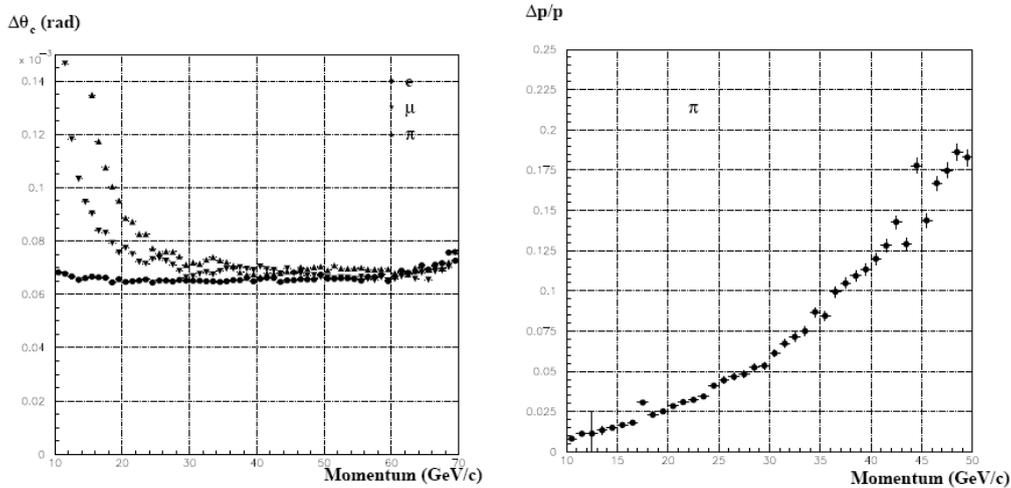


Figura 2.12: Risoluzione sulla determinazione dell'angolo Cherenkov (a sinistra) e risoluzione relativa sull'impulso del pione (a destra)

2.7.8 Risoluzione sull'impulso

Se si conosce la massa della particella, la risoluzione sull'impulso è data da:

$$\frac{\Delta p}{p} \approx \frac{p^2}{m^2} \theta_c \Delta\theta_c$$

dove la stessa quantità $\Delta\theta_c$ dipende dall'impulso del pione. Nella parte destra di figura 2.12 è mostrata la risoluzione sull'impulso per un pione.

2.7.9 Separazione pione-muone

Se l'impulso della traccia carica è misurato da un altro rivelatore (come ad esempio lo spettrometro), si può dedurre la massa della particella, avendo ricostruito l'angolo Cherenkov, da

$$m_{rec}^2 = p^2(\theta_{max}^2 - \theta_c^2)$$

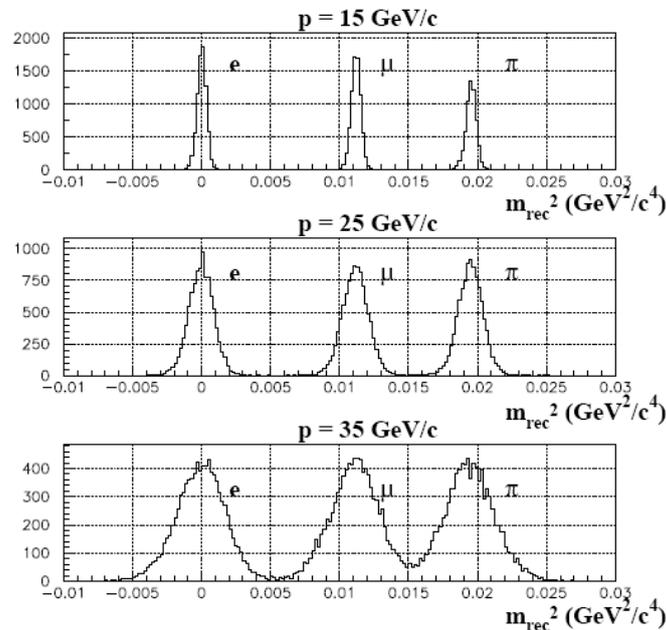


Figura 2.13: Masse quadrate ricostruite per tre diversi impulsi

In figura 2.13 sono visibili le masse quadrate ricostruite a tre diversi impulsi per elettroni, muoni e pioni. Tagliando a metà tra i picchi delle masse di elettrone, muone e pione (provenienti dai decadimenti dei K^\pm), si possono determinare il fattore di soppressione per i muoni e le perdite di elettroni e pioni; nella selezione di π tra 15 e 35 GeV/c si ha un fattore di soppressione integrato per i μ pari a 1.3×10^{-3} (non includendo la risoluzione sull'impulso dello spettrometro); questo peggiora fino a 2.0×10^{-2} nel caso di specchi non divisi in due gruppi.

Se due particelle hanno masse m_1 e m_2 rispettivamente, producono diversi angoli Cherenkov:

$$\theta_1^2 \approx \theta_{max}^2 - \frac{m_1^2}{p^2} \quad \theta_2^2 \approx \theta_{max}^2 - \frac{m_2^2}{p^2}$$

con la differenza tra i due angoli pari a

$$\theta_1 - \theta_2 \approx \frac{1}{\theta_1 + \theta_2} \frac{m_2^2 - m_1^2}{p^2}$$

Il numero di deviazioni standard con cui le due particelle sono discriminate, assumendo l'impulso noto, è $N_\sigma = \frac{|\theta_1 - \theta_2|}{\Delta\theta_c}$, che ad alti impulsi diventa $N_\sigma \approx \frac{1}{2\theta_{max}} \frac{|m_2^2 - m_1^2|}{p^2} \frac{1}{\Delta\theta_c}$.

2.8 CHOD

Il CHOD (*Charged Odoscope*) è un rivelatore posto tra il RICH e il calorimetro LKr, concepito per funzioni di trigger e di segnalazioni temporali del passaggio di particelle cariche. Il suo segnale può inoltre essere utilizzato *off-line* per garantire che la traccia carica sia associata correttamente, e per questo scopo il rivelatore deve avere un'ottima risoluzione temporale intrinseca.

Il progetto di costruzione del CHOD è basato sulla tecnologia del *Multigap glass RPC* [19]. I due piani di cui è formato sono costituiti da quattro moduli indipendenti, equipaggiati con strisce rispettivamente orizzontali e verticali: si hanno 64 strisce per modulo, larghe 19 mm e lunghe 1200 mm (1080 mm nella regione centrale, per la presenza del tubo del fascio).

2.9 Veto per i muoni

Il sistema di veto per i muoni è composto da tre parti, chiamate MUV1, MUV2 e MUV3. Lo scopo principale è quello di identificare i muoni, per la reiezione del decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, insieme alla selezione cinematica e a quella operata dal RICH. Per il sistema LKr/MUV è richiesto un fattore di soppressione di muoni pari a 10^{-5} .

In figura 2.14 è presentato lo schema dei tre moduli componenti il MUV.

I primi due moduli seguono direttamente il calorimetro a Krypton liquido, e funzionano da calorimetro adronico per la misura delle energie depositate e della forma longitudinale delle cascate, prodotte da particelle incidenti.

Il MUV2 corrisponde al primo dei due moduli del precedente calorimetro

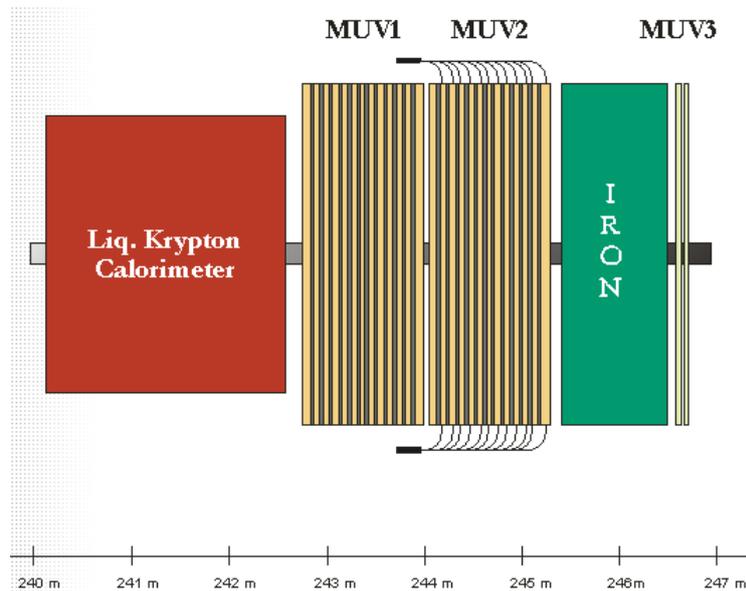


Figura 2.14: Schema dei tre moduli del MUV

adronico (HAC) di NA48, ruotato di 180° ; è utilizzato esclusivamente per fini di veto. Il MUV1 invece è un modulo completamente nuovo. Entrambi i moduli sono formati da strati di scintillatori plastico e di ferro: gli strati sono 24, con le barre di scintillatore orientate alternativamente nella direzione orizzontale e in quella verticale, ed hanno un'area di $260 \times 260 \text{cm}^2$ ciascuno; le strisce, 22 nella parte superiore e 22 in quella inferiore, per ogni strato, hanno una lunghezza di 130cm, una larghezza che va da 4 a 6 cm, e uno spessore di 10mm a cui vanno aggiunti 3mm di gap tra una striscia e l'altra; lo spessore degli strati di ferro, infine, è di 25mm (come nel precedente HAC), per un totale di 625mm per modulo.

Nel modulo MUV1, la luce è raccolta da fibre WLS (wave-length shifting), mentre il MUV2 incanala la luce di scintillazione attraverso guide di luce direttamente verso i fotomoltiplicatori. Ogni blocco di 12 scintillatori consecutivi, orizzontali o verticali, sono connessi a un fotomoltiplicatore, per un totale di 88 canali per modulo.

Dopo uno blocco di ferro di 80cm di spessore, è presente il MUV3; questo deve essere un rivelatore veloce, per poter essere usato per la reiezione di muoni, ed è quindi composto da un mosaico di scintillatori plastici quadrati di dimensione $20 \times 20 \text{cm}^2$.

2.10 Trigger e acquisizione dati

La presenza di numerosi rivelatori nell'esperimento NA62, contenenti molti canali letti da differenti sistemi di *front-end* (i rivelatori sono equipaggiati con *Time to Digital Converters* (TDCs) o con *Flash Analog to Digital Converters* (FADCs); quelli col più alto numero di canali sono il GigaTracker con 60k, il calorimetro con 13k, le *straw* con 7k, i LAV con 2.5k, il RICH con 2k), comporta un altissimo volume di dati in uscita, impossibile da raccogliere interamente per un sistema di acquisizione dati; è necessaria una riduzione, e quindi la presenza di un *trigger*. Questo deve essere capace di scartare velocemente eventi non interessanti, ed identificare efficientemente quelli interessanti.

La gran parte del rate di dati proviene dai FADCs, che hanno un campionamento continuo del segnale analogico generato dai rivelatori: la tipologia dell'esperimento, che ricerca un decadimento raro del K , richiede una elevata efficienza di presa dati a grande banda e che non ci siano eventi di fondo non "vetati" a livello di 10^{-7} , e per questo ogni soppressione degli zeri iniziale, seppur utile per una riduzione della massa di dati, deve essere minima per evitare il rischio che ciò avvenga.

Il *design* del sistema di trigger e acquisizione dati (TDAQ) di NA62 [1] [14] [15] [20] è basato su diversi aspetti generali: prima di tutto, il sistema di trigger coincide per la maggior parte dei casi con il sistema di *readout* e con il processamento online, con il notevole vantaggio di un miglior controllo del trigger che usa i dati stessi disponibili nel *readout*, e di una maggiore flessibilità nell'attuare una gran parte della riduzione dei dati da software, oltre ai vantaggi anche economici di non avere un trigger separato e di usare processori commerciali.

In secondo luogo, si è cercato di delineare soluzioni utilizzabili per la maggior parte, se non per tutti, dei rivelatori presenti nell'esperimento.

Infine, si è cercato di sfruttare al massimo le soluzioni già esistenti riutilizzabili.

La struttura generale di un sistema di acquisizione dati in un moderno esperimento di fisica delle alte energie, rappresentata schematicamente in figura 2.15 prevede che i dati provenienti dai rivelatori siano memorizzati in dedicati dispositivi di archiviazione soltanto se soddisfano delle condizioni, controllate in ordine sequenziale. Un determinato insieme di canali contribuisce al primo stadio del trigger (L0), il più veloce, in cui è verificata una condizione logica imposta dall'hardware ed è presa una decisione sull'evento in tempi dell'ordine di centinaia di nanosecondi. Successivamente, un altro stadio (L1) esegue un ulteriore controllo in alcuni microsecondi, e se questo è soddisfatto,

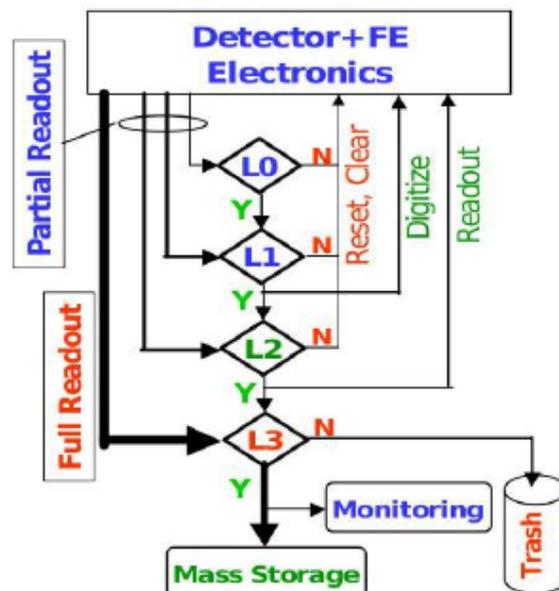


Figura 2.15: Organizzazione schematica del TDAQ in un esperimento di fisica delle alte energie

viene abilitata la digitizzazione dei segnali nei rivelatori. Il terzo stadio (L2), moderatamente veloce, è implementato in processori, a cui sono forniti dei dati digitali; la risposta viene elaborata nel giro di pochi millisecondi. Infine segue l'ultimo stadio (L3), implementato su una farm di PC, dove viene registrata l'informazione completa dei rivelatori ed eventualmente memorizzata per l'analisi offline.

Lo schema di trigger e acquisizione dati in NA62 presenta due fondamentali differenze: la digitizzazione è sempre abilitata, e gli stessi dati digitizzati sono l'input per i livelli L0 e L1, come lo saranno per gli stadi avanzati del trigger ed eventualmente per la memorizzazione. Ne risulta quindi una struttura diretta del trigger, evitando tempi morti durante la presa dati dovuti all'elettronica di trigger occupata, che però richiede sufficiente *buffering* dei dati ad ogni livello.

2.10.1 Architettura del sistema TDAQ

Il sistema di trigger e acquisizione dati usato per la maggior parte dei rivelatori si basa sulla valutazione del tempo dei segnali provenienti dai rivelatori, e sull'implementazione di algoritmi di coincidenza. I blocchi principali sono un TDC ad elevata risoluzione HPTDC sviluppato al CERN [21] (*High Perfor-*

mance Time to Digital Converter) e la scheda di acquisizione dati chiamata TELL1, sviluppata dall'EPFL di Losanna per l'esperimento LHCb; il primo è un circuito integrato atto ad indentificare il tempo dei segnali dei vari canali dei rivelatori, il secondo contiene delle FPGA in cui possono essere implementati degli algoritmi di trigger, e delle memorie per il *buffer* temporaneo dei dati. Un componente completamente costruito e sviluppato per questa applicazione è invece la TDCB, contenente quattro HPTDC, che viene montata alla TELL1 (fino a un numero di quattro per TELL1).

L'obiettivo è di raggiungere risoluzioni temporali dell'ordine di 100ps a un rate di $O(10 \text{ MHz})$, ma anche un'ottima risoluzione temporale online è importante per il trigger.

HPTDC

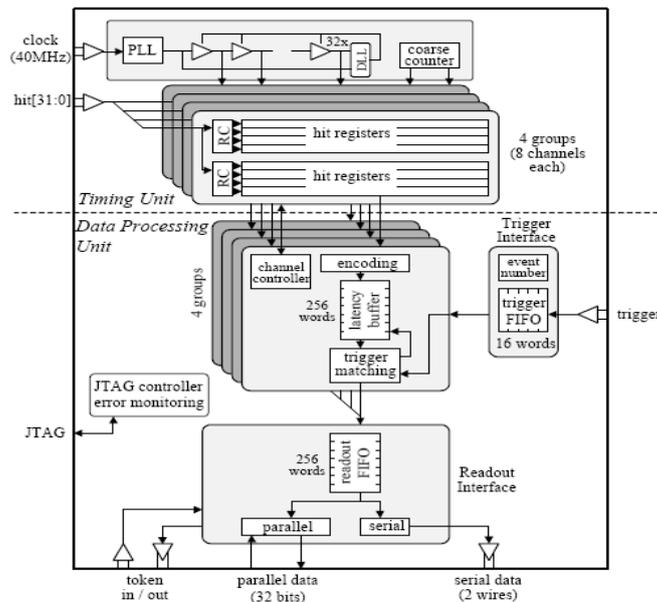


Figura 2.16: Schema a blocchi di un HPTDC, con le sue principali funzionalità

L'HPTDC (schema in figura 2.16) è un convertitore di una misura di tempo in un segnale digitale, progettato al CERN in tecnologia CMOS, che può determinare il tempo dei fronti di salita e discesa di segnali su 32 ingressi LVDS.

Il tempo del segnale è codificato da 16 bit: 11 identificano il tempo dato da un determinato contatore, 5 invece riguardano il tempo fine, ottenuto da una DLL (*Delay Locked Loop*). Entrambi i contatori sono guidati da un clock

con frequenza dipendente dalla risoluzione imposta: bassa risoluzione (800 ps, $f = 40\text{MHz}$), media risoluzione (200 ps, $f = 160\text{MHz}$), alta risoluzione (100 ps, $f = 320\text{MHz}$), altissima risoluzione (25 ps, $f = 320\text{MHz}$). In questo caso l'HPTDC è utilizzato nella modalità ad alta risoluzione.

Ogni canale di input dell'HPTDC ha 4 *buffers*: quando è rilevato un segnale sul canale, il tempo (fine e *coarse*) è memorizzato nel primo *buffer* disponibile. Un ulteriore *buffer* L1 è condiviso tra 8 diversi canali: i *buffers* dei singoli canali sono analizzati ciclicamente e, se non vuoti, l'output della DLL viene compresso (da 32 a 5 bit), viene aggiunto un identificatore del canale, e avviene il trasferimento al *buffer* L1. Infine 4 *buffer* L1 condividono una memoria FIFO (*First In First Out*) di *readout*: similmente a quanto accade con i singoli *buffers* dei canali, i *buffers* L1 sono controllati ciclicamente e il loro contenuto viene trasferito alla FIFO. Questa può essere letta parallelamente o serialmente, con dati in formato di parole da 32 bits; in questo esperimento, viene utilizzata la lettura parallela a una frequenza di 40 MHz, con un protocollo di *handshake*.

TELL1

La TELL1 [22] è impiegata per l'acquisizione dei dati, ed è stata sviluppata secondo lo standard VME 9U dall'EPFL di Losanna per l'esperimento LHCb al CERN, con funzione di *readout* di dati dall'elettronica di *front-end* per diversi rivelatori.

In figura 2.17 si può osservare un diagramma a blocchi della TELL1. Sono presenti 4 FPGA Altera Stratix II (indicate come "PP FPGA"), che si possono interfacciare a un massimo di 4 schede figlie, e 4 memorie *buffer* (DDR SDRAM) da $4 \times 3 \times 256$ Mbit, una per ogni PP FPGA, usate per la memorizzazione di dati sulla TELL1 in attesa di un segnale di trigger L0 (vedi 2.10.4) ricevuto attraverso una fibra ottica dal sistema TTC (*Timing and Trigger Control*), che fornisce anche il *clock*.

Una quinta FPGA Altera Stratix II (SYNCLINK FPGA) legge e sincronizza i dati delle PP FPGA, opera un pre-processamento, immagazzina i dati in una memoria (QDR SDRAM) da 1MB che funge da *buffer* nel caso di elevato rate di trigger, e infine invia in uscita i dati attraverso 4 *link* Gigabit Ethernet montate su un'altra scheda figlia.

La CC-PC (*Credit-Card PC*) controlla ed inizializza tutti i dispositivi della TELL1, attraverso una porta parallela, 3 porte JTAG, 4 porte I2C. Il segnale di trigger è ricevuto codificato come un impulso mancante nel clock a 40 MHz, nel modulo TTCRX, dove i segnali di trigger e il clock sono separati: una QPLL filtra il clock ricostruito e garantisce il jitter richiesto.

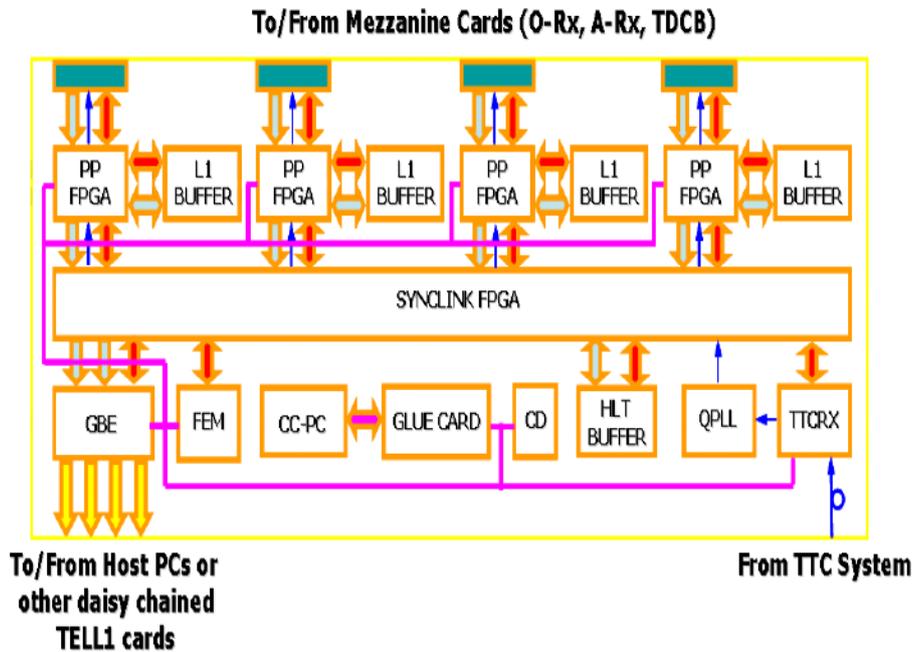


Figura 2.17: Schema dell'architettura della TELL1

Un CD (*Configuration Device*) è adibito a scrivere il firmware sulle PP FPGAs e sulla SYNCLINK FPGA, su richiesta proveniente dal CC-PC.

TDCB

Per soddisfare le necessarie condizioni di risoluzione temporale ad elevato rate degli eventi, è stata sviluppata una scheda (circuit stampato a 10 strati) [23] per la TELL1, in grado di fornire 128 canali TDC con risoluzione di 100ps per canale.

Ogni scheda TDCB contiene 4 *chips* HPTDC controllati da una FPGA Altera Stratix II (che in futuro verrà sostituita da una Cyclone III), usata per il pre-processamento e per il monitoring, e con una memoria SRAM da 2MB, usata ad esempio per il riordinamento dei dati. In figura 2.18 è rappresentata l'architettura di una TDCB.

L'FPGA all'interno della TCDB può inoltre configurare gli HPTDCs attraverso una porta JTAG dedicata: la comunicazione della TELL1 con la TDCB avviene attraverso un bus parallelo a 128 bit, e inoltre tramite I2C e JTAG; i registri della FPGA vengono letti e scritti via I2C dal CC-PC; il master JTAG è nel firmware delle FPGA, e configura i TDC secondo i dati

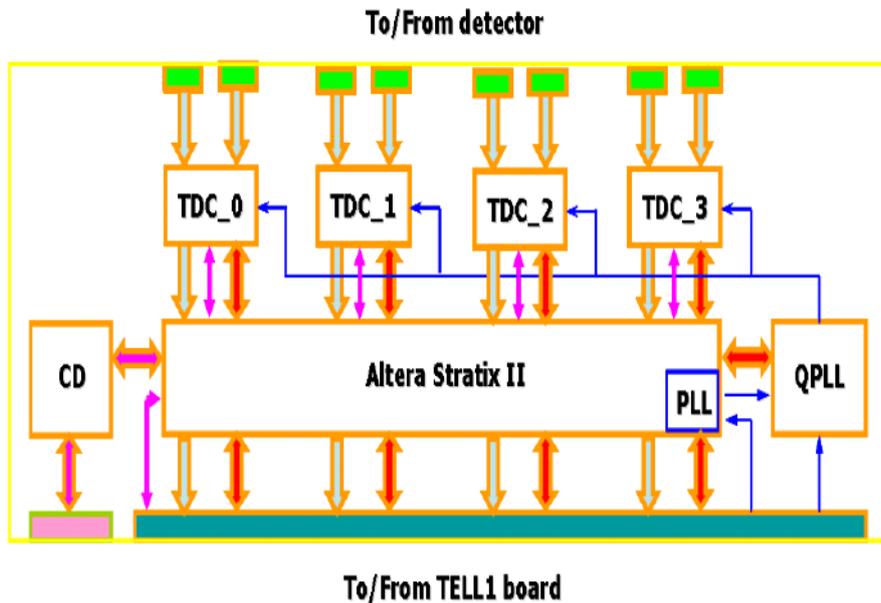


Figura 2.18: Schema dell'architettura della TDCB

ricevuti via I2C e scritti nei registri.

Su entrambi i lati della scheda sono presenti dei connettori miniaturizzati (2 connettori da 16 canali per TDC), per la connessione dei 128 canali LVDS provenienti dall'elettronica di *front-end* dei vari rivelatori.

Un'attenzione particolare è stata data alla stabilità del clock, indispensabile per il corretto funzionamento delle FPGA e per la comunicazione con le FPGA della TELL1: il clock a 40 MHz proveniente dalla TELL1 è filtrato e stabilizzato dalla PLL (la PLL è un circuito elettrico che permette di creare un segnale la cui fase ha una relazione fissa con quella di un segnale di riferimento) della Stratix II e da un chip di PLL controllato da un quarzo esterno (QPLL); dopo un adeguato filtraggio del rumore residuo dai convertitori DC-DC, dei test hanno mostrato che il livello del *jitter* è inferiore a 20ps.

Nella versione 2 utilizzata, l'elettronica di *front-end* del rivelatore è connessa alle TDCB utilizzando otto cavi contenenti ciascuno 16 coppie *twisted pair* individualmente schermate per i segnali. Ad esempio, nel caso del RICH (vedi capitolo 3), i segnali dai fotomoltiplicatori vengono inviati in un NINO ASIC [24], chip amplificatore e discriminatore; da qui con dei cavi a 24 canali ai *patch-panel*, e infine con i cavi suddetti all'ingresso della TDCB.

Sulla TELL1 si possono montare fino a 4 TDCB, ottenendo un sistema di acquisizione compatto da 512 canali (vedi figura 2.19). Inoltre, nel caso i rivelatori necessitino di più di una TELL1 per il *readout*, solo per il trigger si

prevede di modificare il firmware per poter collegare due o più TELL1 a formare una catena, utilizzando le Gigabit dedicate per inoltrare l'informazione di trigger.



Figura 2.19: La TELL1 con le 4 TDCB

2.10.2 Firmware del sistema TDC/TELL1

Il firmware è un insieme di comandi e istruzioni integrato nei componenti elettronici finora descritti, e consente il loro avviamento, la loro operatività e la loro intercomunione.

Il codice che lo rappresenta viene implementato in linguaggio di programmazione VHDL, e può essere compilato e successivamente caricato sulla TELL1 per mezzo dei software *HDL Designer e Modelsim (Mentor Graphics)*, e di *Quartus II (Altera)*, dopo la creazione dei file POF che lo rappresentano.

Il firmware del sistema TDC/TELL1 è dislocato sulle varie FPGA presenti (come si vede in figura 2.19, quelle in ogni scheda TDC, le quattro PP-FPGA e la SL-FPGA sulla TELL1). Il codice è caricato dalle EPROM ad ogni avvio,

e può essere modificato accedendo fisicamente alla scheda per mezzo di un cavo seriale JTAG o dal CC-PC presente sulla scheda TELL1.

- **TDCC-FPGA**

I compiti della FPGA presente sulla scheda TDCB sono: comunicare con il PC a bordo della TELL1 (CCPC) tramite I2C per ricevere comandi e dati di configurazione; configurare i 4 HPTDC per mezzo di JTAG, in accordo con i dati forniti dal CCPC; controllare l'attività dei TDC leggendo periodicamente dei dati e aggiungendo una opportuna *time-stamp* per tenere traccia del tempo anche oltre il periodo dei contatori interni al TDC; monitorare lo stato dei TDC registrando la comparsa di errori e memorizzandoli in registri accessibili alla fine di ogni *burst*; pre-processare i dati dei TDC nella memoria locale; e infine rendere questi dati disponibili per le PP-FPGA, su bus indipendenti e paralleli per ciascuno dei 4 TDC.

- **PP-FPGA**

Le FPGA della TELL1 (in figura 2.20 lo schema esemplificato del firmware) devono: leggere i dati in ingresso dalle schede TDCB indipendentemente e incanalarli insieme in un unico flusso di dati; pre-processare i dati dei TDC; memorizzare i dati durante la latenza del trigger L0; nel caso che il rivelatore in questione partecipi al trigger L0, deve valutare le primitive a mandarle alla SL-FPGA; e deve poter recuperare dalle memorie un numero programmabile di blocchi di dati in risposta a un trigger L0 con *time-stamp* (vedi paragrafo 2.10.4), e inviarli alla SL-FPGA.

- **SL-FPGA**

L'FPGA della TELL1 è quella che comunica con l'esterno e in particolare deve: rispondere ai segnali di inizio e fine *burst* ricevuti attraverso il TTC, e girare questi comandi alle PP-FPGA; raccogliere i trigger L0 provenienti dal TTC; spedire alle PP-FPGA, ad ogni richiesta dal TTC, delle richieste di trigger L0 con *time-stamp*.

Per quanto riguarda invece l'uscita dei dati, deve: raccogliere i pacchetti provenienti dalle PP-FPGA e metterli insieme; preparare pacchetti multi-evento (MEP) affinché si possa sfruttare la banda di uscita dei

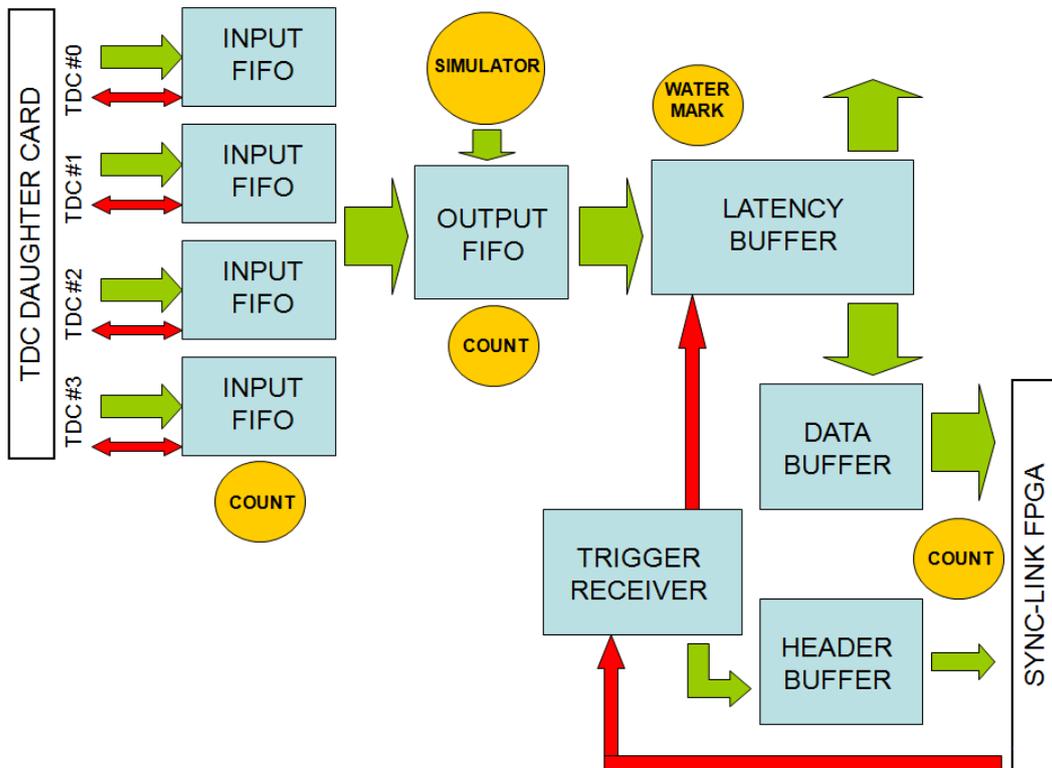


Figura 2.20: Schema del firmware delle PP-FPGA

dati efficacemente (evitando di inviare singoli eventi, costituiti da un insieme di dati di dimensione relativamente piccola, ma ad alto rate), formattarli e inviarli alla scheda Gigabit Ethernet per la successiva trasmissione ai PC esterni.

In caso di rivelatore partecipante alla generazione del trigger L0, la SL-FPGA deve anche raccogliere e unire le primitive in arrivo dalle 4 PP-FPGA, eventualmente unire queste informazioni a quelle provenienti da una precedente TELL1 attraverso un link GbE dedicato, e infine inviare i dati mediante GbE verso un'altra TELL1 o al processore centrale del L0.

In figura 2.21 è illustrato schematicamente il firmware della SL-FPGA, con i blocchi relativi alle varie funzioni descritte.

Il firmware deve inoltre includere l'implementazione di sistemi di *debug* e di *monitor*, per permettere l'esecuzione di controlli e la lettura dei dati riassuntivi alla fine di ogni *burst* (vedi figura 2.25).

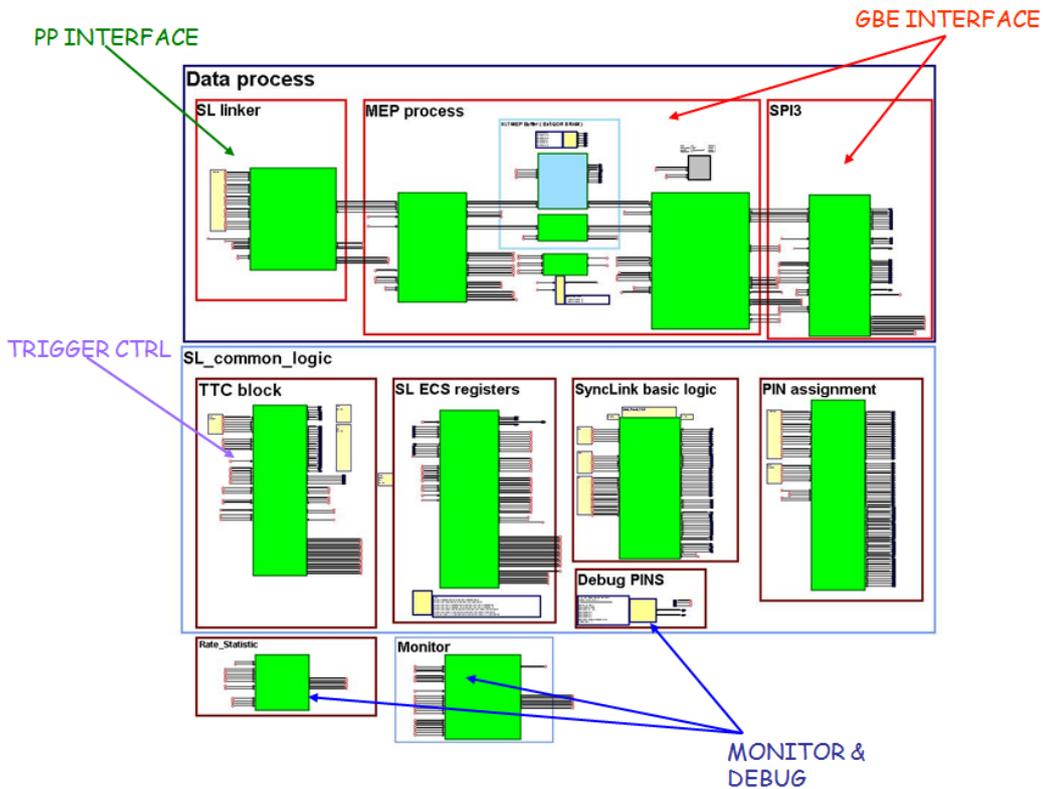


Figura 2.21: Schema del firmware della SL-FPGA

Il firmware dei RICH test

Nella versione del firmware utilizzata nei test del RICH (vedi capitolo 3), nella scheda TDCB è implementata solamente la configurazione dei TDC, mentre il controllo per la lettura dei dati è eseguito dalle PP-FPGA. Il firmware delle PP-FPGA è stato sviluppato quasi interamente a Pisa, mentre la struttura della SL-FPGA per ora rimane sostanzialmente come in LHCb, eccetto per alcune modifiche; inoltre non sono ancora implementate le comunicazioni relative al trigger.

Ciascuna PP-FPGA legge continuamente e indipendentemente ogni TDC della scheda corrispondente, e memorizza i dati in modo parallelo per ciascun TDC in una FIFO interna (“input buffer”); questi sono continuamente estratti e uniti in un’altra FIFO (“output buffer”): durante questa operazione, nei dati si possono aggiungere delle *time-stamp* con una risoluzione e un periodo programmabili, in modo da fornire informazioni sul tempo assoluto del dato, e andare oltre il tempo dato dal contatore del TDC. Queste operazioni sono svolte nei blocchi della PP-FPGA mostrati in figura 2.22.

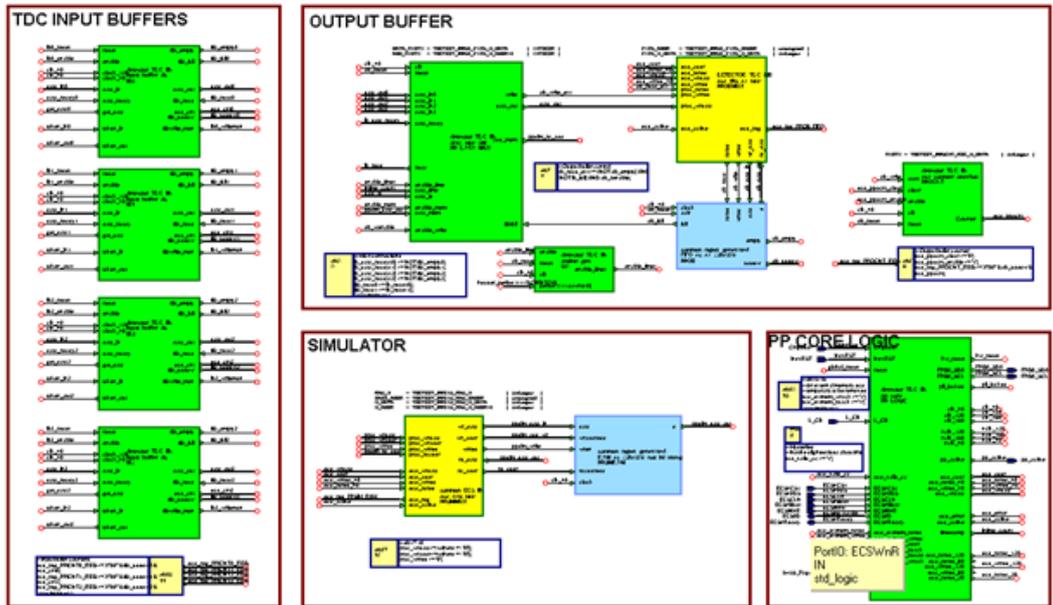


Figura 2.22: PP-FPGA: blocchi di controllo dei TDC

A questo punto i dati sono inseriti in un'altra FIFO (“linker buffer”, nei blocchi di figura 2.23), il cui livello di riempimento è monitorato continuamente: ogni volta che una soglia preimpostata viene superata, la FIFO inizia ad essere svuotata e i dati vengono eliminati, fino al raggiungimento di un analogo valore inferiore. All’arrivo di un segnale di trigger dalla SL-FPGA, questo ciclo si interrompe, e i dati nel *buffer* sono trasferiti a un *buffer* finale per il *readout* (vedi paragrafo 2.10.3), fino a un massimo numero di parole, anche questo programmabile.

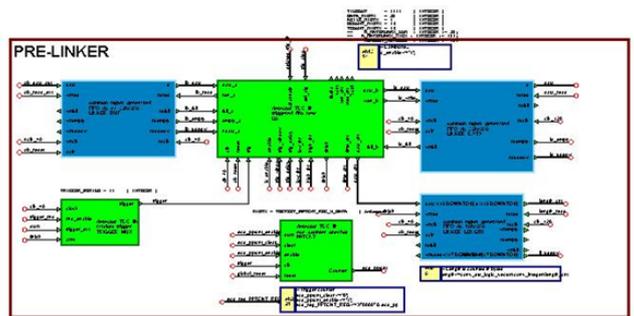


Figura 2.23: PP-FPGA: blocco per la gestione del “linker buffer”

Questo firmware preliminare richiede un trigger esterno asincrono che viene fornito come segnale TTL attraverso un connettore LEMO esterno; inoltre non sono disponibili time-stamp per il trigger: una delle principali limitazioni di questa versione è quindi che i dati letti in risposta a un trigger non hanno necessariamente una relazione temporale fissa con il trigger stesso, poiché questa quantità dipende dall'ammontare dei dati che arrivano al sistema tra il trigger e l'inizio della lettura; quindi se gli unici hit sono legati all'evento, o se comunque il rate del rumore è basso, leggendo un sufficiente numero di dati è molto probabile ottenere l'evento interessato al completo; ma in caso di rate del rumore variabile, il dato letto potrebbe essere non correlato al trigger.

In configurazioni diverse di funzionamento, selezionabili mediante registri, un ritardo temporale può essere aggiunto prima dell'inizio del *readout*; oppure gli istanti di inizio e fine del *readout* si possono controllare attraverso particolari strutture di dati su alcuni canali (vedi Algoritmi nel paragrafo 2.10.3). In questo modo è possibile controllare meglio la relazione tra il tempo di trigger e il dato letto, oltre a poter inserire un ritardo fissato per compensare il rate medio di hit non correlati al trigger.

In figura 2.24 sono mostrati i blocchi del firmware per la comunicazione con la SL-FPGA, attraverso i quali la richiesta di trigger, proveniente da sorgenti quali CC-PC, cavo LEMO o TTC, perviene dalla SL-FPGA alla PP-FPGA, e qui è decodificata per l'uso. Il secondo gruppo, in basso, riguarda invece l'invio dei dati alla SL-FPGA, per poi essere trasmessi alla GbE e quindi ai PC.

In figura 2.25 è raffigurata la parte che si occupa del *monitoring* dei dati e del *debug* nella PP-FPGA.

I dati sono copiati in apposite FIFO che duplicano quelle esistenti in cui i dati transitano, ma non vengono svuotate, permettendo di rileggere e analizzare le prime parole che sono state scritte in tali memorie (blocchi gialli e rosa); inoltre nella PP-FPGA sono calcolati il rate e gli istogrammi con il numero di canale per ogni dato, per tenere sotto controllo eventuali problemi nell'acquisizione.

Sono presenti anche una memoria di simulazione, che permette di fornire in ingresso al resto del sistema dei dati simulati per fare il *debug* off-line del sistema; e dei connettori programmabili che danno la possibilità di studiare i segnali su un *Logic State Analyzer*.

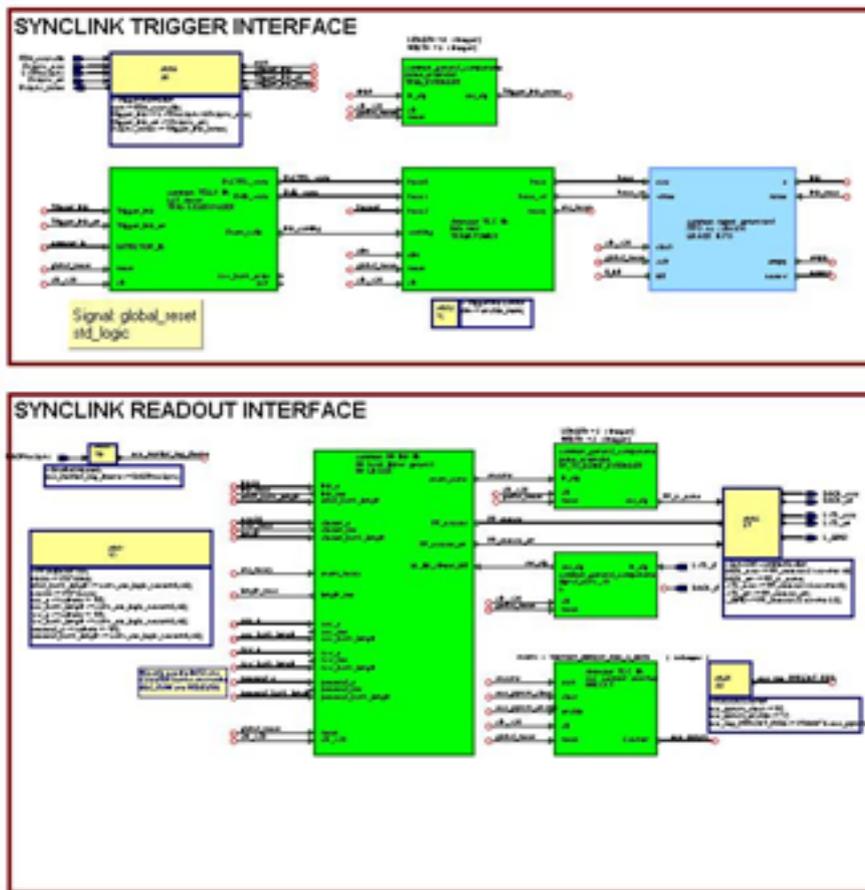


Figura 2.24: PP-FPGA: blocchi di comunicazione con la SL-FPGA

2.10.3 Formato dei dati e algoritmi di acquisizione

Formato dei dati

I dati che si ottengono in uscita dagli HPTDC presenti sulle TDCB, oggetto dell'analisi di cui al capitolo 3, sono formati da una parola di 32 bit, che danno tutte le informazioni necessarie per l'analisi.

Nel TDC viene prodotta una parola ogni qualvolta un segnale, proveniente dall'elettronica di *front-end* del rivelatore, attraversa la soglia LVDS; ne risulta quindi che ad ogni segnale sono associate due parole nei TDC, rispettivamente per il *leading edge* e per il *trailing edge*, come è ben visibile in figura 2.26.

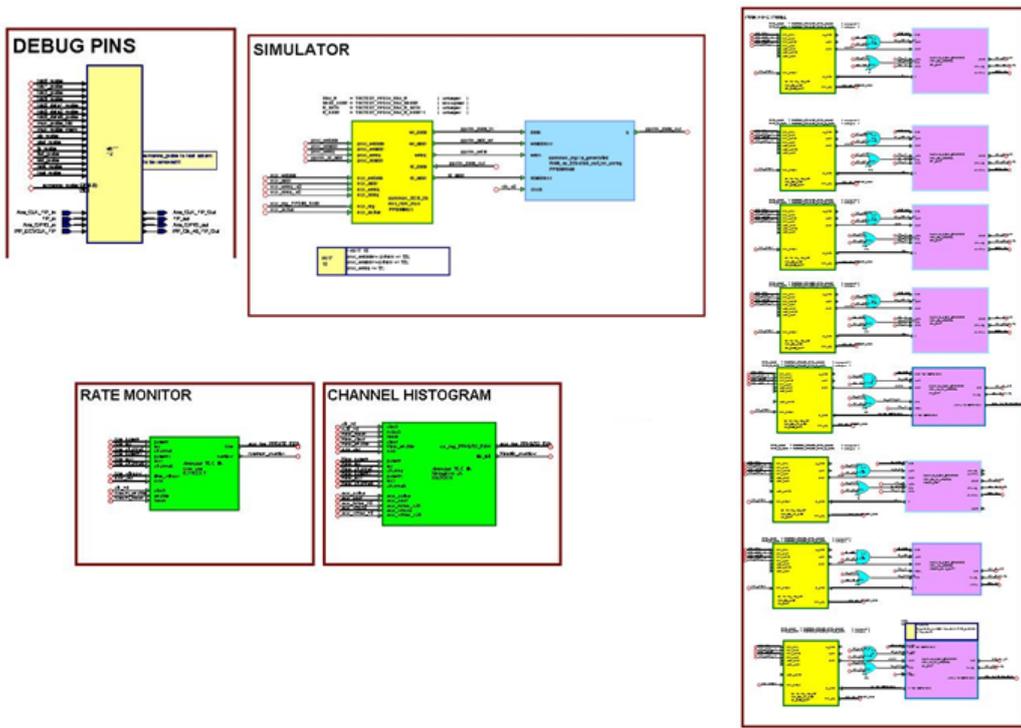


Figura 2.25: PP-FPGA: blocchi di monitoring e debug

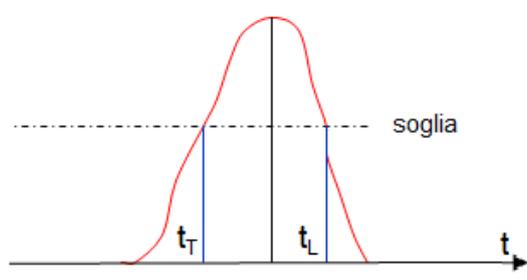


Figura 2.26: Time over threshold

Le parole hanno una struttura identica per entrambe le tipologie, eccetto per i primi 4 bit, che specificano il tipo di dato. Dalla figura 2.27 si osserva che l'esadecimale '4' (0100) caratterizza un *leading edge*, mentre il '5' (0101) indica un *trailing edge*.

Seguono 4 bit indicanti a quale TDC della TDCB appartenga il dato, e 5 bit che codificano il numero di canale (da 0 a 31) all'interno del TDC.

Infine i 19 bit che rappresentano l'informazione temporale: i primi 11 bit codificano il tempo "coarse", i successivi 8 il tempo "fine". Il bit meno significativo del tempo "coarse" ha un valore in tempo rappresentato da un colpo di clock, che in questo sistema ha una frequenza di 40.078 MHz: il periodo del clock è quindi pari a $\frac{1}{40.078\text{MHz}} \simeq 24.95\text{ns} \simeq 25\text{ns}$. Il bit meno significativo del t_{fine} invece è semplicemente dato dalla divisione in 8 bit del tempo appena trovato: $\frac{1}{8}24.95\text{ns} \simeq 97.47\text{ps} \simeq 100\text{ps}$.

Il terzo tipo di dato presente in figura 2.27 è una parola d'errore, identificata dall'esadecimale '6' nei primi quattro bit (0110): rimane l'identificativo del TDC, ma non quello del canale; i 15 bit che vanno da 0 a 14 segnalano il tipo d'errore, come ad esempio la perdita di un hit per *overflow* del *buffer* L1 o della FIFO di *read-out*, o il verificarsi di un errore interno nel chip.

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	1	0	0	TDC				Channel					Leading time																		

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	1	0	1	TDC				Channel					Trailing time																		

31	30	29	28	27	26	25	24	23	22	21	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
0	1	1	0	TDC									Error flags																		

Figura 2.27: Formato delle parole di 32 bit, rappresentanti il dato in uscita dal TDC. In alto un *leading edge*, al centro un *trailing edge*, in basso una parola d'errore

Il tempo segnalato dai TDC è limitato in valore dal numero di bit che lo codificano: gli 11 bit del *coarse time* permettono di arrivare a $2^{11} \cdot 25\text{ns} \simeq 51.2\mu\text{s} \simeq 50\mu\text{s}$, prima del cosiddetto *roll over* del TDC che fa ripartire il con-

teggio da zero. In figura 2.28, la distribuzione dei tempi dei TDC (ottenuta in un run del test del RICH 400, vedi capitolo 3) mostra chiaramente il *roll over* a $51.2 \mu\text{s}$.

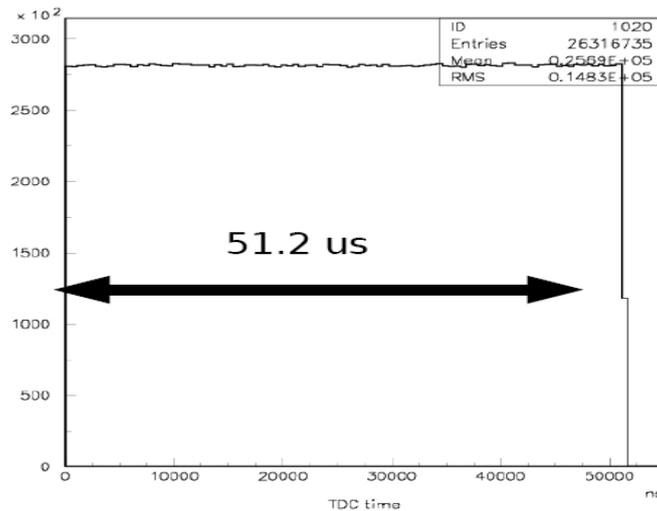


Figura 2.28: Distribuzione dei tempi dei TDC in un run del test del RICH 400

Al flusso dei dati, per ovviare alla difficoltà data dal *roll over*, si può aggiungere una *time-stamp*, al livello dell'output *buffer*, in modo tale che associando i dati alla *time-stamp* più vicina si possa ricostruire il tempo assoluto dell'evento.

Il contatore delle *time-stamp* e il reset dei TDC sono sincronizzati, usando un segnale comune proveniente dalla SL-FPGA.

Questa parola di *time-stamp* (TS) viene inserita dalla PP-FPGA, come detto, quando i dati vengono estratti dal TDC. La relazione tra tempo dell'hit e istante in cui viene estratto dal TDC è però non perfettamente determinabile, dipendendo dal rate e dalla fase in cui si trova il ciclo.

Come già detto, per la struttura del firmware, non è detto che i dati vengano estratti in rigoroso ordine temporale, e potrebbero esserci problemi con i dati "vicini" al *roll over*: per ridurre la probabilità di una errata ricostruzione, la *time-stamp* è replicata più volte. Il rate è impostato da software, e dipende sostanzialmente dal rate del trigger.

L'identificativo per le *time-stamp* è l'esadecimale '8' in corrispondenza dei primi 4 bit della parola.

In figura 2.29 è schematizzato il sistema di *time-stamp*.

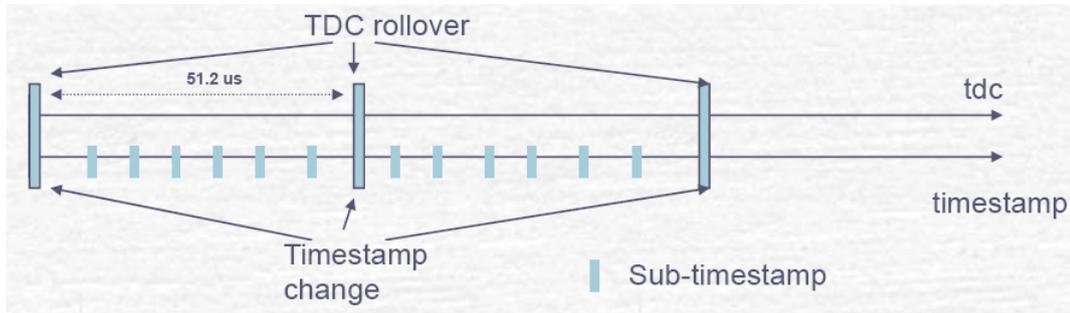


Figura 2.29: Il sistema di *time-stamp*. Le *sub time-stamp* sono copie utilizzate per ridurre la probabilità di errata assegnazione ai dati “vicini” al *roll over* del TDC

Algoritmi

Nel firmware sono implementati due differenti algoritmi per il trasferimento dei dati, dopo un segnale di trigger, dal “linker buffer” al *buffer* finale di *readout*.

L’algoritmo A è il più semplice, e consiste nell’aprire al segnale di trigger una finestra di lettura di durata programmabile; questa finestra può iniziare con un certo ritardo (anch’esso programmabile) dal segnale di trigger. Lo svantaggio di questo algoritmo, e il reale problema, è che la differenza di tempo tra il trigger e i dati corrispondenti sui TDC dipende in larga parte dall’occupazione dei TDC stessi, e quindi da effetti di rate. Lo schema dell’algoritmo A è mostrato in figura 2.30.

L’algoritmo B invece sfrutta la possibilità che attraverso un connettore LEMO presente sulla TDCB, lo stesso segnale di trigger possa essere immesso nei dati, precisamente nel canale 0 di ogni TDC.

La finestra di lettura è aperta quando viene visto nella PP-FPGA un hit corrispondente al canale di trigger, e successivamente dopo un dato tempo è chiusa. A differenza del precedente algoritmo, questa modalità di lettura è indipendente dall’occupazione dei TDC.

Lo schema dell’algoritmo B è rappresentato in figura 2.31.

2.10.4 Trigger L0

Il processore centrale del livello 0 del trigger (l’unico implementato in hardware) deve raccogliere le informazioni (vedi figura 2.32) dai rivelatori quali l’odoscopio carico, il RICH, il calorimetro LK_r, e i sistemi di veto MUV e

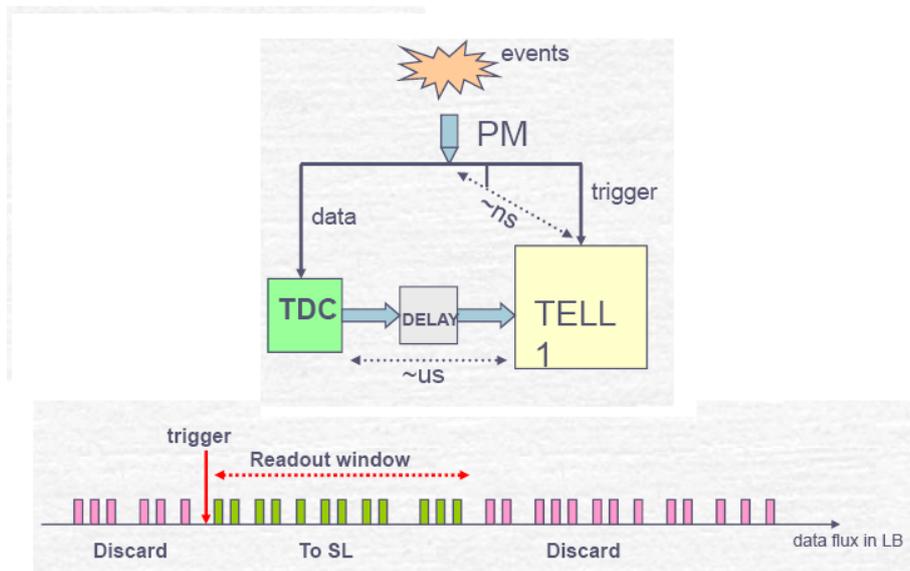


Figura 2.30: Schema dell’algoritmo A. Al segnale di trigger, dopo un ritardo programmabile, viene aperta una finestra di lettura di durata preimpostata; vengono letti e inviati alla SL-FPGA tutti i dati compresi al suo interno

LAV, con un rate in input atteso pari a quello del rate degli eventi, circa 10 MHz; lo scopo è di elaborare la decisione finale di trigger da distribuire poi indietro ai vari sistemi di *readout*: la decisione del trigger può essere inviata alla TELL1 e poi ai sistemi di *readout* attraverso il modulo TTC (vedi figura 2.17).

Il processore centrale produce il segnale di trigger a partire dall’elaborazione e la conseguente verifica della corrispondenza temporale delle primitive, ovvero le informazioni di trigger generate dall’elettronica dei singoli rivelatori prima citati.

In questo esperimento si vuole una risposta positiva quando è presente un



Figura 2.31: Schema dell’algoritmo B. La finestra di lettura viene aperta dopo aver “visto” un hit corrispondente al canale in cui è inviato il trigger; la durata temporale della finestra è preimpostata

numero minimo di hits in tempo nel RICH, senza però hits in tempo negli altri rivelatori di veto; il modo tradizionale di realizzazione, tramite moduli di coincidenza, catene di ritardo e applicazione di discriminatori e soglie, è sostituito dalla digitizzazione dell'informazione di tempo dell'hit. Il rate di uscita dei segnali di trigger è dell'ordine di 1 MHz: si ha quindi a questo livello una riduzione di un fattore 10 nel rate.

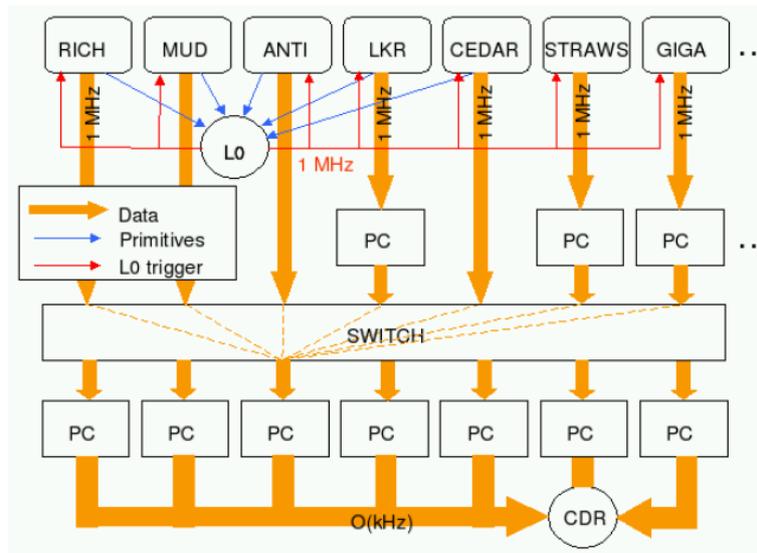


Figura 2.32: Schema semplificato del TDAQ di NA62

Si stanno esaminando tre possibili opzioni di implementazione del L0TS (*Level 0 trigger supervisor*):

- PC con connessioni veloci input/output;
- TELL1 equipaggiata con ricevitori gigabit;
- Scheda dedicata per l'uso particolare.

La prima soluzione è limitata dalla necessità di effettuare la decisione con una latenza stabile di 1ms (la latenza è il tempo massimo in cui il processore L0 deve fornire il trigger ai sistemi di *front-end*), quantità dipendente dalla dimensione critica del *buffer* di alcuni specifici rivelatori, in particolare quelli esposti ad alto rate come il GigaTracker. La possibilità di avere una tale latenza, offerta dalle ampie memorie presenti sulla TELL1, può essere usata per compensare la latenza intrinseca del protocollo ethernet e il tempo computazionale presenti nella soluzione col PC.

Nella versione finale del firmware, quella che comprende anche la generazione delle primitive per il trigger L0, i dati digitizzati dalle TDCB entrano nelle PP-FPGA e sono copiati nelle memorie DDR SDRAM, che agiscono da *buffer* per il L0 del trigger; nel frattempo alcune operazioni logiche sono svolte dalla PP-FPGA, in cui le condizioni del trigger L0 devono essere implementate e verificate; comprendendo solo una parte di tutti i canali, la singola PP-FPGA deve esprimere un verdetto parziale di trigger. Successivamente i dati sono inviati ai PC dei vari rivelatori alla ricezione di una richiesta L0 positiva, per una programmabile adeguata finestra temporale attorno alla *time-stamp* del trigger L0; i TDC sono perciò letti in modo continuo, indipendentemente dal trigger L0, per ridurre la probabilità di perdita di dati dovuta allo spazio limitato dei loro *buffer* interni.

Per esempio, nel caso del RICH, che ha circa 2000 canali (i fotomoltiplicatori delle due flange, vedi paragrafo 2.7), questo richiede 4 schede TELL1 equipaggiate ciascuna con 4 schede TDCB, poste a formare una catena, come in figura 2.33, per un conseguente approccio modulare con connessioni locali tra i differenti componenti.

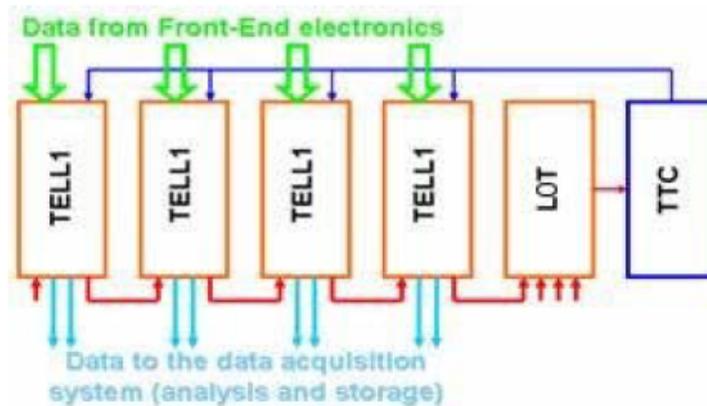


Figura 2.33: Architettura del sistema di trigger L0 per il RICH

Come già detto, i dati dall'elettronica di *front-end* nella TELL1 vengono immagazzinati nei *buffer* L0, e intanto sono processati nelle PP-FPGA. Il risultato del processamento di ogni TELL1 è trasmesso serialmente alla scheda successiva attraverso porte Gigabit Ethernet, e al sistema di acquisizione. L'ultima TELL1 della catena comunica il contributo generale del rivelatore (in questo caso il RICH) al modulo globale LOT, che come detto potrebbe anche essere un'altra TELL1, il cui compito è quello di gestire le informazioni

di tutti i rivelatori utilizzati nel L0, e da queste generare il segnale di trigger L0: questo sarà utilizzato poi come input dal sistema TTC, che lo distribuirà a tutti i componenti.

2.10.5 Livelli L1 e L2

Il livello L1 è totalmente software: per ogni singolo rivelatore viene utilizzato un PC che permette di implementare una ricostruzione veloce per applicare dei determinati algoritmi, dipendenti appunto dal rivelatore. Il rate in input per questi PC è dell'ordine di 1 MHz.

Ogni PC invia in modo asincrono delle informazioni (di accettazione o reiezione), per ciascun evento che ha passato il livello 0, al processore centrale del livello 1 (un PC), che le combina e risponde sempre in modo asincrono con la decisione finale per L1; da qui segue il rilascio dei *buffers* di dati oppure il trasferimento dei dati alle *farm* per la ricostruzione dell'evento.

I dati giungono attraverso uno switch GBE commerciale alla farm di PC costituenti il L2: a questo livello l'evento è completamente ricostruito, e inoltre vengono implementati algoritmi più sofisticati di trigger ad alto livello, anche usando informazioni concernenti le correlazioni tra i diversi rivelatori, con il fine di una riduzione del rate totale a decine di kHz per la memorizzazione permanente su nastro. Per motivi di efficienza, è bene che gli algoritmi di L2 siano strutturati in più passi con condizioni più semplici.

Assumendo per un singolo evento una dimensione di 10KB, la banda totale al termine della catena è dell'ordine di 100 MB/s.

Capitolo 3

Il test del RICH 400 - TDAQ a Firenze nel dicembre 2008

3.1 Introduzione

Il primo prototipo di RICH per NA62 consisteva di un rivelatore cilindrico, lungo 17m e di 60cm di diametro, riempito con neon a pressione atmosferica; venne usato uno specchio di lunghezza focale pari a 17m come per il rivelatore finale, ma largo 50cm e spesso 2.5cm, e nel piano focale erano presenti 96 fotomoltiplicatori (dove era atteso il cerchio di un pione di impulso 200 GeV/c); fu testato nell'autunno del 2007, con un fascio di particelle di 200 GeV/c provenienti dall'SPS al CERN, mostrando una risoluzione temporale sull'evento di circa 100 ps, una risoluzione sull'angolo Cherenkov migliore di 60 μ rad, e un numero di fotomoltiplicatori illuminati per evento pari a circa 20 [25].

Nel Dicembre del 2008, il prototipo di RICH (stesso tubo per il mezzo radiatore), è stato portato a 414 fotomoltiplicatori per un nuovo test.

Inizialmente si è svolto un test presso i laboratori dell'INFN di Firenze, con lo scopo di mettere alla prova il nuovo sistema di fotomoltiplicatori e il sistema di acquisizione TDC/TELL1; in questo test non era presente l'intero rivelatore, ma soltanto la flangia con i fotomoltiplicatori; i PMTs erano illuminati da un laser con un diffusore.

Successivamente il prototipo completo è stato testato nuovamente al CERN nei mesi di Maggio e Giugno del 2009, ancora col sistema di acquisizione TDC/TELL1; gli obiettivi erano verificare la separazione pione-muone (esponendo il rivelatore a fasci di impulso diverso per simulare le differenti masse delle due particelle), studiare eventuali effetti legati a letture con rate differenti, migliorare il raffreddamento dei PMs, provare a muovere lo specchio e

testarne uno nuovo, studiare l'effetto di "inquinamento" del neon.

Nei paragrafi successivi verrà presentato il test di Firenze, con una breve descrizione del setup sperimentale, e l'esposizione dell'analisi dei dati e di alcuni risultati, legati in particolare al sistema di acquisizione TDC/TELL1. Nell'ultimo paragrafo del capitolo si accennerà brevemente al test del CERN, e ad alcuni risultati di rilievo dal punto di vista del RICH e da quello del sistema di acquisizione.

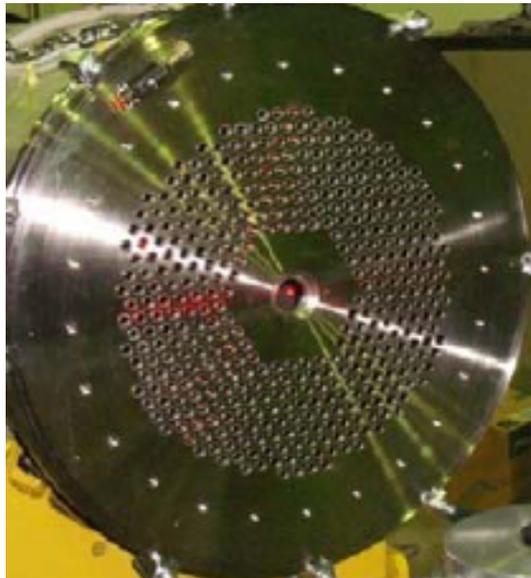


Figura 3.1: La flangia del prototipo con 414 fotomoltiplicatori

3.2 Layout dell'apparato

Il rivelatore era costituito dalla flangia (figura 3.1) con l'allestimento dei 414 fotomoltiplicatori Hamamatsu R7400 U03 (scelti a scapito degli U06 durante il test del prototipo a 96 PMs); un laser a impulsi di frequenza variabile (\sim Hz - \sim MHz) era usato come sorgente, inviato attraverso una lente defocalizzante, e successivamente verso i fotomoltiplicatori. Un segnale, sincrono con gli impulsi del laser, e opportunamente ritardato, era inviato come trigger in ingresso alla TELL1.

Il segnale in uscita dai PMs era inviato ai NINO, usati come discriminatori in modo "time over threshold", e da qui attraverso dei cavi contenenti 24 canali ciascuno LVDS differenziali, ai *patch panel*, dove il segnale veniva coinvogliato

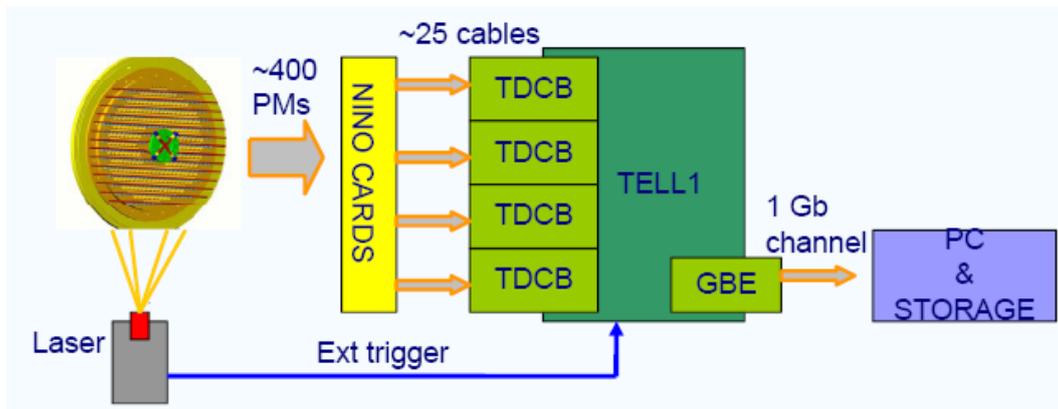


Figura 3.2: Layout del test del prototipo RICH 400

in cavi a 16 canali verso i TDC della TELL1: sono stati utilizzati tutti i TDC delle prime tre TDCB, e 30 canali della quarta (figura 3.3).

Successivamente all'elaborazione dei dati in ingresso alle TDCB, svolta dalle FPGA della TELL1, l'output è stato inviato su un disco di memorizzazione, attraverso un unico canale GigaBit Ethernet (banda massima 1Gbit/s).

Durante il test sono stati acquisiti più run, con svariate condizioni, per un totale di circa 20GB di dati raccolti. Nei dati sono presenti run con rate a 10kHz e a 100kHz, run con due differenti algoritmi di elaborazione dei dati dai TDC nell'FPGA della TELL1 (algoritmo A e B), run con trigger casuale o in fase col clock della TELL1, run con clock "degradato".

3.3 Analisi dei dati e risultati

Sono stati analizzati in particolare i run con i due differenti algoritmi di lettura A e B, e con due diversi rate di trigger 10kHz e 100kHz.

3.3.1 Software di analisi e formato dei dati

Per l'analisi dei dati è stato utilizzato il software ROOT in versione 5.20; nelle *tree* analizzate si disponeva delle seguenti variabili, rappresentanti implicitamente l'output dei TDC processato dalle FPGA:

- N_TS: numero di *timestamp* presenti in un evento;
- N_TDC: numero di parole presenti in un evento (per parola si intende il dato vero e proprio, output del TDC; può essere la misura temporale di un *leading edge* o un *trailing edge*);

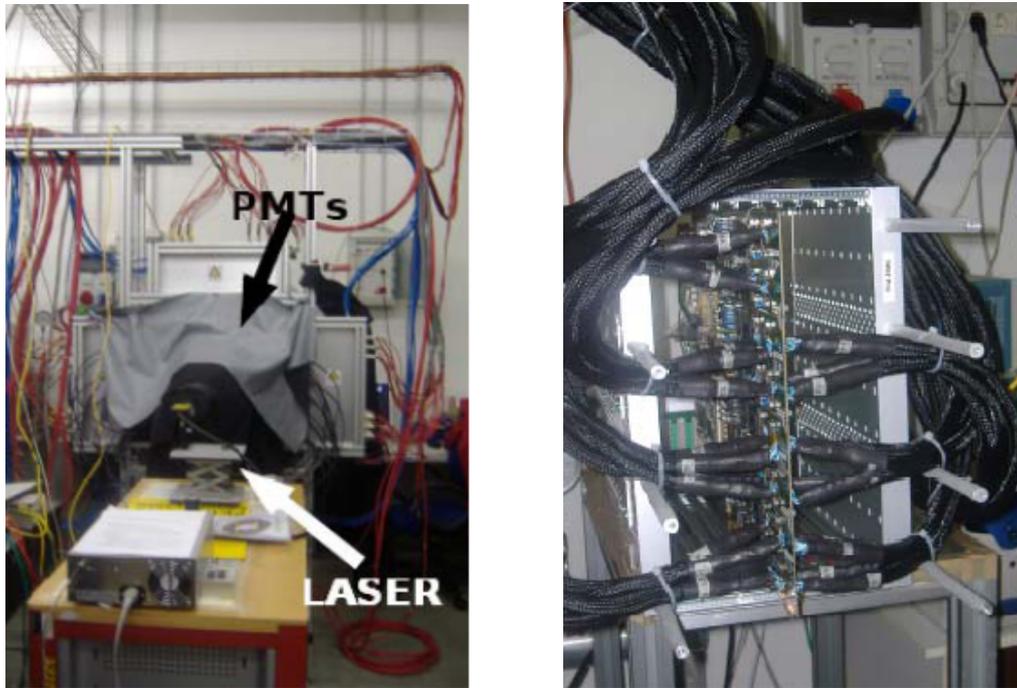


Figura 3.3: Setup del test del prototipo RICH 400. A sinistra si possono vedere il laser utilizzato come sorgente, e la flangia con i fotomoltiplicatori, coperta da un telo. A destra, il sistema TDC/TELL1 di acquisizione dati

- $TS_time[N_TS]$: array con i tempi delle *timestamp*;
- $TDC_time[N_TDC]$: vettore con i tempi degli hit così come forniti dai TDC;
- $TDC_atime[N_TDC]$: vettore con i tempi assoluti ricostruiti degli hit;
- $TDC_number[N_TDC]$: vettore con il numero di TDC;
- $TDC_channel[N_TDC]$: vettore con il numero di canale all'interno di un TDC;
- $TDC_edge[N_TDC]$: vettore con il tipo della parola (*leading edge* o *trailing edge*);
- N_ERR : numero di parole di errore presenti in un evento.

3.3.2 Run a 10kHz, algoritmo A

L'analisi è iniziata con un run con trigger a 10kHz, e con *readout* regolato dall'algoritmo A.

Lo schema dell'algoritmo A è presentato nella sezione "Algoritmi" del paragrafo 2.10.3.

Innanzitutto si è verificato il rate del trigger: in figura 3.4 è rappresentata una finestra temporale di 2ms in cui è chiaramente visibile la spaziatura tra eventi, pari a $100\mu\text{s}$. Nell'immagine si può notare anche la presenza di rumore sotto forma di hit non sincroni con il trigger (vedi paragrafo 3.3.4), e si può osservare che il numero medio di parole si attesta attorno a 60-70 per evento, comprensivi di *leading* e *trailing* (vedi anche figura 3.7).

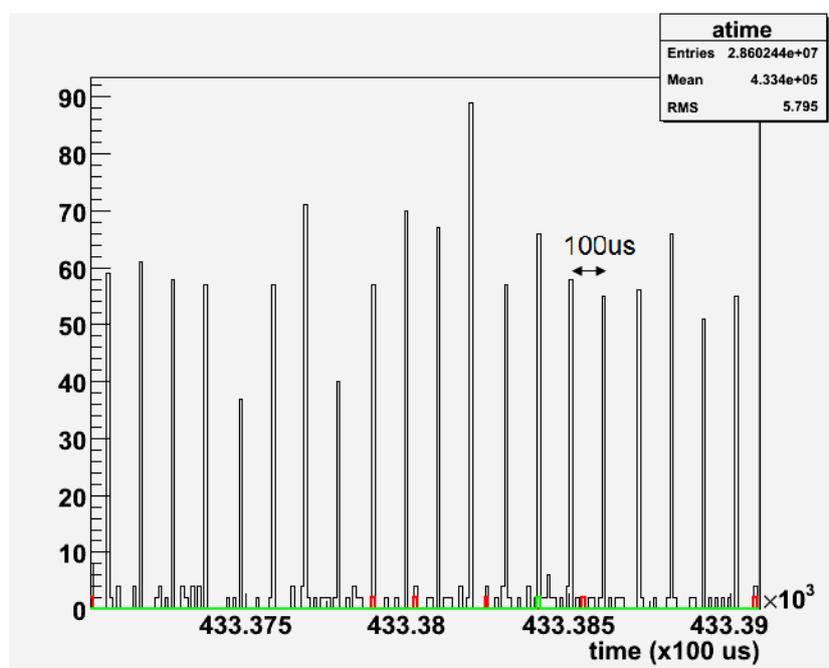


Figura 3.4: Tempo assoluto delle parole dei TDC in una finestra temporale di 2ms. (Run 10kHz, algoritmo A)

In seguito si sono osservate le molteplicità per canale e per TDC. Come visibile nell'immagine 3.6, in realtà sono stati utilizzati due TDC dell'ultima TDCB invece di uno, per lo spostamento di 16 canali dal TDC 11 al 13 a causa di preamplificatori difettosi.

Dalla molteplicità per canale (figura 3.5), si può osservare anche l'esistenza di

~10 canali mancanti, per vari motivi: fotomoltiplicatori, NINO, connessioni difettose o TDC.

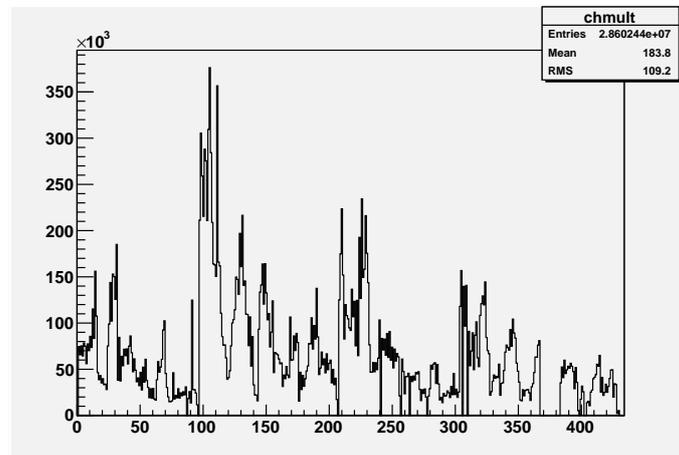


Figura 3.5: Numero di parole (32 bit) integrato nel tempo per canale. (Run 10kHz, algoritmo A)

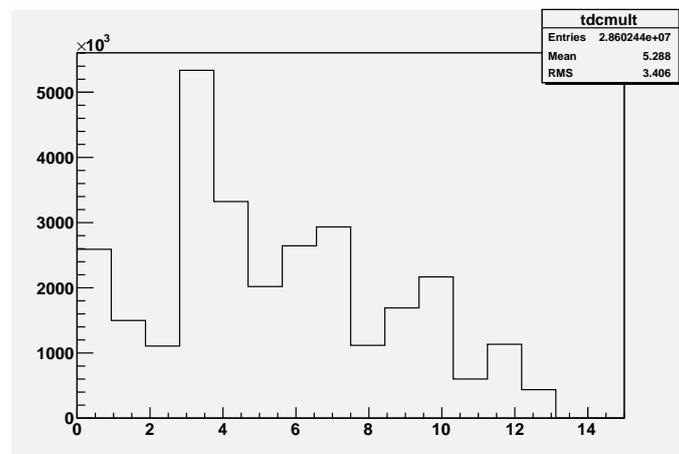


Figura 3.6: Numero di parole (32 bit) integrato nel tempo per TDC; si nota che gli ultimi due TDC non sono usati. (Run 10kHz, algoritmo A)

Si è passati poi all'osservazione del numero di parole provenienti dai TDC per ogni evento: il risultato è illustrato nell'istogramma di figura 3.7.

La media di circa 70 parole (*leading e trailing*), indica che ad ogni evento sono circa 35 i fotomoltiplicatori illuminati, un numero leggermente superiore a quanto atteso per il rivelatore completo in NA62 (vedi capitolo finale). Sommando a questa distribuzione, quella del numero di *timestamp* per evento, si ottiene la distribuzione del numero totale di parole per evento processate dalla TELL1, centrata attorno a poco più di un centinaio (~ 105).

In questa versione dell'algoritmo A, la larghezza della finestra di lettura è di 120 parole per scheda TDC ad ogni evento: da questo punto di vista non c'è quindi pericolo di perdere dei dati dai TDC.

Si può anche brevemente stimare l'ammontare del flusso dei dati: avendo 4 byte per parola, con circa 100 parole per evento, ed un rate di 10kHz, si arriva a 32Mbit/s, considerevolmente sotto il limite dato dalla GBE di 1Gbit/s.

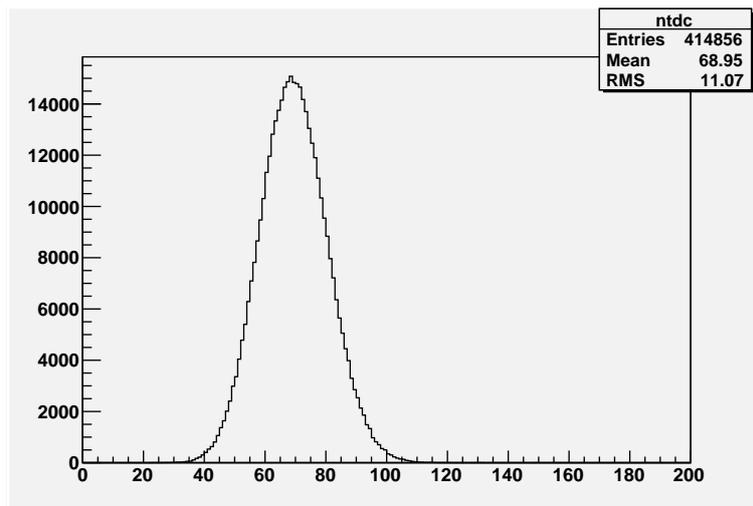


Figura 3.7: Distribuzione del numero di parole per evento. (Run 10kHz, algoritmo A)

3.3.3 Run a 100kHz, algoritmo A

Anche nel run a 100kHz si è potuto inizialmente verificare il rate del trigger: come visibile in figura 3.8 la spaziatura fra i tre eventi in dettaglio è di circa $10\mu s$.

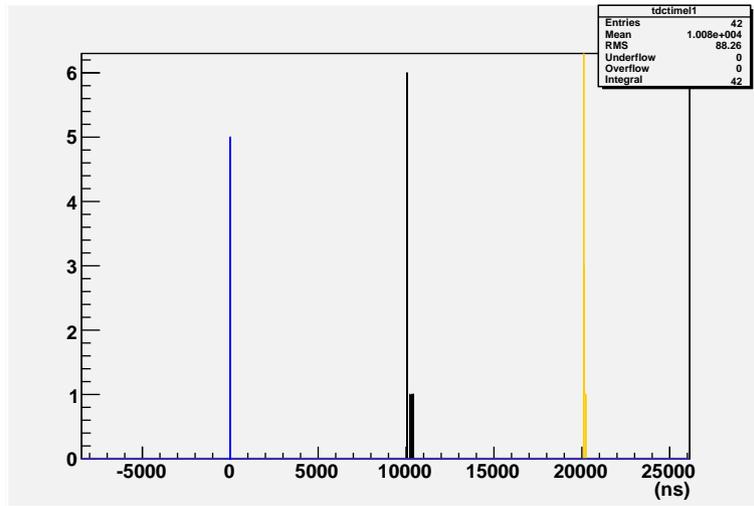


Figura 3.8: Finestra temporale di circa $30\mu s$. (Run 100kHz, algoritmo A)

Osservando invece la molteplicità per canale, in generale non emergono eccessive differenze con il run precedente a 10kHz, eccetto che per alcuni particolari canali, che sembrano avere un conteggio relativamente molto più elevato nel run a 10kHz rispetto a quello a 100kHz (vedi confronto nel paragrafo 3.3.4 e figura 3.10).

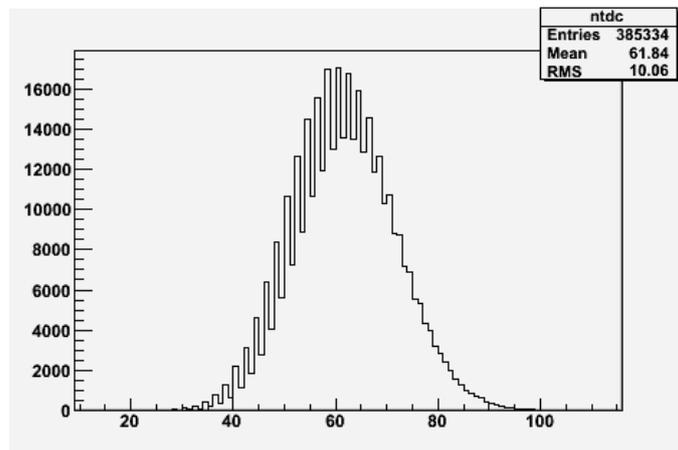


Figura 3.9: Distribuzione del numero di parole per evento. (Run 100kHz, algoritmo A)

Si è passati infine ad analizzare il numero di parole per evento (vedi figura 3.9): la media è di circa 60 (*leading e trailing*); ripetendo il discorso fatto per il run a 10kHz, e considerando la distribuzione del numero di *timestamp* per

evento, anche per questo run si ha un numero totale di parole pari a circa 100, sostanzialmente lontano dal limite dell'algoritmo di 120 parole. Anche il calcolo del rate di dati è simile al precedente, con la differenza di un fattore 10 del rate del trigger: si hanno quindi circa 320Mbit/s, ancora ben sotto il limite della GBE.

Dalla distribuzione si evidenzia una struttura in cui sembra essere privilegiato un numero di parole pari, piuttosto che dispari. L'analisi della differenza con la distribuzione del numero di parole a 10kHz è riportata nel paragrafo 3.3.6.

3.3.4 Confronto molteplicità per canale 10-100 kHz: canali rumorosi

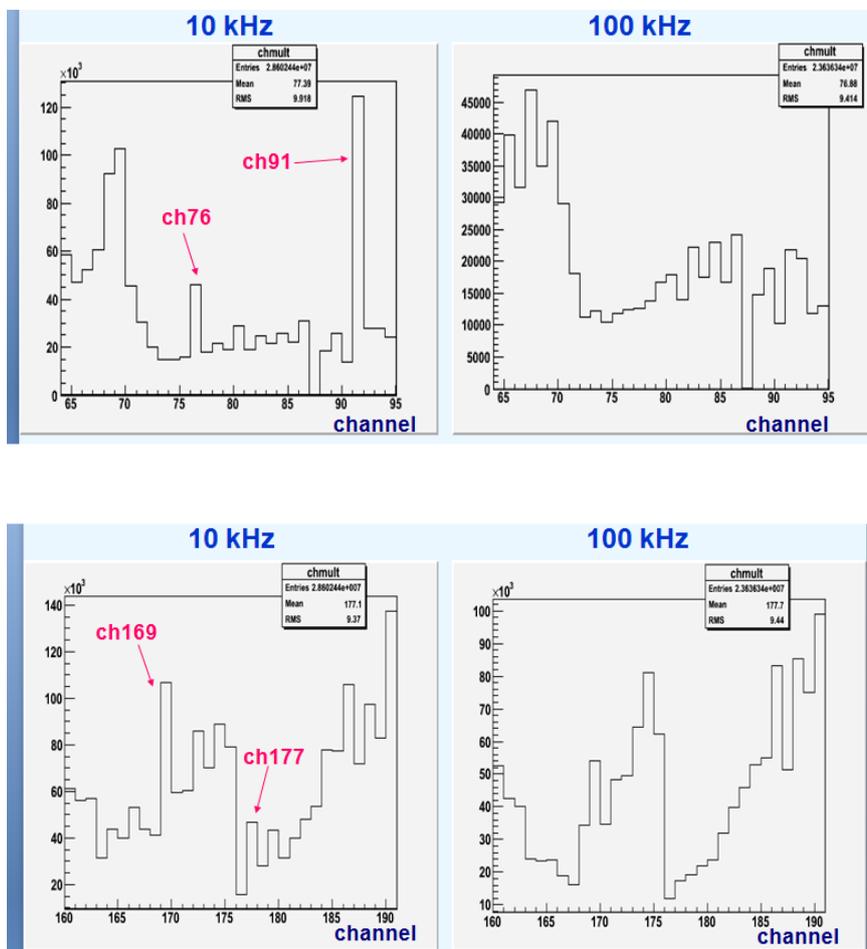


Figura 3.10: Confronto molteplicità per canale 10-100 kHz, TDC2 nella scheda 0 in alto, e TDC1 nella scheda 1 in basso

Il primo confronto tra i run a 10 e 100kHz riguarda le illuminazioni per canale: dall'analisi risultano delle differenze notevoli di conteggio per ~ 20 canali (in particolare i canali 33, 42, 63, 68, 69, 76, 91, 111, 137, 139, 155, 159, 169, 172, 177, 179, 222, 258, 396, 417, 424). In figura 3.10 si possono osservare alcuni di questi.

Si è analizzato in particolare il canale 91, ma qualsiasi altro canale porta a risultati simili. Innanzitutto si è voluto verificare il numero di parole attribuite a questo canale per ogni evento: ci si aspetta di trovare 0 (in caso di evento in cui il canale non sia attivato) oppure 2 (*leading* e *trailing*, in caso di evento in cui il canale sia attivato); si osservano invece, oltre ai due picchi principali su 0 e 2, molti eventi con numero diverso di parole del canale 91, che arrivano ad oltre 10 (vedi figura 3.11).

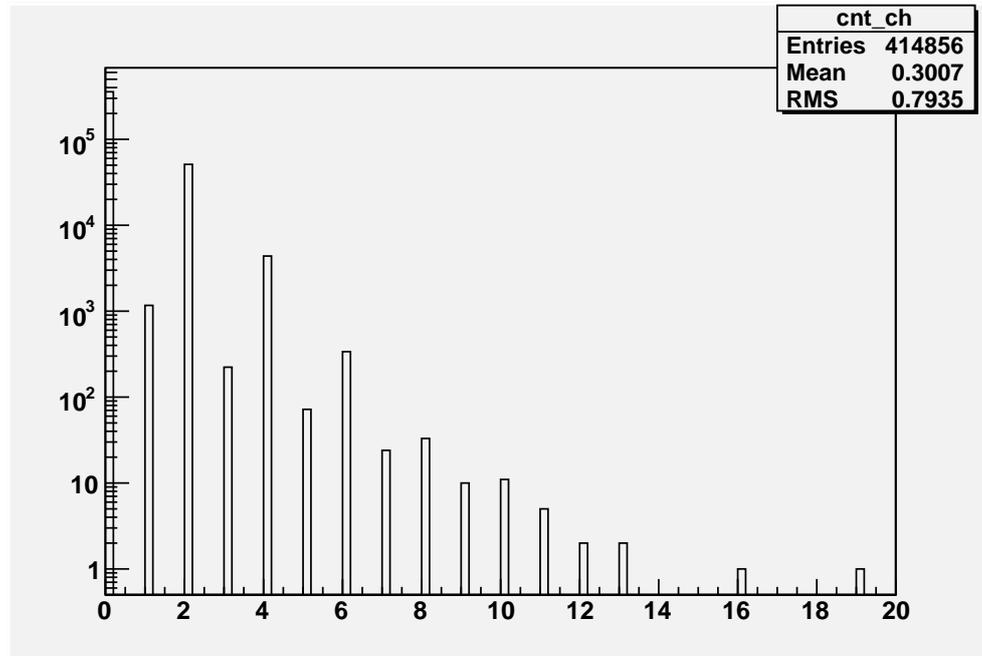


Figura 3.11: Numero di hit per evento del canale 91 (Run 10kHz, algoritmo A)

Per indagare meglio la natura di questi hit multipli, si sono osservati alcuni degli eventi in cui il canale 91 ha 10 o 11 hit: questi paiono essere molto vicini tra loro in tempo (rispetto alla distanza *leading-trailing* e alla distanza tra eventi successivi), ma distanti dall'evento, cioè dai gruppi di *leading* e *trailing* di tutti gli altri canali (alcune volte un paio di hit del canale sono in tempo con l'evento: è il caso di un hit "reale") (vedi figura 3.4).

Per rendere completa l'analisi, sono state osservate le differenze di tempo tra le parole del canale 91 e la media temporale dell'evento (ovviamente negli eventi in cui il canale 91 è presente): la distribuzione presenta un picco centrato a 0 (rappresentante tutti gli eventi in cui l'hit del canale 91 appartiene realmente ad un evento, ed è temporalmente vicino alla media degli hit dell'evento), ed un abbondante fondo che diminuisce verso le code molto meno di quello che si aspetta per una distribuzione gaussiana.

D'altra parte, ripetendo queste osservazioni per un canale che non presenta anomalie nel confronto tra i run a 10 e 100 kHz, come ad esempio il canale 90 (vedi figura 3.10), si ottengono più di due parole per evento in un numero molto minore di casi, e comunque non si raggiunge la decina; inoltre la distribuzione delle differenze di tempo tra le parole del canale 90 e la media temporale dell'evento, è più piccata sullo 0 ed ha code molto meno accentuate.

Una possibile spiegazione di queste osservazioni è che vi siano dei canali particolarmente rumorosi; come visibile in figura 3.12 il rumore non dipende dal tempo, ma sembra distribuito casualmente nella finestra temporale presentata; a questo punto è comprensibile che il rumore, indipendente dal rate degli eventi, sia maggiormente rilevabile nel run a 10 kHz.

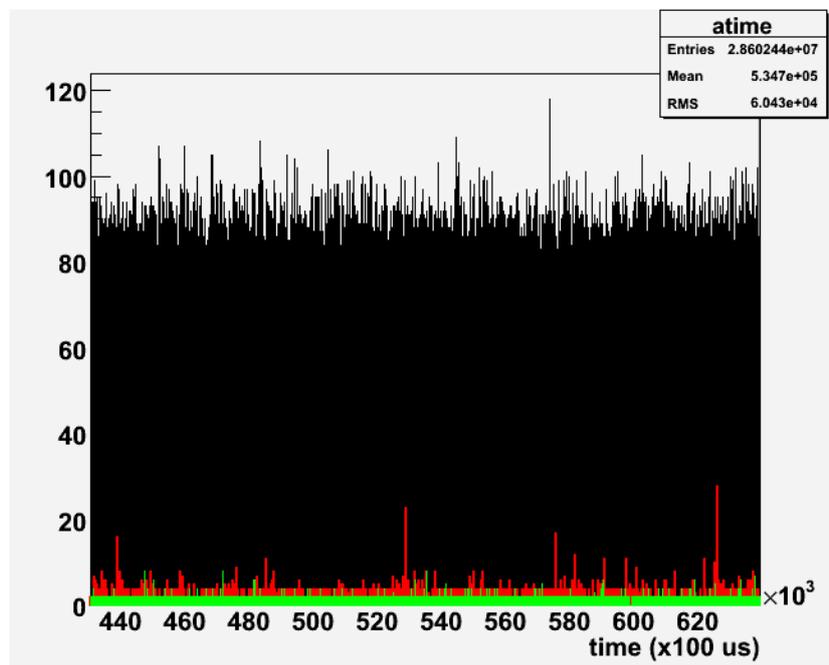


Figura 3.12: Numero di parole per evento in una finestra temporale di 20 s, per un run a 10kHz. Evidenziati in rosso il canale 91, in verde in canale 90

Come già detto, la figura 3.12 chiarisce che il canale rumoroso (in rosso) presenta spesso un numero di parole anomalo, anche prossimo a 10; il canale non rumoroso (in verde) invece, è molto più regolare, e sono poche le volte in cui gli hit superano le due unità.

Ciò è ulteriormente evidenziato nel dettaglio di figura 3.4: il canale 91 è presente spesso, ma solamente in un caso come evento (cioè nello stesso bin temporale degli altri hit); il canale 90 compare una volta come evento.

3.3.5 Run a 10 e 100 kHz, algoritmo B

Lo schema dell'algoritmo B è presentato nella sezione "Algoritmi" del paragrafo 2.10.3.

Procedendo all'analisi dei dati ottenuti, si sono prima di tutto verificati i rate dei due run a 10 e 100 kHz, e in seguito le varie molteplicità, senza rivelare anomalie.

Interessante e degna di nota si è rivelata invece l'analisi del numero di parole dai TDC per evento.

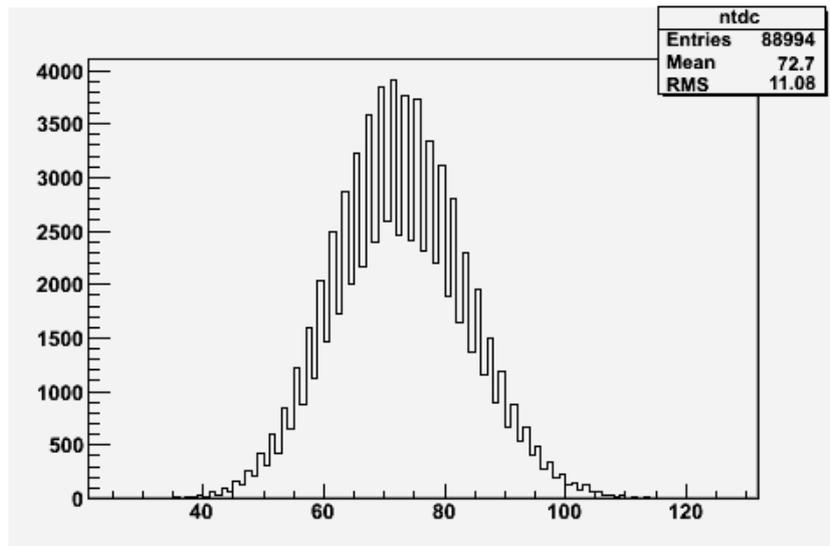


Figura 3.13: Numero di parole per evento. (Run 10kHz, algoritmo B)

In entrambe le distribuzioni per i due diversi rate, nelle figure 3.13 e 3.14, si osserva una media di circa 70 parole per evento, cifra compatibile con i run relativi all'algoritmo A.

Diversamente dalle figure 3.7 e 3.9, si ha però qui una prevalenza di parole dispari; in particolare, nel run a 10 kHz questa caratteristica è maggiormente

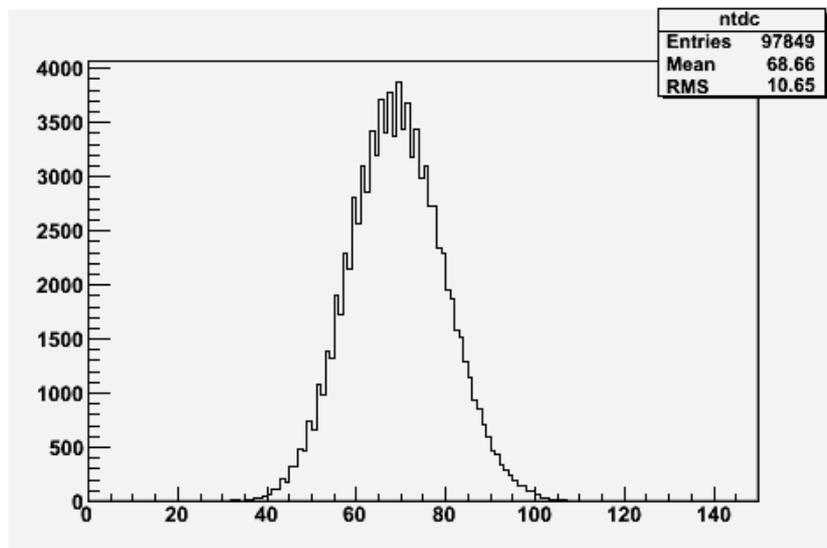


Figura 3.14: Numero di parole per evento. (Run 100kHz, algoritmo B)

accentuata, rispetto al run da 100 kHz.

Si è cercato quindi di comprendere e motivare le differenze citate tra queste quattro distribuzioni.

3.3.6 Hits mancanti

Prima ancora di osservare le distribuzioni del numero di hits per evento (figure 3.7, 3.9, 3.13, 3.14), ci si aspetterebbe esclusivamente un numero pari di parole, corrispondenti alla presenza di un *leading edge* e un *trailing edge* per ogni hit su un fotomoltiplicatore.

Dai dati relativi all'algoritmo A, risulta una distribuzione uniforme (nel senso pari-dispari) nel run a 10 kHz, mentre si osserva una prevalenza di numero pari di hits nel run a 100 kHz: a differenza di ciò che si poteva inizialmente credere, quindi, è "più corretto" il risultato ottenuto nel run a 100 kHz rispetto a quello a 10 kHz.

L'indagine del problema è iniziata dall'analisi della differenza tra numero di *leading* e *trailing* per ogni evento, attesa essere sempre uguale a 0.

In accordo con le distribuzioni del numero di parole, dalla figura 3.15 emerge che nel run a 100 kHz si ha un picco a 0 evidente, indicante che si ha un maggior numero di eventi in cui il numero di parole è pari, rispetto al run a 10 kHz. Inoltre, un $|\Delta N_{TL}|$ (modulo della differenza tra numero di *trailing* e *leading*) dispari, segnala eventi con numero di parole dispari; gli eventi con

$\Delta N_{TL} \neq 0$ presentano uno o più *leading* o *trailing* non accoppiati, ovvero rispettivamente dei *trailing* o *leading* mancanti.

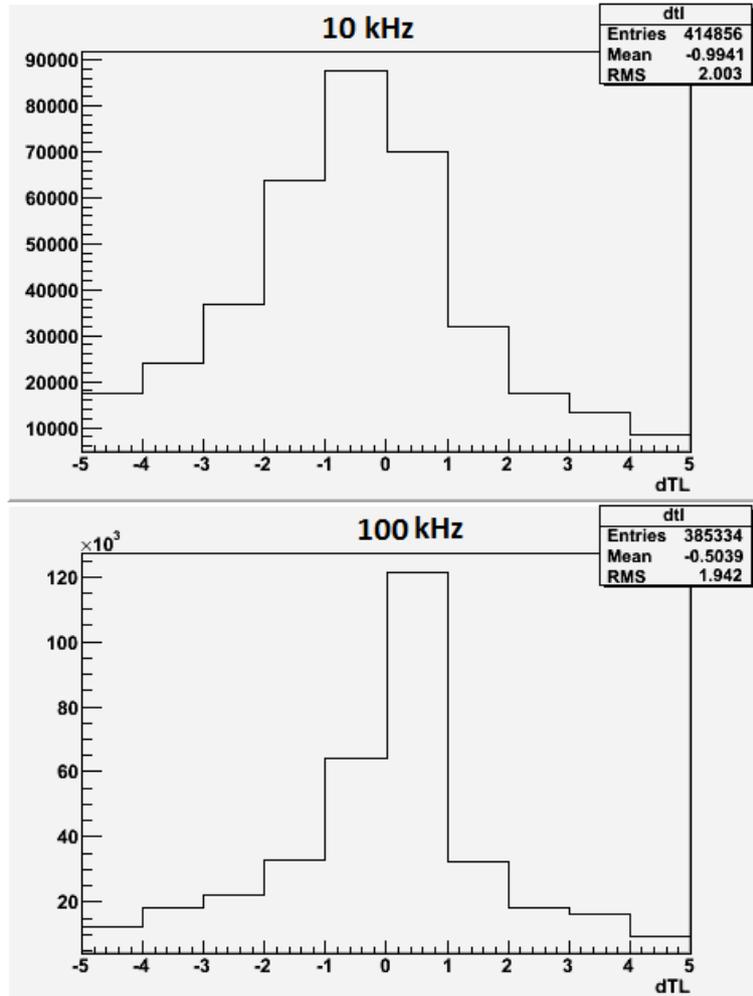


Figura 3.15: Differenza tra numero di *leading* e *trailing*. In alto run a 10 kHz, in basso run a 100 kHz; algoritmo A

Una simile analisi è stata eseguita per i run relativi all'algoritmo B. Osservando le distribuzioni del numero di hits, si nota che ancora una volta il run a 100 kHz è "più corretto": le distribuzioni presentano entrambe la prevalenza di un numero dispari di parole, diversamente dalle aspettative, ma questa è più accentuata nel run a 10 kHz.

Da questa prima osservazione inoltre, la frequenza di hits mancanti sembra essere maggiore nell'algoritmo B.

La conferma arriva dalle distribuzioni delle differenze tra numero di *leading* e *trailing*, in figura 3.16; in entrambi i run il picco è a $\Delta N_{TL} = 1$, ma questo è più in evidenza nel run a 10 kHz.

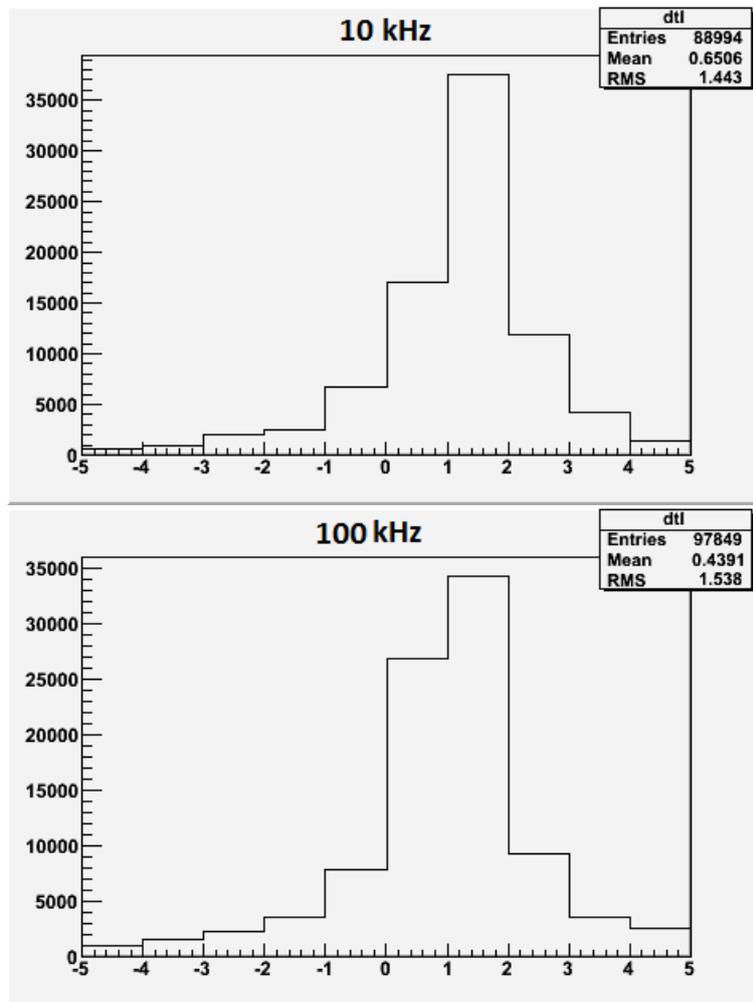


Figura 3.16: Differenza tra numero di *leading* e *trailing*. In alto run a 10 kHz, in basso run a 100 kHz; algoritmo B

La presenza di molti eventi con $\Delta N_{TL} \neq 0$ indica quindi *leading* o *trailing* mancanti: nell'algoritmo A, lo spostamento verso differenze negative si traduce in un eccesso di *trailing* spaiati; nell'algoritmo B invece, lo spostamento verso differenze positive è sintomo della mancanza di *trailing*, quindi di *leading* non accoppiati.

Per comprendere a fondo e cercare di spiegare la mancanza di hit, sono stati

osservati e analizzati nel dettaglio alcuni singoli eventi: uno di questi è raffigurato in figura 3.17.

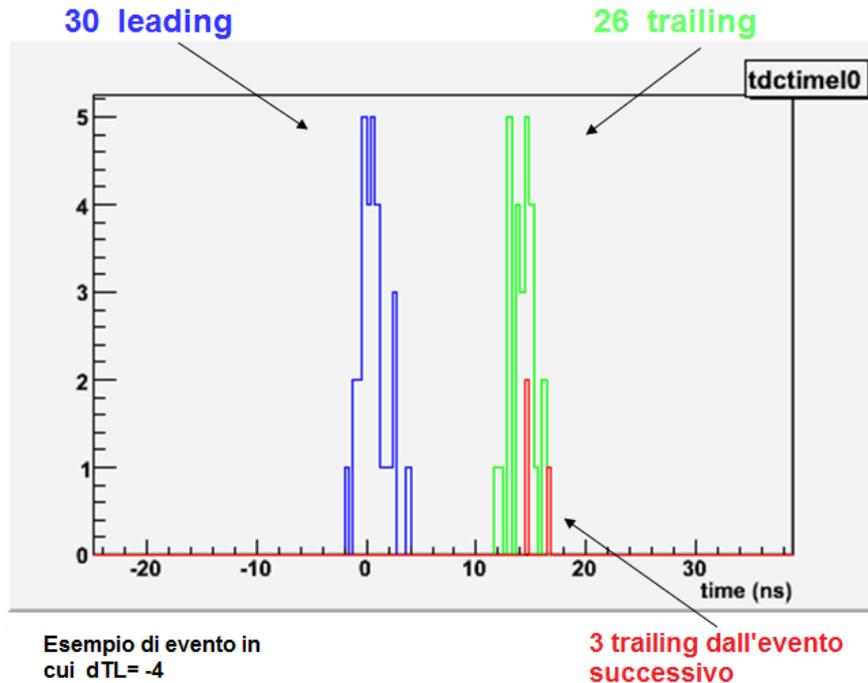


Figura 3.17: Esempio di evento in cui $\Delta N_{TL} = -4$

In questo evento, in cui si ha $\Delta N_{TL} = -4$, si può notare che 3 dei 4 *trailing* mancanti vengono “recuperati” nell’evento successivo (nel senso che le parole dei TDC che li rappresentano, si possono ritrovare tra le prime parole dell’evento immediatamente successivo).

Dagli eventi osservati, sembra quindi che spesso la mancanza di *trailing* sia recuperata, completamente o solo parzialmente come nell’esempio in figura. Situazione analoga si ha negli eventi ricostruiti con l’algoritmo B: in questi però, la maggiore mancanza di *leading*, viene spesso recuperata dagli eventi precedenti, piuttosto che da quelli successivi.

Una possibile causa si potrebbe ricercare nella struttura dell’algoritmo A, come mostrato in figura 3.18; l’offset della finestra di *readout*, rispetto all’evento, potrebbe causare la perdita di alcuni *trailing*: bisogna infatti tener presente che le parole dei TDC non entrano nelle FIFO presenti sulla TELL1 in ordine temporale, quindi l’ipotesi non contraddice il fatto che i *trailing*

persi non siano gli ultimi dell'evento in ordine cronologico.

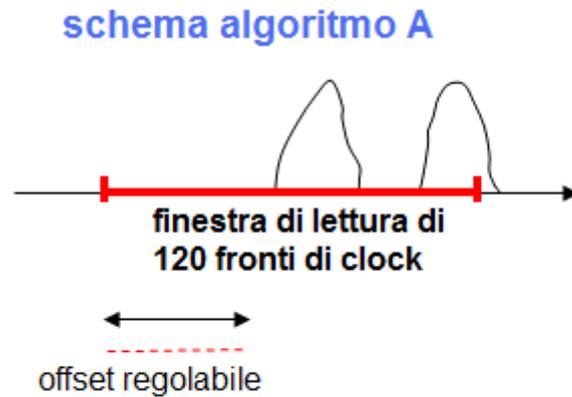


Figura 3.18: Schema di funzionamento dell'algoritmo A. L'offset temporale della finestra di readout rispetto all'evento potrebbe causare la perdita di alcuni *trailing*

Si è passati poi dall'analisi in dettaglio di qualche evento, allo studio dell'intero run.

A questo scopo si chiarisce il significato di alcuni termini riferiti agli eventi che sono stati usati: un evento è considerato "buono" se il numero di parole è pari, e in particolare se il numero di *leading* e *trailing* è lo stesso; un evento con *leading* recuperati, indica un evento in cui si hanno dei *leading* mancanti, tutti però recuperati dall'evento precedente; un evento con *trailing* non giustificati, indica un evento in cui non tutti i *leading* mancanti sono stati recuperati; analogamente, un evento con *trailing* recuperati, è un evento con *trailing* mancanti recuperati tutti dall'evento successivo; e infine un evento con *leading* non giustificati è un evento in cui non tutti i *trailing* mancanti sono presenti nell'evento seguente.

I risultati dell'analisi degli interi run sono presentati con dei grafici a torta, con le varie percentuali relative alle tipologie di evento appena descritte; questi inoltre sono divisi in base alla mancanza di *leading* o di *trailing*, e in base all'algoritmo di ricostruzione.

In figura 3.19 si possono osservare i grafici relativi all'algoritmo A, per quanto riguarda i *trailing* mancanti; si può innanzitutto notare che la percentuale di eventi buoni è maggiore nel run a 100 kHz, a ulteriore conferma delle conclusioni precedenti; in una buona parte (circa la metà) degli eventi poi, tutti i *trailing* mancanti sono ritrovati nell'evento successivo; l'evento in figura 3.17

invece è un esempio di evento con *leading* non giustificati, una percentuale più alta delle quali si ritrova nel run a frequenza minore.

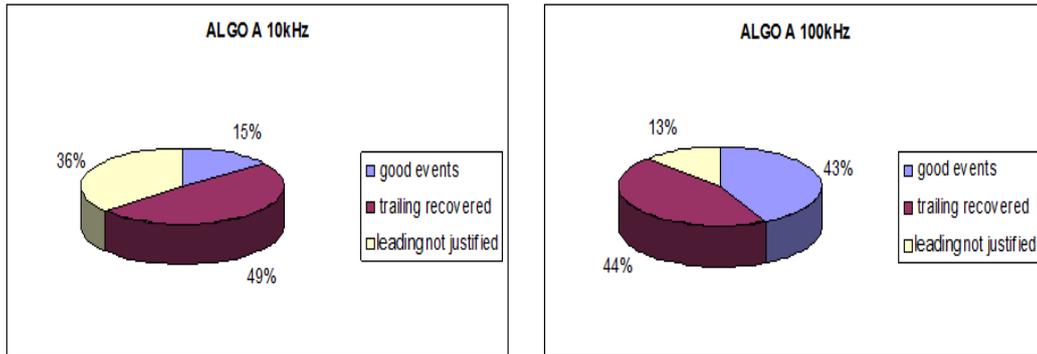


Figura 3.19: Percentuali di recupero di *trailing* mancanti, run a 10 e 100 kHz, algoritmo A

Nonostante questo effetto di mancanza di *trailing* sia maggiormente presente nell'algoritmo A, se ne possono trovare vari casi anche nell'algoritmo B (gli eventi con ΔN_{TL} negativo in figura 3.16): la loro analisi è presentata in figura 3.20; oltre a poter nuovamente osservare che le percentuali di eventi buoni, e di eventi con *trailing* recuperati, sono maggiori nel run a frequenza più alta, si nota che in questo caso la maggioranza degli eventi presenta *leading* non giustificati.

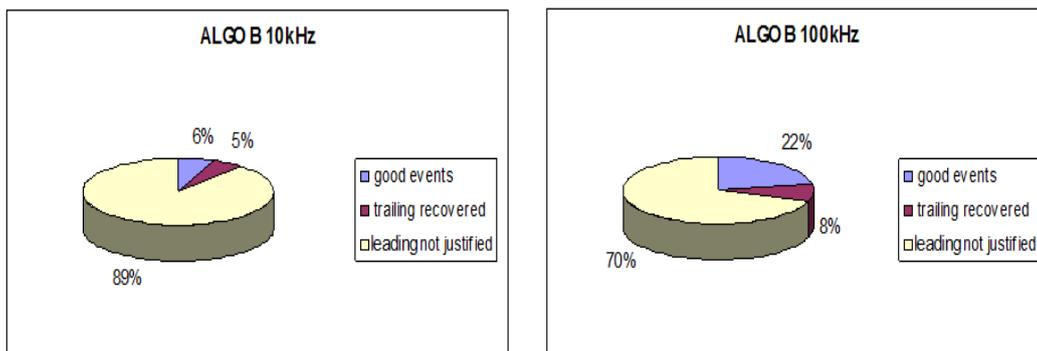


Figura 3.20: Percentuali di recupero di *trailing* mancanti, run a 10 e 100 kHz, algoritmo B

Un discorso analogo ma esattamente opposto si può fare per quanto riguarda la perdita di *leading*, che come visibile anche nelle figure 3.16 e 3.15, riguarda principalmente l'algoritmo B.

In figura 3.21 sono rappresentati i casi per cui nel grafico di figura 3.15 si aveva ΔN_{TL} positivo: ancora una volta il maggior numero di eventi buoni o con *leading* recuperati si ha nel run a 100 kHz, ma si può osservare che molti eventi hanno dei *trailing* rimasti non accoppiati ai relativi *leading*.

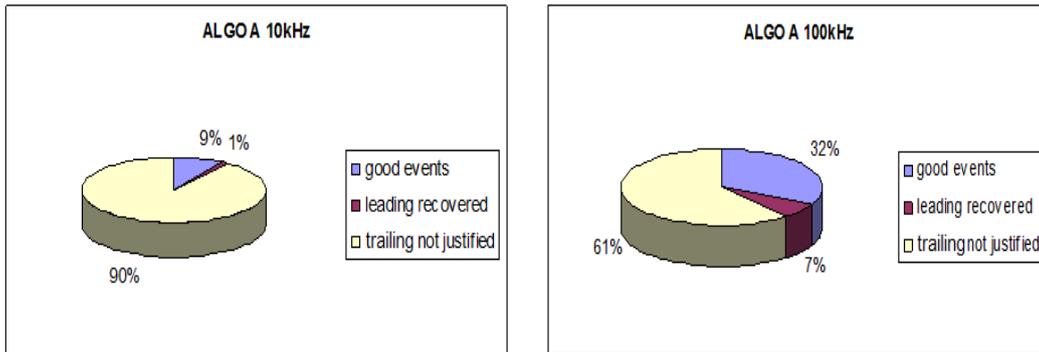


Figura 3.21: Percentuali di recupero di *leading* mancanti, run a 10 e 100 kHz, algoritmo A

Come atteso è invece per i run relativi all'algoritmo B, in figura 3.22, che la perdita di *leading* è maggiormente influente.

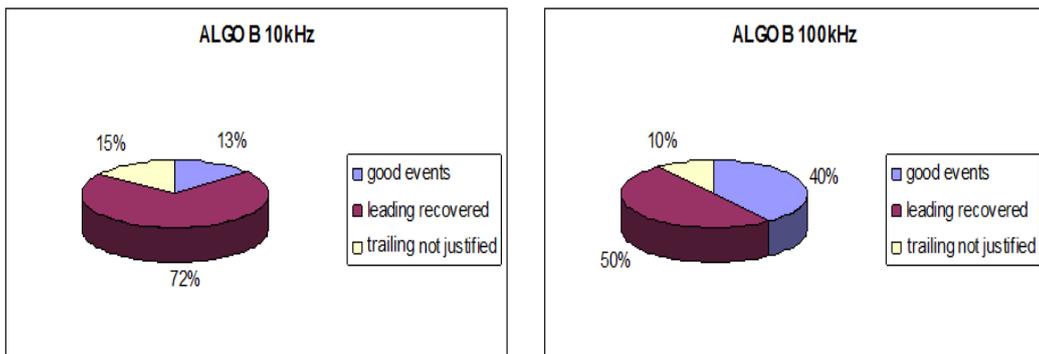


Figura 3.22: Percentuali di recupero di *leading* mancanti, run a 10 e 100 kHz, algoritmo B

Anche qui, similmente alla situazione della perdita di *trailing* per l'algoritmo A, solo una bassa percentuale di eventi (attorno al 10%) corrisponde a eventi con *leading* mancanti; la maggior parte dei casi riguarda eventi buoni o con *leading* completamente recuperati dall'evento precedente (percentuale

maggiore nel run a 100 kHz come per tutte le altre analisi precedenti).

I grafici mostrati, relativi all'analisi dell'intero run per ogni algoritmo e frequenza di trigger, chiariscono che le due tipologie di problema, legate alla perdita di alcuni *leading* o *trailing*, sono l'una importante nei run relativi all'algoritmo B, l'altra in quelli relativi all'algoritmo A.

Come già detto, per quanto riguarda l'algoritmo A, una possibile soluzione è la modifica dell'offset della finestra di *readout*.

Relativamente all'algoritmo B, un'ulteriore indicazione proviene dal fatto che i *leading* persi nei vari eventi corrispondono nella totalità dei casi alle prime parole (*leading*) di alcune PP-FPGA; questa osservazione fa pensare che la causa potrebbe doversi ricercare nel firmware dell'algoritmo B.

L'analisi in dettaglio e il debug del comportamento dei due algoritmi sono stati svolti utilizzando pacchetti di dati "artificiali" provenienti da un *Pattern Generator*, per mezzo del quale è stato possibile rilevare e successivamente correggere degli errori nel firmware, che causavano appunto la perdita del dato iniziale di alcune PP-FPGA.

3.3.7 Risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori

La parte finale dell'analisi dei dati del test del RICH-400 a Firenze ha riguardato lo studio della risoluzione temporale da singolo fotoelettrone.

Prima di tutto, si è iniziato a guardare i dati temporali dei TDC per analizzare la differenza tra il tempo di *trailing* e quello di *leading*; poiché i NINO sono usati in modo *time over threshold* [24], a causa della forma del segnale si comprende che la differenza di tempo tra *trailing* e *leading* è proporzionale all'ampiezza del segnale stesso.

Una schematizzazione del funzionamento *time over threshold*, e del significato dei tempi di *leading* e *trailing* (t_L e t_T), è presente in figura 2.26.

Si è voluto osservare l'andamento, per ciascuno dei circa 400 canali, delle differenze di tempo tra fronte *leading* e fronte *trailing*, chiamata per comodità Δt_{LT} . In particolare per ogni canale si presenta il valore medio di queste differenze, e il loro scarto quadratico medio: la prima quantità, in figura 3.23, indica il valor medio dell'ampiezza del segnale ricevuto da ciascun canale; la seconda, in figura 3.24, è un indicatore dell'uniformità o meno di questa ampiezza per ogni canale.

Come si può vedere dal primo grafico bidimensionale, il valor medio di Δt_{LT} per i vari canali oscilla attorno al valore di circa 14ns, rimanendo nella quasi totalità dei casi nella fascia 13÷15 ns.

Nel secondo grafico si osserva invece che, eccetto per qualche sporadico canale, lo scarto quadratico medio si attesta per gli altri canali attorno a

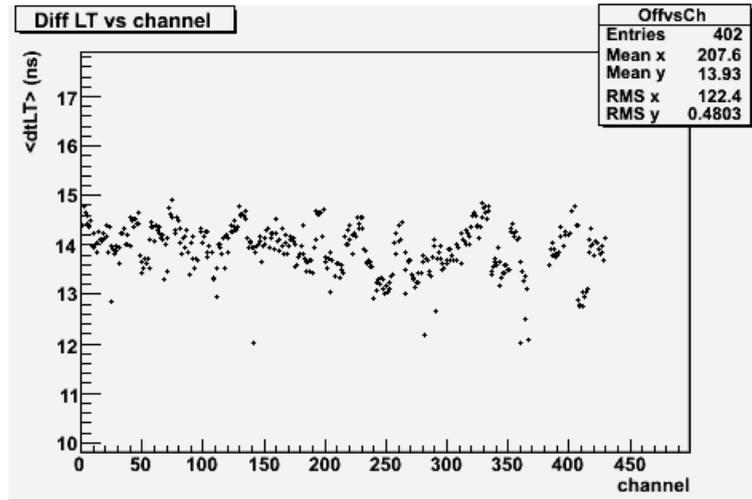


Figura 3.23: Valor medio di Δt_{LT} in funzione del canale

$0.3 \div 0.4$ ns, deducendone che i segnali ricevuti ad ogni evento dai canali non variano significativamente all'interno del run.

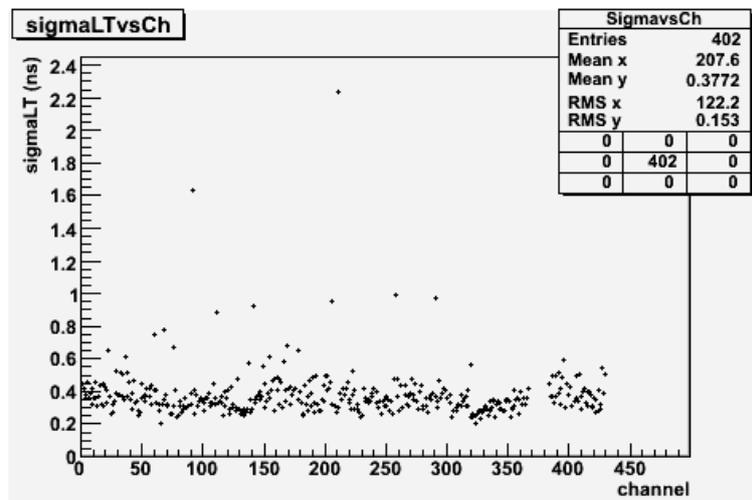


Figura 3.24: Scarto quadratico medio di Δt_{LT} in funzione del canale

Per determinare la risoluzione temporale da singolo fotoelettrone dei fotomoltiplicatori, è stato scelto un canale di riferimento tra quelli non rumorosi (vedi paragrafo 3.3.4): in questo caso è il canale 14, che presenta anche una discreta molteplicità e permette quindi di avere maggiore statistica nel computo della risoluzione.

In ogni evento in cui il canale di riferimento è presente, si è tenuto conto

delle differenze di tempo (per il fronte di *leading*, ma il calcolo sarebbe stato analogo considerando i *trailing*) tra l'hit sul canale di riferimento e gli hits su ogni altro canale presente nell'evento, ottenendo per ogni canale x la distribuzione della quantità $\Delta t(x - 14)$.

Nel plot di figura 3.25, sono raffigurati i valori medi della distribuzione per ogni canale: questi rappresentano l'offset temporale tra i canali e il canale di riferimento; dal plot viene fuori una struttura legata al raggruppamento nelle TDCB, che sembra ripetersi ogni 128 canali: gli offset di pochi ns per alcuni canali, potrebbero essere dovuti a motivi concernenti questa struttura, piuttosto che a differenze di cammino della luce diffratta del laser per raggiungere i vari fotomoltiplicatori.

Considerando invece gli scarti quadratici medi delle distribuzioni di $\Delta t_{ch_x - ch_{14}}$ per ogni canale, si ottiene il plot di figura 3.26: questi valori indicano la risoluzione di ogni canale in riferimento al canale 14. Questa si può però definire una risoluzione "rozza" o "non corretta" per effetti di slewing: come già detto, la differenza tra *leading* e *trailing* di un hit, e quindi lo stesso valore assoluto del tempo di *leading* (e *trailing*), sono legati all'ampiezza del segnale del fotomoltiplicatore.

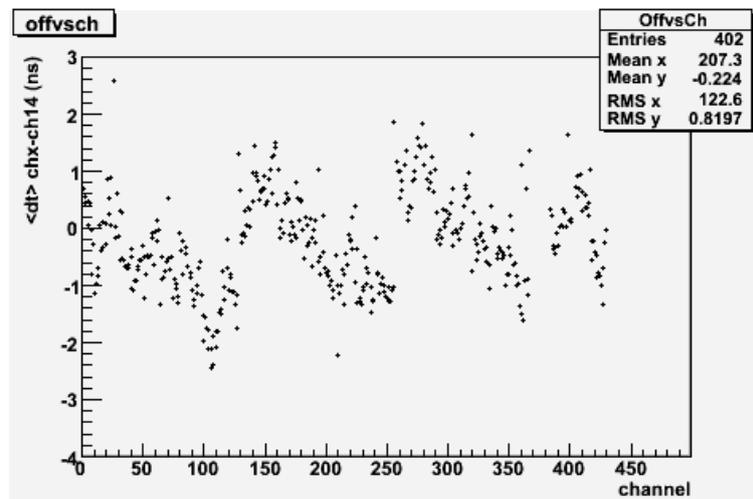


Figura 3.25: Valor medio per ogni canale x della distribuzione di $\Delta t_{ch_x - ch_{14}}$

Per tenere conto della dipendenza dei tempi di *leading* e *trailing* dall'ampiezza del segnale, bisogna apportare una correzione di slewing, con cui correggere i valori precedentemente ottenuti per la risoluzione.

L'analisi è stata svolta per il canale 31, avendo sempre come riferimento il canale 14. Si è prima di tutto voluto verificare la dipendenza $\Delta t_{ch_{31} - ch_{14}}$ vs $\Delta t_{LT_{ch_{31}}}$, ottenendo i punti in nero del plot bidimensionale di figura 3.27; dal

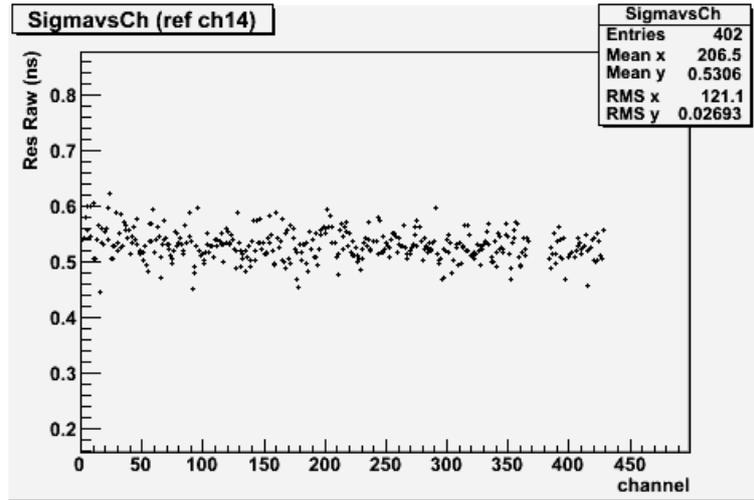


Figura 3.26: RMS per ogni canale x della distribuzione di $\Delta t_{ch_x - ch_{14}}$

grafico sembra evidente la correlazione tra l'ampiezza del segnale (collegata alla variabile sull'asse delle ascisse) e la differenza di tempo tra gli hit sui canali 14 e 31.

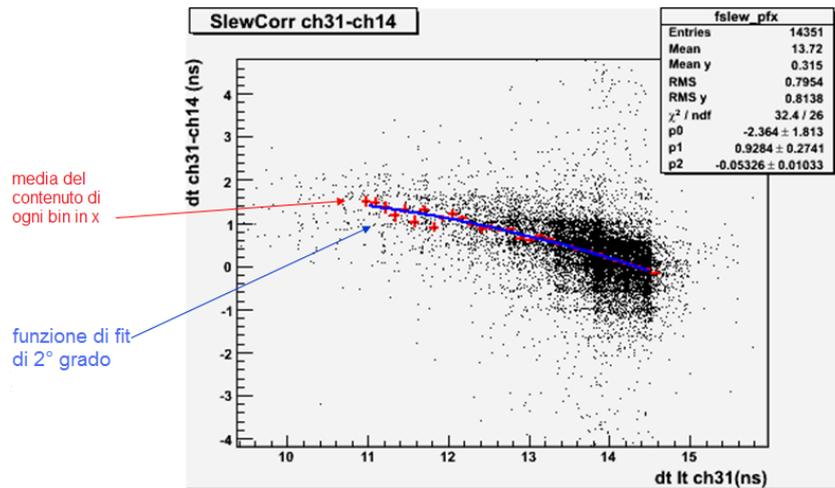


Figura 3.27: $\Delta t_{ch_{31} - ch_{14}}$ vs $\Delta t_{LT_{ch_{31}}}$ per la correzione di slewing

In seguito si è eseguito il fit dei valori medi di ogni bin sull'asse x dell'istogramma bidimensionale (gli offset del canale rispetto a quello di riferimento per i diversi valori di ampiezza del segnale sul canale stesso), rappresentati dalle croci in rosso nella figura. Con la funzione polinomiale di secondo grado ottenuta dal fit $F(x) = -0.05326x^2 + 0.9284x - 2.364$, si è successivamente

corretta la variabile sull'asse delle ordinate $\tilde{y}(x) = y(x) \cdot \frac{1}{F(x)}$, dove in questo caso $y = \Delta t_{ch_{31}-ch_{14}}$.

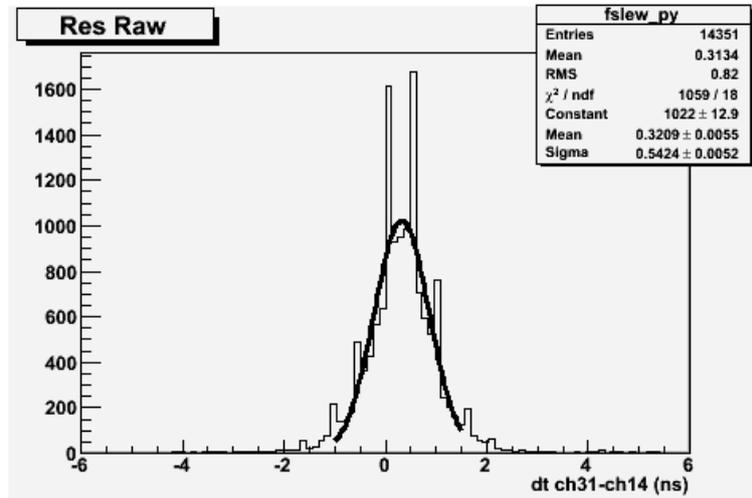


Figura 3.28: Distribuzione di $\Delta t_{ch_{31}-ch_{14}}$

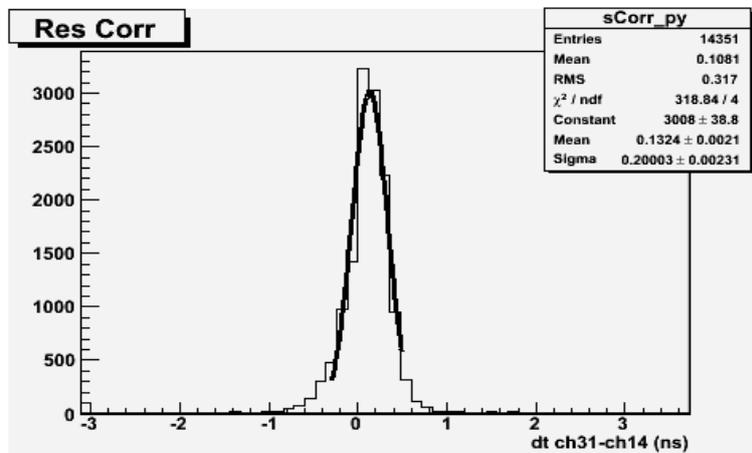


Figura 3.29: Distribuzione di $\tilde{y} = \Delta t_{ch_{31}-ch_{14}} \cdot \frac{1}{F(x)}$

Si possono infine confrontare le distribuzioni delle variabili y e \tilde{y} , delle quali la deviazione standard rappresenta rispettivamente la risoluzione “rozza” e “corretta”.

Dall’istogramma di figura 3.28, per la variabile senza correzioni, la risoluzione trovata è pari a circa 540 ps, in linea con l’andamento per gli altri canali (vedi figura 3.26); in figura 3.29 è invece presentata la distribuzione con la

correzione di slewing: la risoluzione ottenuta in questo caso è di circa 200 ps. Il risultato è in sostanziale accordo con le precedenti misure di risoluzione da singolo fotoelettrone ottenute con TDC commerciali, indicando l'assenza di contributi rilevanti dovuti al tipo di elettronica di lettura.

3.4 Il test del RICH 400 - TDAQ al CERN

3.4.1 Setup sperimentale

Il prototipo del RICH utilizzato nel test al CERN, nel mese di Giugno del 2009, era costituito dall'intero rivelatore, a differenza del test precedentemente descritto in cui era presente solamente la flangia con i 414 fotomoltiplicatori.

Il rivelatore (vedi parte sinistra di figura 3.30) era composto da un tubo cilindrico, di lunghezza pari a quella della versione finale del RICH nell'esperimento, 18m, ma di diametro 60 cm, corrispondente alla dimensione della flangia con gli allestimenti per i fotomoltiplicatori Hamamatsu R7400 U03. Il tubo era riempito con neon a pressione atmosferica. All'estremità opposta del tubo era posto uno specchio, di lunghezza focale $f = 17\text{m}$, diametro 50 cm e spessore 2.5 cm.



Figura 3.30: Il tubo del RICH 400 a sinistra, e l'elettronica di *front-end* a destra, durante il test

L'input del rivelatore era costituito da un fascio principalmente di pioni, con delle percentuali di protoni, positroni e K^+ ; il test è stato effettuato a varie energie del fascio, da circa 10 GeV a un massimo di 75 GeV.

Il setup del sistema di acquisizione (schematizzato in figura 3.31) era analogo a quello del test di Firenze: l'elettronica di *front-end* del rivelatore (vedi parte destra di figura 3.30) era costituita da amplificatori-discriminatori NINO ASIC [24], i cui segnali LVDS in uscita costituivano l'ingresso dei TDC posti nelle TDCB della TELL1 (dopo il passaggio nei *patch panel* per adattare i cavi blu in uscita dai NINO ai cavi neri in ingresso alle TDCB).

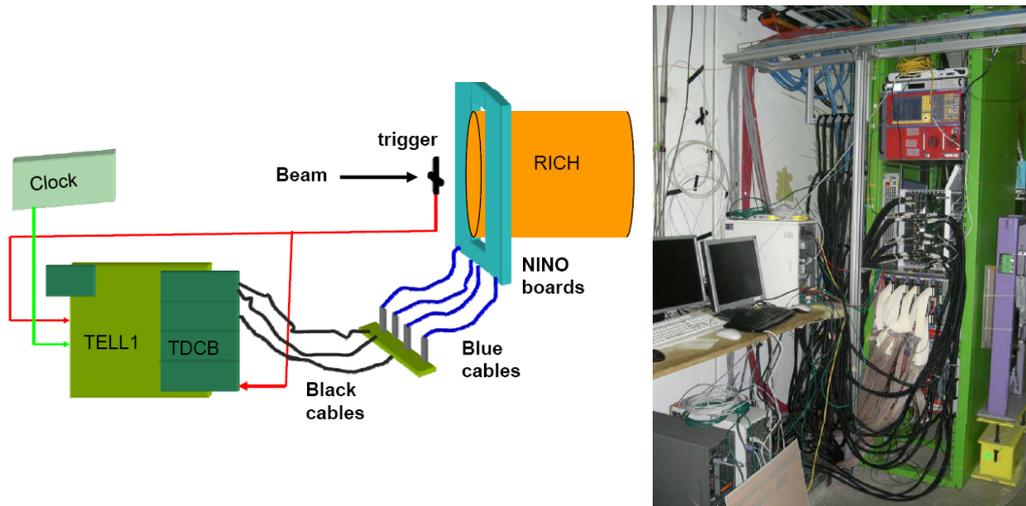


Figura 3.31: Il setup del sistema di acquisizione dati del test al CERN del RICH 400

Un segnale di trigger TTL, fornito da uno scintillatore posto prima dell'ingresso del fascio nel RICH, era inviato all'opportuno ingresso della TELL1 e nel canale 0 dell'ultimo TDC per poter utilizzare gli algoritmi descritti nel paragrafo 2.10.3. La TELL1, in questa versione del firmware, necessita di circa 1.5 s prima dell'inizio del *burst* per essere resettata e configurata, e qualche secondo dopo la fine per scrivere i dati su disco; per questo motivo, il segnale WWE (*warning of warning of ejection*, dato dall'SPS) (vedi figura 3.32), 1s prima dell'iniezione, non può essere utilizzato all'inizio dell'acquisizione; in alternativa, il segnale ET (*end of test*), versione ritardata di EE (*end of ejection*, dato dall'SPS) creata per l'esperimento, del *burst* precedente, ritardato, è usato come segnale d'inizio; il segnale EE è invece la fine del *burst*.

Così come nel test di Firenze, l'invio dei dati alla rete dei PC di acquisizione e memorizzazione, è avvenuto attraverso la GigaBit Ethernet della TELL1.

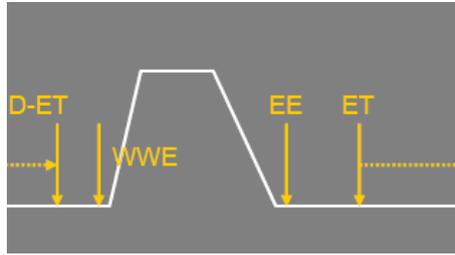


Figura 3.32: Schema dei segnali di trigger. In bianco, la corrente nei magneti dell'SPS; la parte piatta corrisponde all'estrazione (*spill*), di durata circa 20s

3.4.2 Monitor online del sistema di acquisizione dati

Il monitor online del sistema di acquisizione del test è stato personalmente messo a punto con lo scopo di controllare e verificare il corretto funzionamento delle schede TDCB e TELL1 durante la presa dati.

La visualizzazione dei grafici, completamente automatica e in continuo aggiornamento, avveniva all'interno dell'ambiente ROOT; il monitor è stato infatti realizzato con uno script di ROOT, che aveva in input la *tree* di dati appena prodotta dal software di acquisizione; la disponibilità del nuovo *burst* sul monitor non era immediata, bensì ritardata del tempo necessario al trasferimento dei dati dal PC di acquisizione a quello utilizzato per la monitoraggio.

L'attenzione nella realizzazione è stata rivolta a oggetti di interesse generale, in particolare per il rivelatore RICH, come la raffigurazione grafica dell'evento singolo e l'illuminazione nell'intero *burst*, ma soprattutto all'osservazione di quantità di interesse rilevante per il sistema TDC-TELL1, anche alla luce dell'analisi dati del test di Firenze (paragrafo 3.3), e degli errori al firmware ivi riscontrati e successivamente corretti.

Un primo dato di interesse per il sistema di acquisizione è stata la distribuzione delle parole nei vari TDC. In figura 3.33 si può osservare la frequenza di un particolare numero di parole per un dato canale: il grafico è bidimensionale, e l'area del quadrato in ogni casella della griglia è proporzionale al numero di eventi in cui quel canale ha dato quel determinato numero di parole. La divisione in 4 settori rispecchia quella delle TDCB, con 128 canali ciascuna. Si può notare, dai canali mancanti in figura, che nell'ultima TDCB è stata usata solo la prima metà dei TDC (ovvero i connettori di un solo lato della TDCB), e il canale di trigger si vede in corrispondenza del 96 dell'ultima TDCB.

Una indicazione analoga arriva dal grafico di figura 3.34, rappresentante la

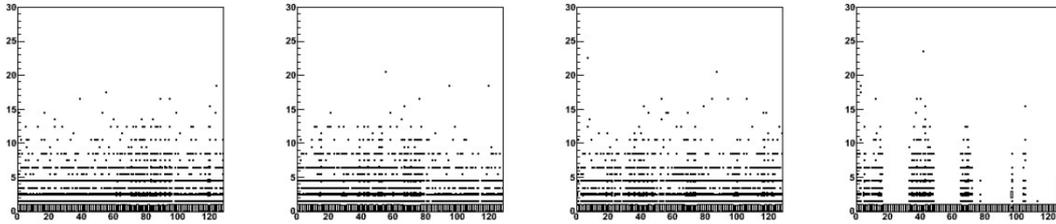


Figura 3.33: Frequenza del numero di parole (asse y) per un dato canale (asse x)

molteplicità dei canali per l'intero *burst* analizzato: anche qui si possono fare le stesse annotazioni riguardanti l'utilizzazione dell'ultima TDCB; inoltre si comprende come i canali con i bin più alti corrispondano proprio ai fotomoltiplicatori su cui finiscono i cerchi Cherenkov il maggior numero di volte.

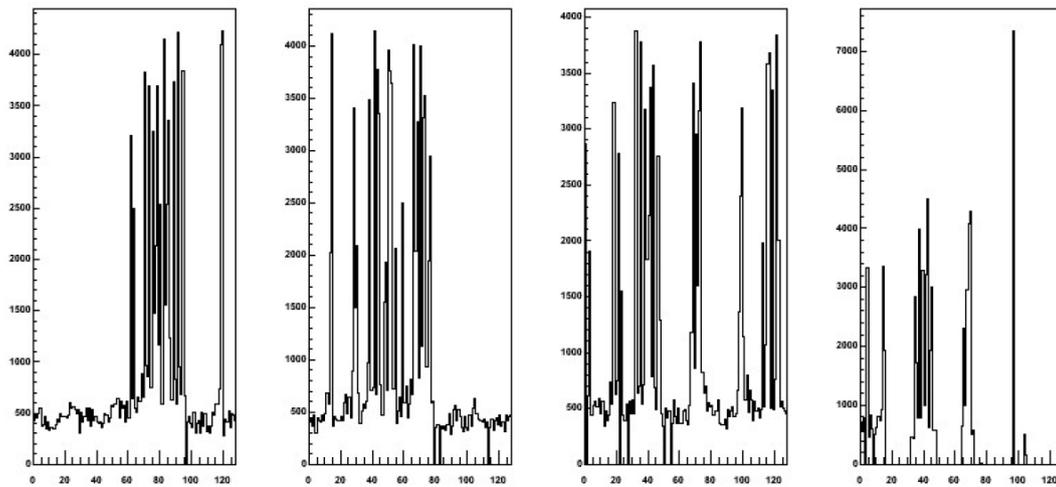


Figura 3.34: Molteplicità dei canali alla fine di un *burst*. Sull'asse x il numero di canale, sull'asse y il numero totale di parole per ogni canale nel *burst*

Importanti per un eventuale debug sono invece gli errori dei TDC, e soprattutto l'analisi della differenza tra numero di *leading edge* e *trailing edge* registrati per ogni evento, eseguendo questa analisi per ogni canale.

Gli errori dei TDC sono riportati in figura 3.35. Si nota, dalla dimensione del marker, che quando un errore è presente, nella maggior parte dei casi ve n'è uno solo.

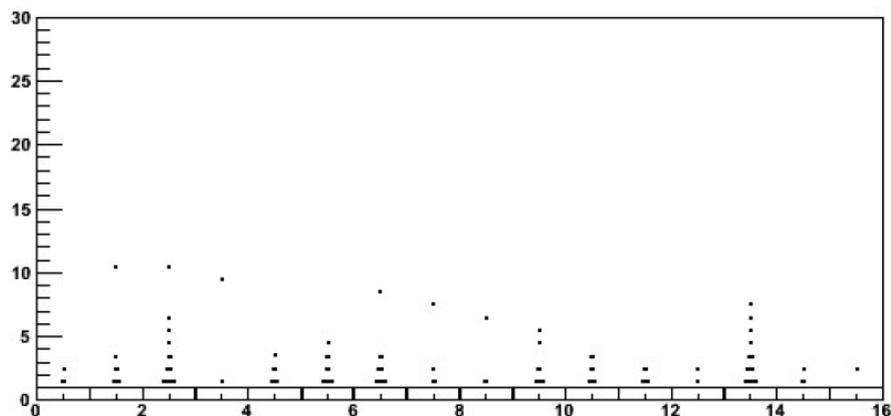


Figura 3.35: Errori dei TDC alla fine di un *burst*

La differenza tra numero di *leading* e *trailing* invece è in figura 3.36. Si può osservare che la maggioranza delle volte questa quantità è pari a 0; ciononostante, in alcuni eventi sembra mancare un dato corrispondente a uno solo dei due fronti; raramente la differenza supera in modulo l'unità, e certamente in maniera molto minore rispetto a quanto evidenziato dall'analisi dei dati del test di Firenze, come si può vedere in figura 3.15.

Bisogna altresì sottolineare che la perdita di uno dei due fronti non ha effetti ai fini della ricostruzione del cerchio Cherenkov: anche con solo un *leading* o un *trailing* si può considerare l'hit ai fini di trovare il cerchio e il suo raggio.

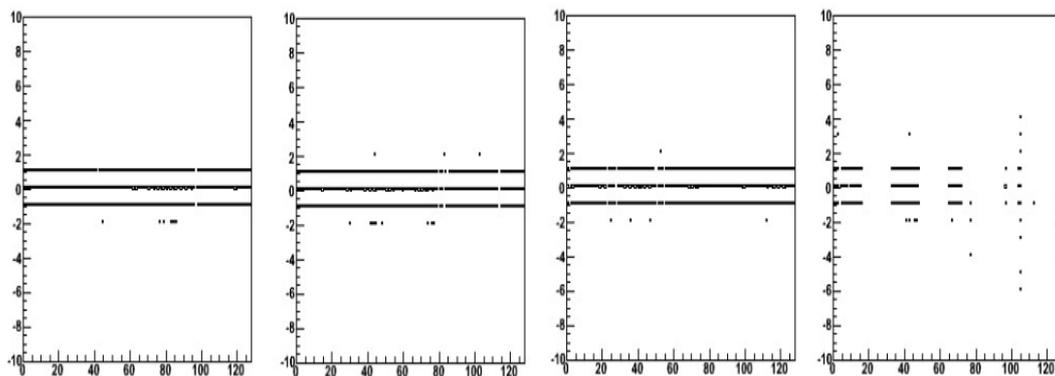


Figura 3.36: Differenza tra il numero di *leading* e il numero di *trailing* per ogni canale

Un'ulteriore visualizzazione, in figura 3.37, è la risoluzione temporale di un fotomoltiplicatore preso come riferimento, considerando tutti gli eventi del

burst; bisogna tener presente che si tratta della risoluzione senza la correzione di *slewing*, ottenuta dalla distribuzione delle differenze tra i tempi di un canale di riferimento con i tempi degli altri canali presenti negli stessi eventi: il valore dell'esempio in figura è in sostanziale accordo con quello presentato nel paragrafo 3.3.7.

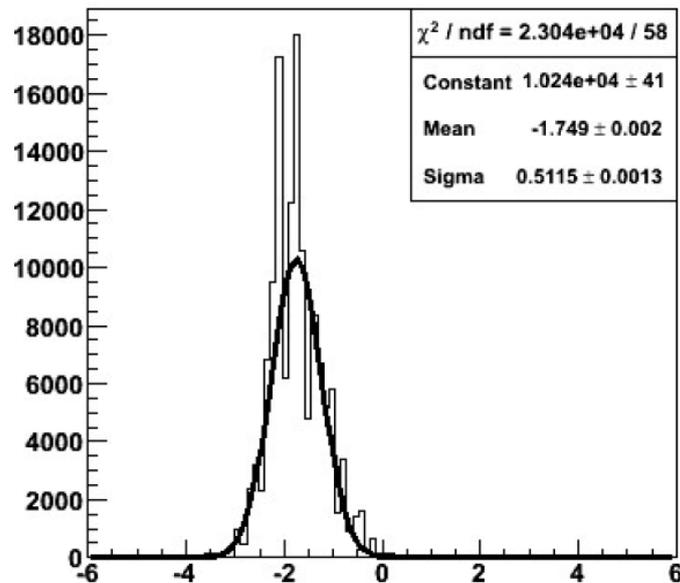


Figura 3.37: Risoluzione senza correzione di *slewing* per un canale di riferimento

Le osservazioni grafiche invece hanno riguardato la “forma” dello *spill*, e l’evento sulla flangia di fotomoltiplicatori.

Per “forma” dello *spill* si intende l’analisi del rate, ricavato direttamente dal numero di parole proveniente dai TDC, in funzione del tempo, durante tutta la durata del *burst*; l’andamento è in figura 3.38, e, come ci si aspettava, il rate cresce nella fase iniziale e decresce in quella finale, piuttosto che essere costante dall’inizio alla fine. L’istogramma in nero rappresenta il numero di parole, quello in rosso il numero di trigger letti nel canale 0 dell’ultimo TDC.

La rappresentazione dell’evento è invece in figura 3.39. Nella parte destra l’evento è osservato dal punto di vista spaziale, ricostruito in base alla posizione in x e y dei fotomoltiplicatori illuminati; a sinistra è invece l’andamento temporale dell’evento, in ps, diviso in fronti *leading* in verde e fronti *trailing* in rosso: da questo grafico è possibile quindi rilevare la presenza di eventi con perdita di uno dei due fronti per un canale, semplicemente dal

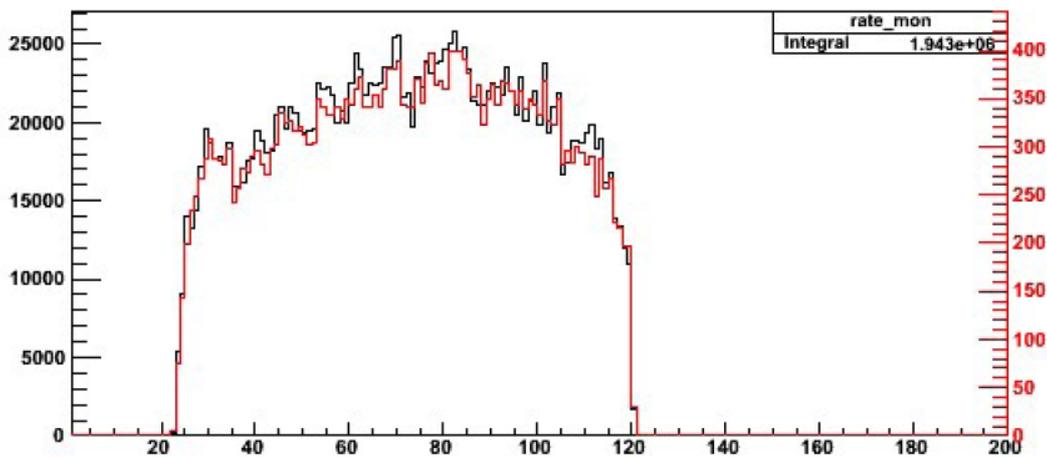


Figura 3.38: Andamento del rate in funzione del tempo (in ds), all'interno dello *spill*. In nero il numero di totale di parole, in rosso il numero di trigger letti nel canale 0 dell'ultimo TDC

confronto tra i due integrali in alto a destra.

Per ogni *burst* venivano stampati sullo schermo, in sequenza con pause di circa un secondo, otto eventi scelti casualmente.

Infine veniva visualizzata anche l'illuminazione totale della flangia al termine dell'intero *burst*, in figura 3.40; è chiaramente identificabile l'anello quasi al bordo della flangia.

Per gli istogrammi nelle figure 3.39 e 3.40, è stato effettuato un semplice taglio in tempo attorno alla media dell'evento, in modo tale da visualizzare realmente solo i segnali relativi all'evento, senza hit accidentali.

3.4.3 Alcuni risultati rilevanti

L'obiettivo principale del test del RICH 400 era di verificare il livello di separazione π - μ nella regione di impulso tra 15 e 35 GeV/c, insieme alla conferma del comportamento del sistema TELL1/TDC dopo il test precedente. Altri obiettivi erano il miglioramento del sistema di raffreddamento dei fotomoltiplicatori, e il test di un nuovo specchio.

Per testare la separazione pione-muone, disponendo di un fascio di π , sono state effettuate più acquisizioni in vari punti in energia del fascio: ogni punto successivo corrispondeva a un pione con la stessa velocità di un muone nel punto attuale. Le performance di separazione sono state inoltre testate

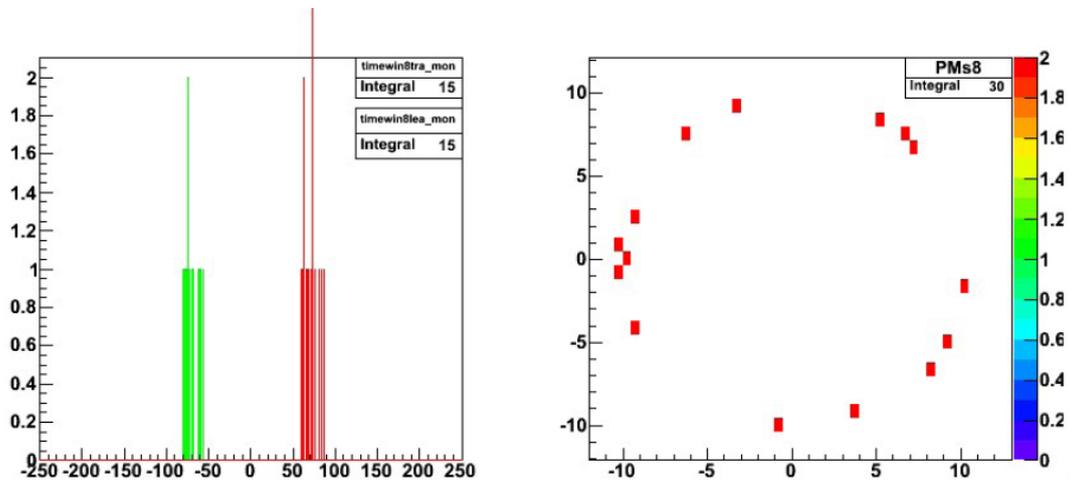


Figura 3.39: Rappresentazione temporale (a sinistra) e spaziale (a destra) di un evento

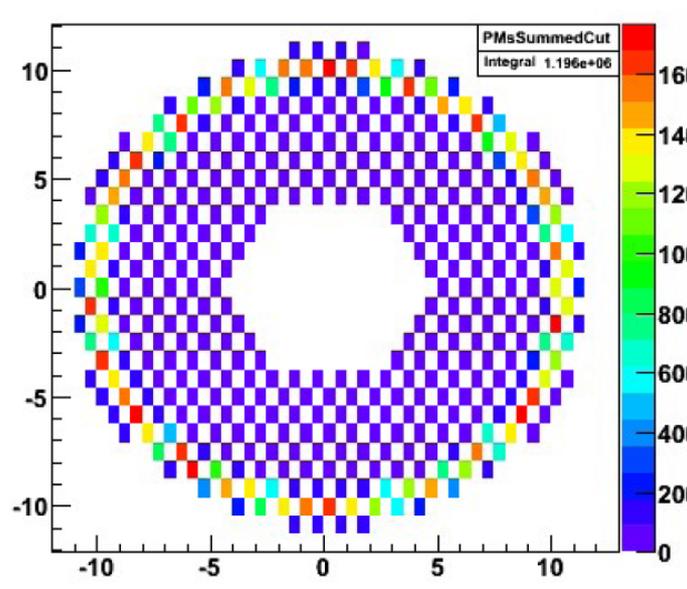


Figura 3.40: Illuminazione totale della flangia al termine del *burst*

sotto varie condizioni, tra cui lo specchio spostato dalla posizione centrata, differenti rate, contaminazione del mezzo radiatore con aria e CO_2 .

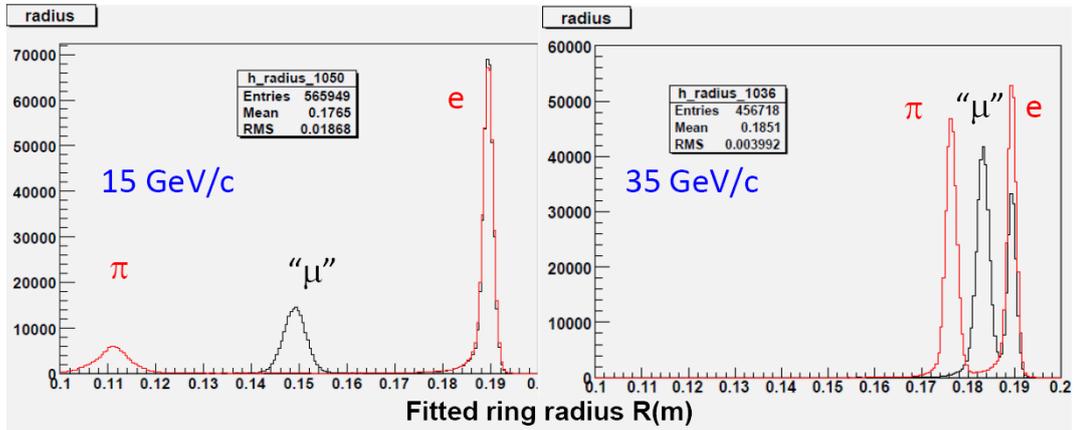


Figura 3.41: Raggio del cerchio fittato per gli eventi osservati nei run a 15 GeV/c a sinistra e 35 GeV/c a destra

In figura 3.41 sono presentati i risultati del raggio del cerchio fittato, per gli impulsi alle estremità della regione cinematica di accettazione; si può chiaramente notare che a impulso maggiore l'identificazione diviene più difficoltosa. Il fattore di soppressione per i muoni, integrato per l'intera regione 15-35 GeV/c, risulta essere circa lo 0.7%.

In figura 3.42 si può osservare la probabilità di identificare in maniera errata un muone, in funzione dell'impulso della particella; come prevedibile, questa aumenta oltre l'1% per impulsi maggiori di 30 GeV/c.

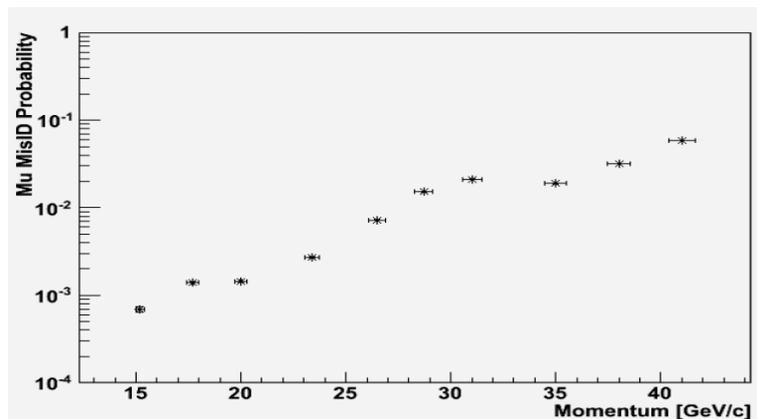


Figura 3.42: Probabilità di errata identificazione di un μ , in funzione dell'impulso

Per quanto riguarda il sistema di acquisizione TELL1/TDC, sono stati analizzati più run a diverse frequenze, per verificare la risposta del sistema soprattutto a frequenze elevate.

In figura 3.43 si possono osservare le distribuzioni degli errori, a sinistra divisi per TDC, a destra in funzione del tempo nel *burst*. Nella parte alta della figura, per frequenze basse, si può notare che la distribuzione nei TDC segue quella degli hit, e che inoltre la media di errori in 1 ms (larghezza del bin degli istogrammi a destra) è abbondantemente inferiore all'unità; l'andamento nel burst segue inoltre quello dell'intensità (vedi figura 3.38). Nella parte inferiore della figura, per rate più elevati, si osserva che alcuni TDC presentano più errori degli altri; inoltre il numero medio di errori in 1 ms per le frequenze maggiori è di circa 1.5.

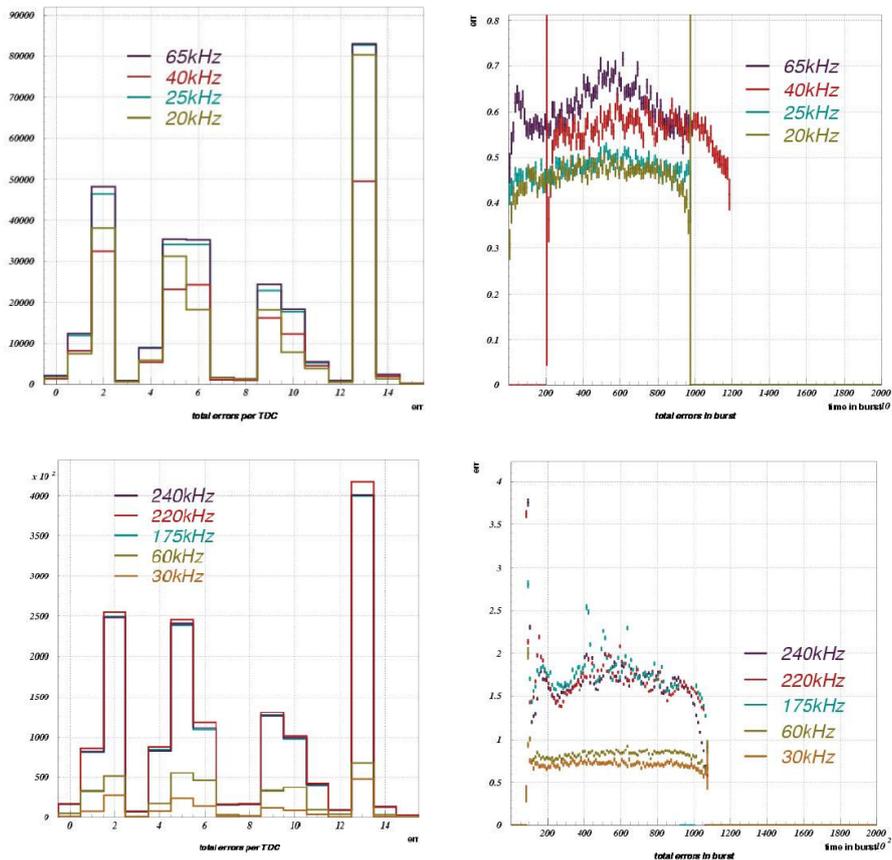


Figura 3.43: Distribuzioni degli errori divisi per TDC (a sinistra) e in funzione del tempo (a destra), per diversi rate

In figura 3.44 sono invece rappresentati l'andamento del numero di hit per

trigger in funzione del tempo, a sinistra, e la risoluzione temporale a destra, per diversi rate.

Da entrambe le distribuzioni si nota che le frequenze elevate non influenzano queste quantità. Nella parte sinistra si osserva che il numero di hit per trigger è costante durante lo *spill* (circa 20), ed indipendente dal rate; dalla parte destra, si evince che la risoluzione, priva di effetti da alti rate, è di circa 300 ps, in accordo con la misura del test di Firenze.

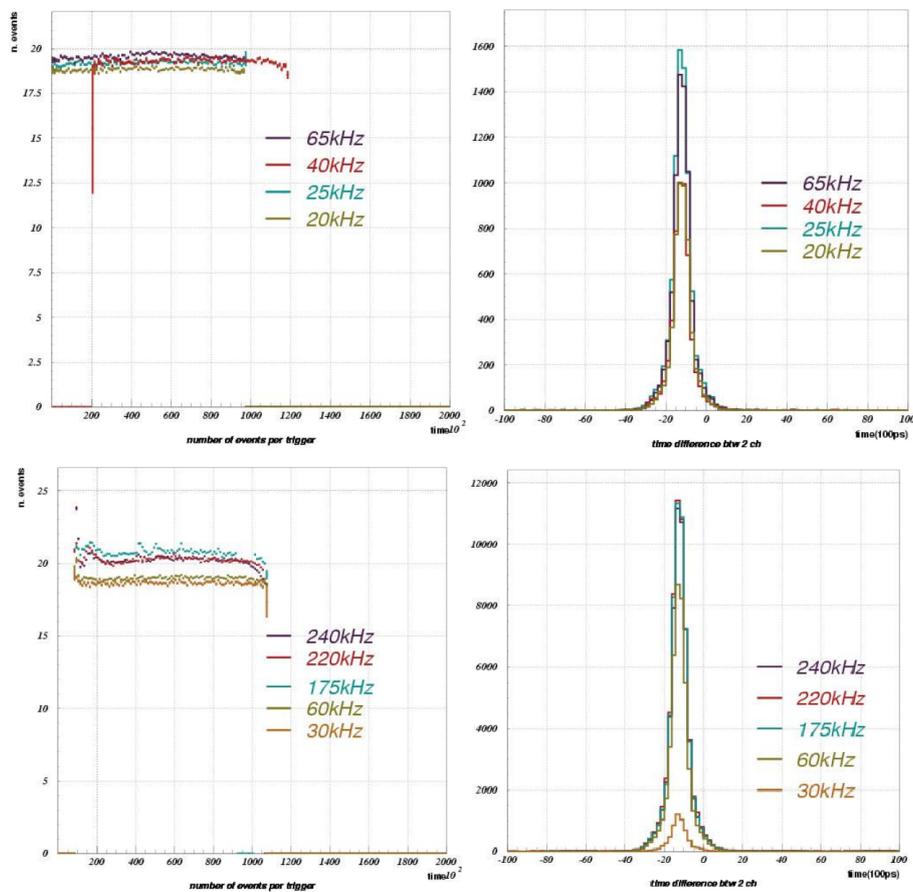


Figura 3.44: Distribuzione del numero di hit per trigger in funzione del tempo (a sinistra), e risoluzione temporale di un canale di riferimento (a destra)

Capitolo 4

Studio di un trigger di molteplicità basato sul RICH

L'obiettivo è la produzione di un trigger positivo di L0 per l'identificazione di una traccia carica con il RICH, nell'accettanza; ciò senza il tentativo di identificare cerchi Cherenkov o di identificare la particella. Dal trigger si vuole il tempo del passaggio della particella, da porre in (anti)coincidenza con le informazioni degli altri rivelatori partecipanti al trigger L0.

4.1 Introduzione: trigger di molteplicità

Nell'ambito della struttura a livelli del trigger dell'esperimento, descritta nei paragrafi 2.10.4 e 2.10.5, e soprattutto all'interno del livello 0, è necessaria la costruzione di primitive che possano poi portare all'elaborazione rapida di una decisione riguardo l'evento processato.

Come già accennato, per i rivelatori che utilizzano il sistema di acquisizione TDC/TELL1, le condizioni per il trigger L0 vengono implementate e quindi controllate all'interno delle PP-FPGA; ciascuna di queste, comprendendo solamente una frazione dei canali dei rivelatori facenti parte dell'intero livello, deve dare un verdetto parziale sul soddisfacimento della condizione di trigger, e comunicarlo alle altre PP-FPGA e TELL1.

Nello schema previsto il risultato del processamento delle PP-FPGA viene elaborato dalla SL-FPGA, e inviato successivamente attraverso i collegamenti Gbit Ethernet alla scheda che segue, come si può vedere dal collegamento in serie in figura 2.33. L'ultima TELL1 di ciascun rivelatore comunica l'informazione definitiva al processore centrale di livello 0, che può essere anche implementato in una TELL1. Questa ha il compito, attraverso specifici algoritmi di selezione, di generare il segnale finale del trigger L0, che viene poi

ridistribuito al sistema di acquisizione.

La disponibilità di un'informazione digitizzata del tempo degli hit per ciascun canale offre molte possibilità per elaborare l'informazione, e da questa creare un segnale di trigger; è vero che i dati sul tempo degli hit provenienti dai TDC non necessariamente arrivano in ordine cronologico nelle corrispondenti PP-FPGA, ma questa difficoltà può essere superata, ad esempio riordinandoli all'ingresso delle PP-FPGA o sulla scheda TDCB.

I dati dei TDC vengono memorizzati all'interno di memorie FIFO, con la stessa codifica prodotta dai TDC: 11 bit per il tempo *coarse*, 8 bit per il tempo *fine*. L'allineamento dei dati può essere implementato semplicemente aggiungendo o sottraendo un offset *fine* o *coarse*. Per la formazione delle coincidenze, necessarie per ottenere una molteplicità degli hit, la risoluzione può essere regolata eliminando un certo numero dei bit meno significativi: più bit sono troncati e maggiore è la degradazione della risoluzione sui dati in ingresso.

L'idea attuale di processamento dei dati all'interno delle singole PP-FPGA consiste nel mappare i tempi provenienti dai TDC in bin temporali di una determinata larghezza, e da qui, ogni volta che un nuovo hit è trasferito alla logica di processamento, incrementare il numero di dati presenti nel corrispondente bin temporale.

Un esempio è presentato in figura 4.1.

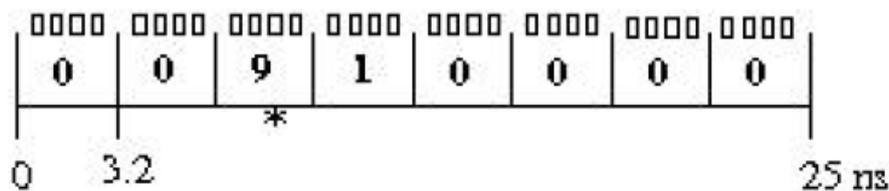


Figura 4.1: Schematizzazione della mappatura degli hit temporali all'interno dei bin e loro conteggio. Un intervallo di 25 ns è stato diviso in 8 bin da 3.2 ns ciascuno, e un processo fisico genera 10 hit simultanei attorno a $t=8.5$ ns

In questo caso, un intervallo temporale di 25 ns è stato diviso in 8 bin di 3.2 ns ciascuno; un processo fisico genera nell'esempio 10 hit simultanei, attorno al tempo $t=8.5$ ns (l'asterisco in figura). Senza considerare il tempo esatto del singolo segnale, la primitiva riconosce il bin corrispondente e il contatore viene incrementato. Nell'esempio, 9 hit cadono nel terzo bin, e 1 nel seguente; la larghezza del bin è una quantità che si può preimpostare nel

processamento logico all'interno della PP-FPGA, e deve essere compatibile con la molteplicità massima di hit per intervallo temporale attesa nel rivelatore (in figura i quattro quadrati sopra ogni bit indicano un contatore a 4 bit), deve essere minore della risoluzione temporale intrinseca, e deve tener conto del confronto con gli altri rivelatori (non serve quindi che sia troppo fine).

La primitiva è in pratica un riempimento di istogrammi: il numero di dati in un bin si può definire come il numero di hit in tempo corrispondenti a un processo fisico, e si adatta all'implementazione di ulteriori condizioni di trigger.

La realizzazione richiede una serie di contatori per registrare il numero di dati in ogni bin, e un *multiplexer* per selezionare il contatore corretto da incrementare.

La decisione di trigger deve essere presa all'interno di tutte le FPGA della TELL1: se almeno uno dei bin dell'intervallo temporale supera una soglia preimpostata, viene inviato il segnale di trigger.

Come si può vedere anche dall'esempio in figura 4.2, un istogramma complessivo riguardante la totalità dei 512 canali di una TELL1 viene implementato nella SL-FPGA, raccogliendo l'informazione parziale delle 4 PP-FPGA. Si può quindi, come sarà fatto nel lavoro di questo capitolo, impostare una soglia riferita ai 128 canali delle PP-FPGA, e una differente soglia riferita all'intera TELL1.

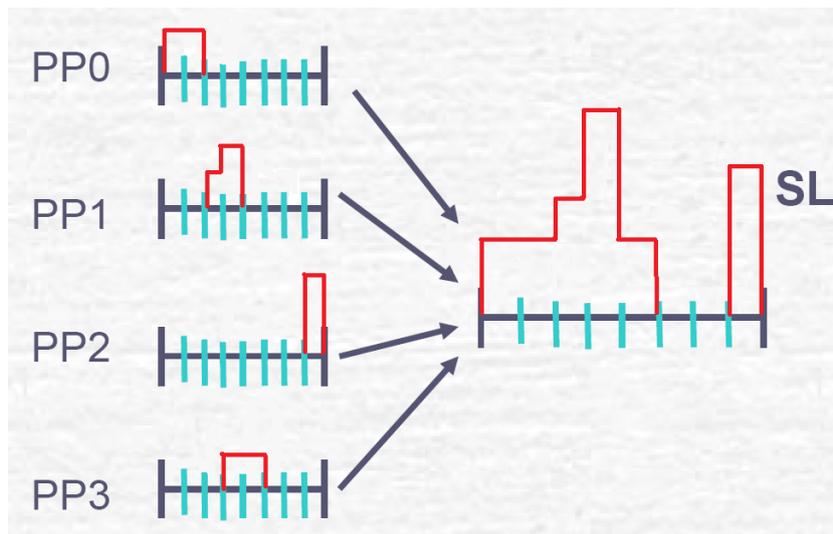


Figura 4.2: Schematizzazione della costruzione dell'istogramma nella SL-FPGA per un intervallo temporale di 25 ns

La comunicazione tra le diverse TELL1 per il passaggio dell'istogramma della SL-FPGA implica il trasferimento dei 32 bit relativi agli 8 contatori di questo istogramma; considerando il trasferimento continuo alla frequenza di 40 MHz, si ottiene una banda di $40\text{MHz} \times 32\text{bit} \simeq 1.3\text{Gbit}$; in alternativa si può compattare il flusso di dati inviando i 32 bit del contatore solo ogni volta che c'è almeno un hit: considerando la probabilità poissoniana che almeno un evento (con rate di 10 MHz: in realtà il rate è da considerarsi inferiore, data la probabilità non trascurabile che ci sia più di un evento nella stessa finestra di 25 ns; dal calcolo per mezzo della distribuzione poissoniana si trova circa 8.6 MHz) finisca nella finestra temporale di 25 ns, e la probabilità che in particolare finisca nel bin al bordo, implicando il trasferimento di due parole quindi 64 bit, si può trovare una media di trasferimento dati pari a $40\text{MHz} \times (0.2 \cdot 32\text{bit} + 0.03 \cdot 64\text{bit}) \simeq 333\text{Mbit/s}$, dove 0.2 e 0.03 sono rispettivamente le probabilità poissoniane prima menzionate.

Per quanto riguarda la lettura dei dati dopo il L0, supponendo che al livello 0 del trigger il rate sia ridotto a circa 1 MHz, un numero di parole per traccia di circa 50 (25 hits, con *leading* e *trailing*) porta a una velocità di circa 1.6 Gbit/s, sostenibile con 2 collegamenti ethernet per TELL1; gli altri due slot ethernet liberi possono quindi essere usate a scopo di trigger, ovvero per il passaggio degli istogrammi di molteplicità (uno per la ricezione dalla precedente TELL1 e l'altro per la trasmissione alla successiva o al processore L0). In alternativa si potrebbero inviare le informazioni dalle singole TELL1 al processore in modo parallelo, utilizzando in questo caso un solo link ethernet per l'invio.

4.2 La simulazione Montecarlo

Lo studio di un trigger di molteplicità basato sul rivelatore RICH, secondo quanto detto nel precedente paragrafo, è stato messo a punto utilizzando eventi prodotti con una simulazione Montecarlo.

Il Montecarlo dell'esperimento NA62, sviluppato negli ultimi due anni, si basa sui codici dell'ambiente GEANT4 [26]. In questo studio viene utilizzata la versione del Montecarlo risalente al Maggio 2009, che impiega GEANT4.9.2. In questa versione sono implementate la simulazione del fascio e dei decadimenti, con i generatori dei decadimenti del K; la geometria del GigaTracker, con la possibilità di avere informazioni sugli hit; il collimatore presente prima della terza stazione del GigaTracker; la struttura completa e le informazioni sugli hit dello spettrometro; la geometria e gli hit dell'IRC; una prima versione della geometria dell'ANTI0; il CHOD esistente di NA48; la struttura e la geometria dei LAV. Infine, è implementata la parte utilizzata in questo

lavoro, corrispondente al RICH: la geometria e i materiali inerenti il tubo a vuoto del fascio, lo specchio, la flangia dello specchio e quella dei fotomoltiplicatori, il supporto dello specchio, i fotomoltiplicatori, il mezzo radiatore e il tubo esterno del rivelatore; le informazioni sugli hit utilizzate riguardano i numeri dei canali dei fotomoltiplicatori illuminati in un evento, e la loro posizione.

Per l'analisi sono state utilizzate delle *tree* con 10000 decadimenti: in questa simulazione, per evento si intende il caso in cui una particella del fascio passa attraverso uno specifico rivelatore, in questo caso la prima stazione del GigaTracker, che corrisponde altresì al punto iniziale della tracciatura dell'evento da parte di GEANT4.

Le particelle del fascio sono dei K^+ , e decadono forzatamente nel modo desiderato; per questa analisi sono stati utilizzati il decadimento costituente il segnale ($K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$), e i principali decadimenti di fondo con maggior BR del K^+ ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$).

Un'ulteriore opzione è la possibilità di stabilire dei limiti per la coordinata z , ovvero lungo la direzione del fascio, del vertice di decadimento: tutti i file generati per questa analisi presentavano $z_{min} = 104000\text{mm}$ e $z_{max} = 180000\text{mm}$ (vedi figura 1.7 per il riferimento dello 0, che corrisponde alla targhetta del bersaglio).

Il rivelatore principale utilizzato per l'analisi è il RICH; prima della generazione è possibile disabilitare completamente un qualsiasi rivelatore: oltre il RICH, si è deciso di mantenere attivi solamente il GigaTracker e lo spettrometro, disattivando gli altri rivelatori precedentemente menzionati.

La ricostruzione e l'analisi presentate nei prossimi paragrafi sono state svolte tramite software ROOT in versione 5.22.00 [27]. Questo con lo scopo di studiare l'efficienza su eventi di segnale, e l'eventuale reiezione del fondo.

4.3 Selezione degli eventi, spettri e molteplicità nel RICH

In questo paragrafo viene presentata la routine di selezione degli eventi dalla simulazione Montecarlo; sono inoltre mostrati gli spettri delle particelle cariche entranti nel RICH, e le molteplicità da queste prodotte sul rivelatore al loro passaggio.

Variabili geometriche

Prima di tutto è stata fissata la geometria dei rivelatori interessati alla ricostruzione dell'evento, ed in particolare le variabili necessarie per risalire alla traiettoria delle particelle:

- **RICH.**
Finestra inizio RICH, $Z = 219695$ mm;
Finestra fine RICH, $Z = 237430$ mm.
- **Spettrometro.**
Prima camera Spettrometro, $Z = 183258$ mm;
Metà magnete, $Z = 0.5 \cdot (196450 + 197750)$ mm;
Lunghezza magnete = 1300 mm;
Valore campo magnetico = 0.693 T.

Tagli e selezione degli eventi

Successivamente vengono selezionati gli eventi che costituiscono il segnale, ovvero i decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$.

Le condizioni richieste riguardano innanzitutto il numero di particelle, imposto essere uguale a 2 (il K^+ e il π^+): ciò perché nella simulazione non vengono considerati i neutrini (come particelle rivelabili, ma vengono ovviamente considerati per la cinematica del decadimento).

Viene effettuata una selezione sull'impulso del pione, affinché si studino solo gli eventi compresi nella regione cinematica di accettazione dell'esperimento: $15 \text{ GeV}/c < p_\pi < 40 \text{ GeV}/c$. Ai fini dello studio da effettuare, sono state utilizzate le informazioni sull'impulso date dalla simulazione, e non gli impulsi misurati dallo spettrometro.

Infine sono stati effettuati dei tagli geometrici fiduciali sulle coordinate z di produzione e "distruzione" del pione: la produzione del π deve avvenire prima dell'inizio dello spettrometro, quindi nella regione di decadimento; la distruzione del pione deve avvenire dopo la fine del RICH, affinché esso attraversi interamente il rivelatore.

Variabili del Montecarlo

Prima di iniziare l'analisi dei dati sugli hit nel RICH, sono state osservate e verificate le variabili cinematiche interessate, e in particolare le distribuzioni degli impulsi dei K^+ del fascio e dei π^+ prodotto dei decadimenti.

In figura 4.3 è rappresentata la distribuzione in impulso (impulsi generati dalla simulazione) dei K^+ del fascio, per gli eventi che hanno superato la

selezione precedentemente descritta. Si può osservare che la distribuzione è centrata attorno ai 75 GeV/c.

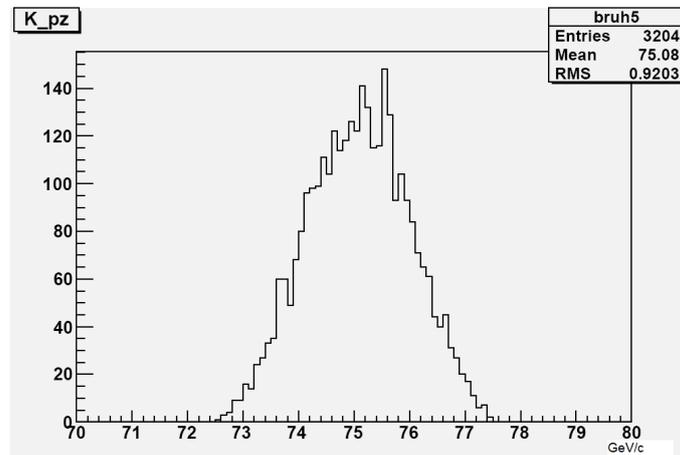


Figura 4.3: Distribuzione di impulso dei K^+ del fascio

La stessa osservazione è stata ripetuta per i π^+ degli eventi che hanno passato i tagli: in figura 4.4 si può notare infatti che lo spettro è nei limiti cinematici imposti di 15 GeV/c e 40 GeV/c; si osserva inoltre che in questa regione lo spettro dei pioni è piuttosto piatto.

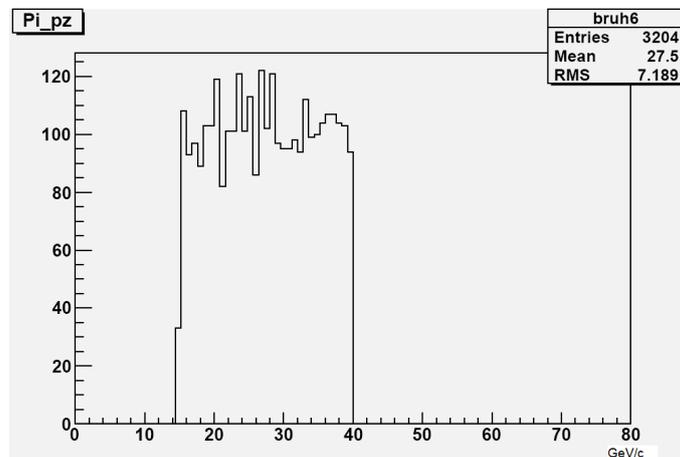


Figura 4.4: Distribuzione degli impulsi dei π^+ provenienti dai decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

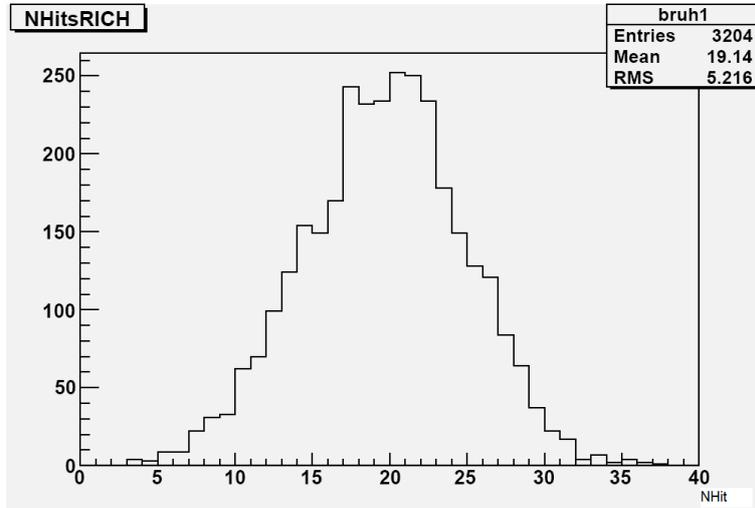


Figura 4.5: Distribuzione del numero di fotomoltiplicatori illuminati per evento (segnale)

Hit sui fotomoltiplicatori del RICH

Tra le variabili disponibili dalla simulazione, per il rivelatore RICH, si ha il numero di fotomoltiplicatori illuminati in ciascun evento, e il numero del canale corrispondente.

Si è costruita in un primo momento la distribuzione del numero di hit per evento, presentata in figura 4.5. La media del numero di hit è di circa 20.

La larghezza della distribuzione (RMS pari a circa 5) è un indice della possibile differenza tra distribuzioni del numero di hit per differenti fasce di impulso; il numero di fotomoltiplicatori illuminati segue infatti l'andamento della formula 2.5; questa in realtà dà, integrata, il numero di fotoelettroni, in genere maggiore del numero di fotomoltiplicatori colpiti.

Ci si aspetta quindi che per impulsi maggiori cresca anche il numero di hit. Negli istogrammi in figura 4.6 si può osservare la distribuzione del numero di hit per tre diverse fasce di impulso: 15-23 GeV/c, 23-32 GeV/c, 32-40 GeV/c; è piuttosto chiara la crescita del numero medio: ~ 15 per la prima fascia, ~ 20 per la seconda, ~ 22 per la terza.

Spettro e numero di hit per i decadimenti del fondo

Per gli eventi costituenti i quattro decadimenti di fondo analizzati ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu, K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$), inizialmente non sono stati effettuati tagli di alcun tipo, poiché si vuole studiare l'accettanza ge-

nerale di questi eventi con le condizioni di trigger che saranno impostate sul segnale.

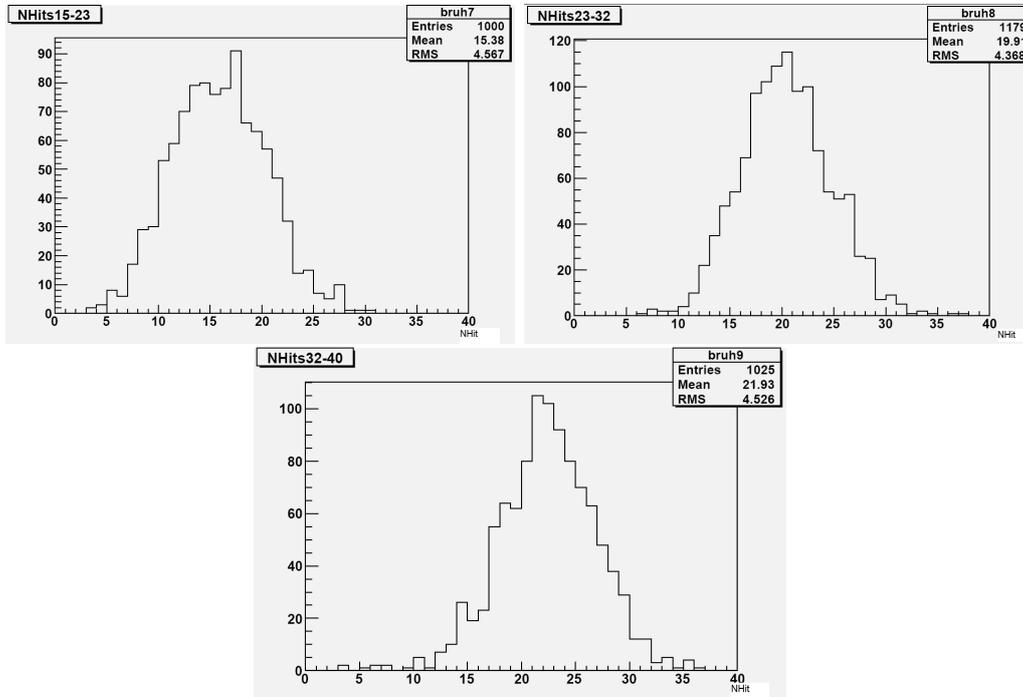


Figura 4.6: Distribuzioni del numero di fotomoltiplicatori illuminati per evento (segnale), per le fasce di impulso 15-23 GeV/c, 23-32 GeV/c, 32-40 GeV/c

Si è quindi passati all’osservazione dello spettro della particella carica per ogni decadimento. Il tipo di analisi in atto, fa sì che le particelle di interesse siano solamente quelle che transitano nel RICH; per lo spettro, si è quindi richiesto che il punto di produzione della particella carica, in particolare la coordinata z , sia minore della coordinata z dell’inizio del RICH; per il punto di “distruzione” invece, si è richiesto che sia maggiore.

Il motivo principale di questo taglio è che non si vogliono considerare i pioni di bassa energia che ad esempio sono prodotti in interazioni adroniche nel collimatore prima della regione di decadimento, nelle camere, e soprattutto all’inizio del RICH; si vogliono invece considerare solamente i pioni provenienti realmente dal decadimento del K^+ .

Ciò si può notare dagli istogrammi in figura 4.7 dove sono facilmente riconoscibili i picchi dovuti alla presenza di materiale (collimatore attorno a $z \approx 100\text{m}$, le quattro camere con $180\text{m} < z < 220\text{m}$), e in particolare le finestre di ingresso ed uscita del RICH, $z \approx 219\text{m}$ e $z \approx 237\text{m}$. Si può anche

osservare la differenza tra i pioni, nella parte alta della figura, e i muoni (in

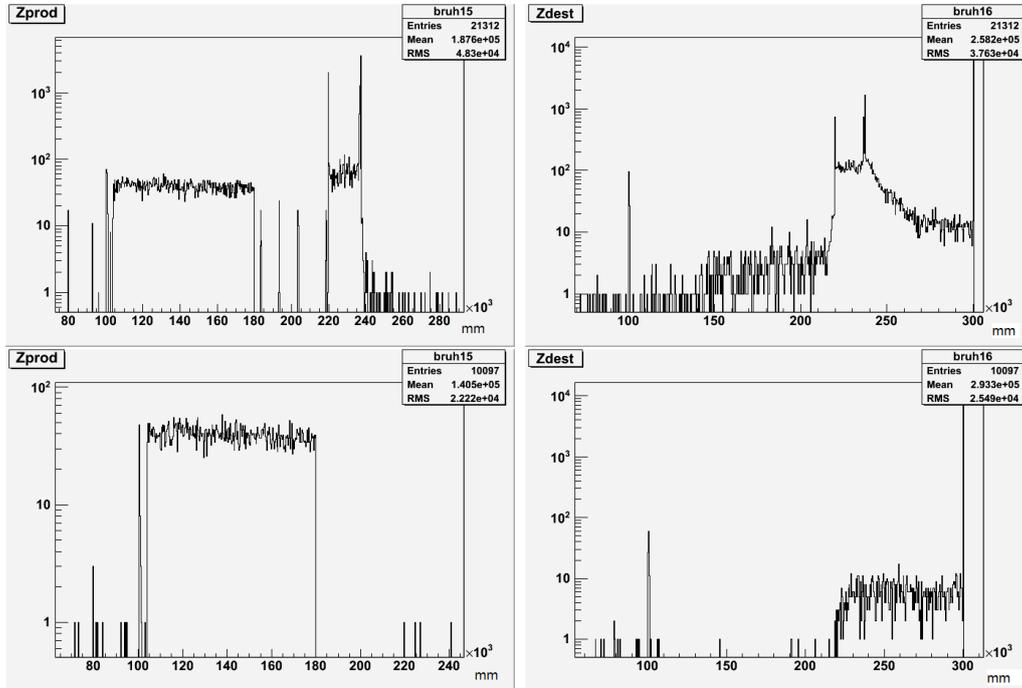


Figura 4.7: Coordinate z di produzione (a sinistra) e “distruzione” (a destra) per il π^+ nel decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ (in alto) e per il μ^+ nel decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ (in basso)

basso) che invece non fanno interazioni adroniche: questi ultimi infatti sono prodotti solamente nella regione di decadimento ($104\text{m} < z < 180\text{m}$).

L’effetto di questo taglio emerge dal confronto tra gli spettri in figura 4.8: nell’istogramma a sinistra (in scala logaritmica) sono considerati tutti i pioni presenti negli eventi della simulazione, il picco per impulsi bassi è ben visibile, e risulta chiaro che questi pioni non possono essere prodotto del decadimento del K^+ ; nell’istogramma a destra è invece raffigurato lo spettro per i pioni che entrano nel RICH: a parte qualche particella a basso impulso rimanente, si può notare lo spettro piuttosto piatto nella regione cinematica attesa per il decadimento a due corpi $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$.

In conclusione, il taglio è stato quindi effettuato, visto che nella realtà queste finestre non ci saranno, per i tre decadimenti in cui sono presenti dei pioni carichi, mentre non sono stati effettuati tagli nel caso del μ^+ . Oltre allo spettro per il $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$, in figura 4.9 sono presentati gli spettri di ingresso delle particelle cariche degli altri tre decadimenti. Si può notare lo spettro abbastanza piatto caratteristico di un decadimento a due corpi, nel caso del

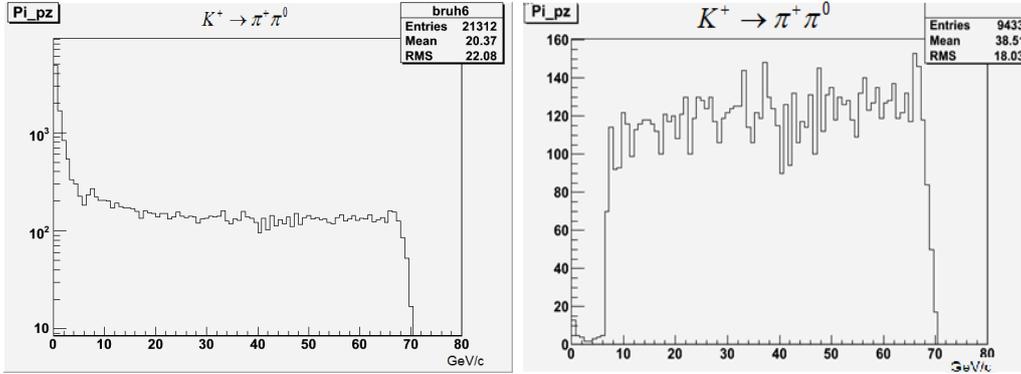


Figura 4.8: Confronto tra le distribuzioni degli impulsi dei π^+ nel decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$; a sinistra sono considerati tutti i pioni che compaiono nella simulazione; a destra sono applicati i tagli sulle z di produzione e distruzione: si richiede che il pione passi nel RICH

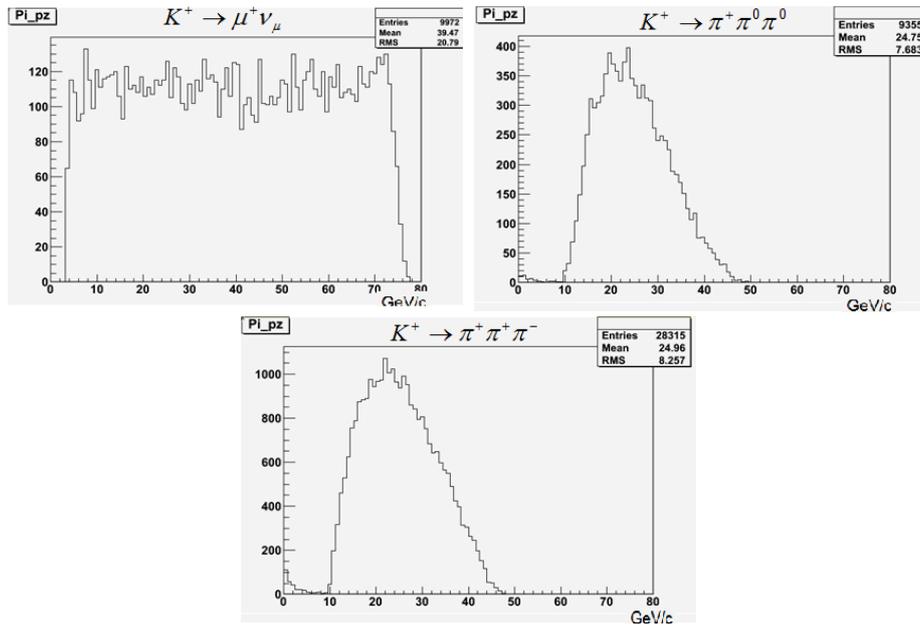


Figura 4.9: Spettri dei decadimenti $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (in alto a sinistra), $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ (in alto a destra), $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ (in basso); non ci sono tagli per il decadimento col μ^+ , mentre per i decadimenti con i π carichi il taglio richiede il passaggio della particella nel RICH

$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, mentre gli spettri concentrati tra 10 e 50 GeV/c, con massimo attorno a 20 GeV/c, caratteristici di un decadimento a tre corpi in cui la particella madre ha impulso di 75 GeV/c, nel caso dei $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ e $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

Dopo aver osservato lo spettro dei vari decadimenti di fondo, si è studiato il numero di hit per evento nel RICH, in maniera analoga a quanto fatto per gli eventi di segnale.

Per le distribuzioni del numero di hit sul RICH inizialmente non sono stati effettuati ulteriori tagli rispetto a quello menzionato finora, riguardante le z di produzione e distruzione della particella carica.

Da questi istogrammi (vedi parte sinistra di figura 4.11), relativi ai due decadimenti con dei π^0 , risulta un anomalo numero di eventi con elevata molteplicità sul RICH, con un numero di hit superiore a 40; in realtà ci si aspetta una media pressoché simile a quella rilevata per i pioni del segnale, come in figura 4.5, e una media più elevata per il decadimento con tre pioni carichi (ma non il triplo degli hit, dato che per ragioni cinematiche non è possibile che tutti i π attraversino per intero la lunghezza del RICH). Questa anomalia non è invece presente per i decadimenti senza alcun pione neutro. Rifacendosi a quanto detto in precedenza riguardo le possibili interazioni adroniche in alcune parti dei rivelatori lungo la linea del fascio, si è pensato che in questo caso il problema potesse essere dato da conversioni originate dai γ provenienti dai π^0 : la creazione di elettroni negli sciami elettromagnetici, pur se a bassa energia, può dare molti hit se questi elettroni entrano effettivamente nel RICH, visto il basso impulso di soglia per avere radiazione Cherenkov da elettroni. Si comprende quindi che il problema deriva principalmente dalla zona di inizio del RICH.

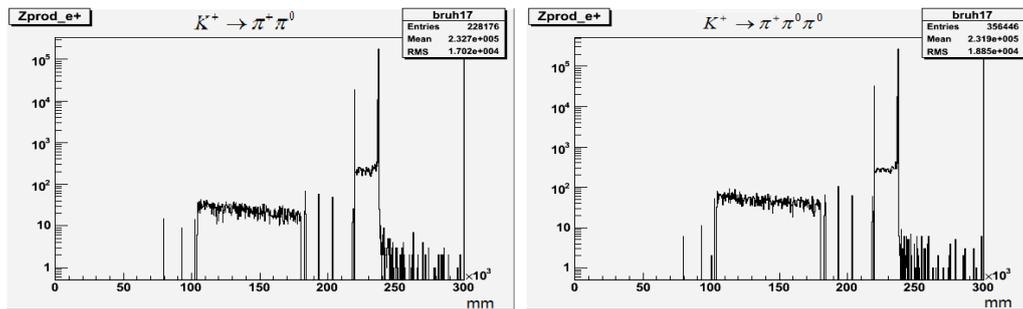


Figura 4.10: Distribuzioni della coordinata z di produzione di γ, e^+, e^- , a sinistra per il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, a destra per il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$

In figura 4.10 si può osservare che fotoni ed elettroni hanno una distribuzione

della z di produzione simile a quella dei pioni in figura 4.7, e che la parte dominante proviene da elettroni e fotoni prodotti all'inizio e alla fine del RICH.

In effetti nella versione utilizzata della simulazione Montecarlo era presente all'inizio e alla fine del RICH una flangia esterna di acciaio inossidabile, prevista per il prototipo del RICH 400 descritto nel paragrafo 3.4, ma non per la versione finale del rivelatore.

Un'ulteriore richiesta nella selezione è stata quindi l'assenza totale nell'evento di produzione di γ, e^+, e^- nella flangia posta nell'estremità iniziale del RICH, relativamente ai due decadimenti con presenza di pioni neutri nello stato finale.

In figura 4.11 si può verificare l'effetto di questa selezione sulla distribuzione del numero di hit nel RICH: gran parte degli eventi con un numero di hit superiore a 30 viene rimossa grazie a questo taglio; gli eventi rimanenti, secondo le distribuzioni nella parte destra della figura, sono quelli di cui si terrà conto nello studio del trigger di molteplicità.

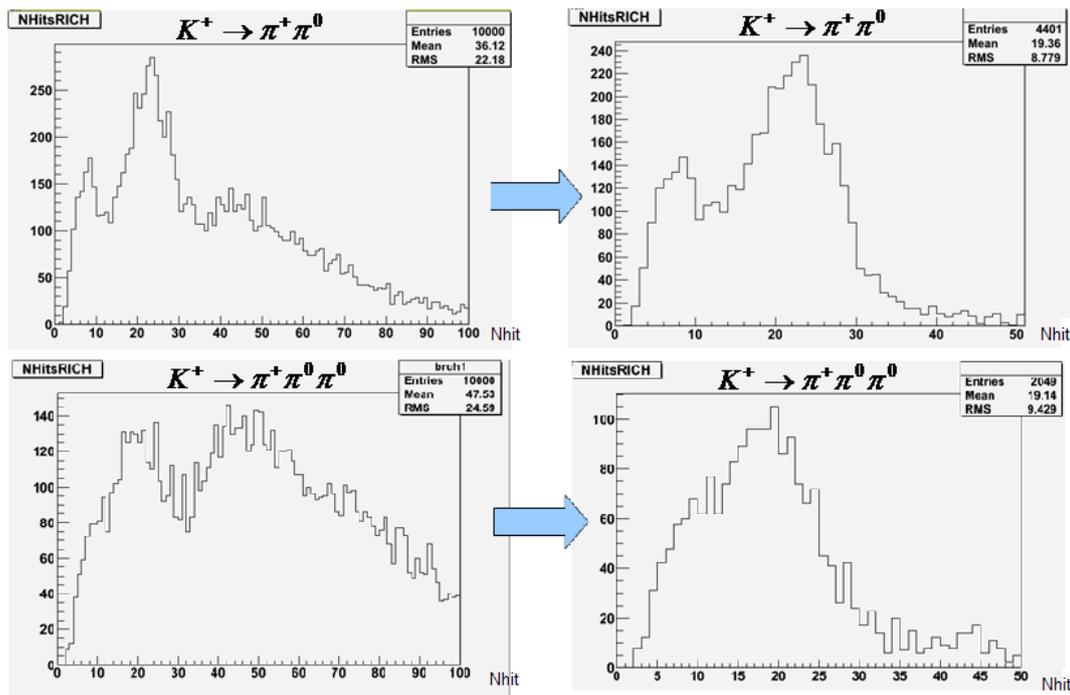


Figura 4.11: Effetto del taglio sulla produzione di γ, e^+, e^- nella flangia all'inizio del RICH; la quasi totalità degli eventi con numero di hit maggiore di 30 viene rimossa. In alto le distribuzioni per il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, in basso per il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$

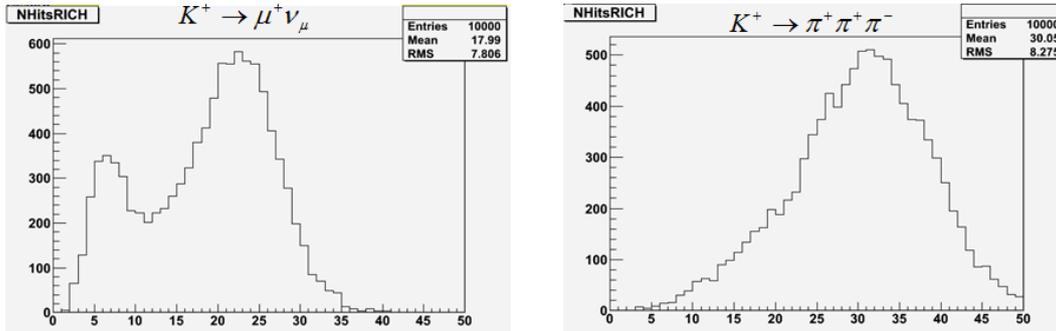


Figura 4.12: Distribuzioni del numero di hit nel RICH per i decadimenti $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ a sinistra, e $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a destra

Per quanto riguarda invece i decadimenti senza pioni neutri, le distribuzioni della molteplicità degli hit sul RICH sono sostanzialmente in accordo con quanto atteso. In figura 4.12 si possono osservare le distribuzioni per il decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ a sinistra, con un numero medio di hit di circa 20, e per il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a destra, con una media di 30 hit.

Un'ulteriore anomalia si può però riscontrare nelle distribuzioni concernenti i decadimenti a due corpi: nell'istogramma a sinistra di figura 4.12 e in alto a destra di figura 4.11 si nota infatti un picco, più basso di quello principale, attorno a un numero di hit compreso tra 5 e 10.

Per identificare questi eventi, si è osservato lo spettro delle particelle cariche, limitatamente agli eventi in cui si ha un numero di hit inferiore o uguale a 10.

In figura 4.13, in basso, sono presentati questi spettri: come si può notare, per entrambi i decadimenti gli eventi con pochi hit corrispondono sia a particelle con basso impulso, come si poteva pensare, ma anche a particelle con impulso elevato, proprio all'estremità superiore dello spettro completo (parte in alto a sinistra di figura 4.9, e parte a destra di figura 4.8).

Si può pensare quindi che in questi eventi le particelle, poiché ad alto impulso, trascorrono parte della lunghezza del RICH all'interno del tubo a vuoto del fascio, e attraversano solo parzialmente il mezzo radiatore. Analizzando le coordinate x, y di queste particelle alla finestra iniziale e quella finale del RICH, si può effettivamente constatare che queste percorrono buona parte del loro cammino all'interno del tubo a vuoto, e questa è quindi una delle cause del ridotto numero di fotoelettroni riscontrato.

Ovviamente il problema non si pone per i decadimenti a tre corpi, in quanto l'impulso delle particelle cariche in questo caso non va oltre 50 GeV/c (vedi figura 4.9).

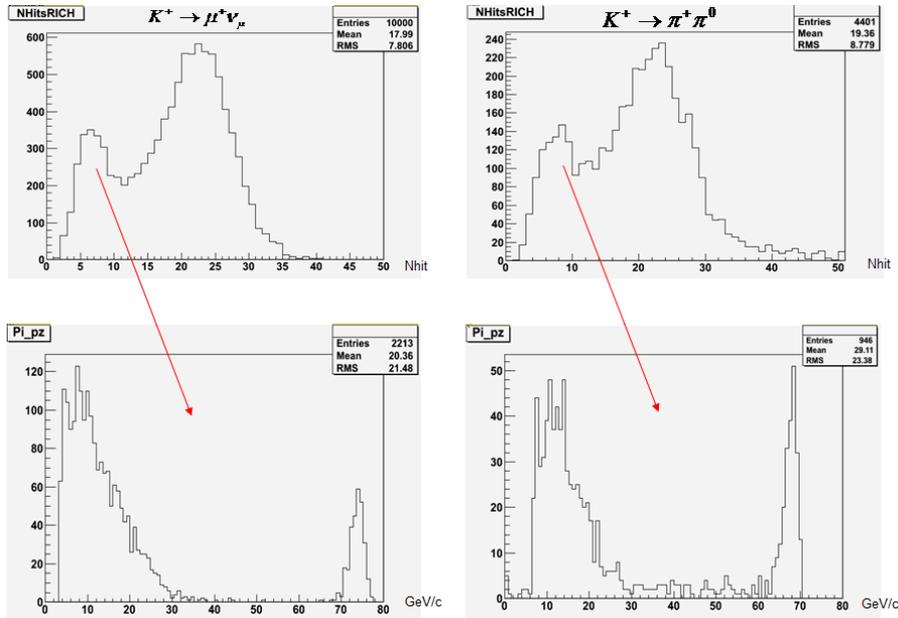


Figura 4.13: In alto le distribuzioni del numero di hit per i due decadimenti con due corpi nello stato finale; in basso gli spettri di ingresso delle particelle cariche per gli eventi con $N_{hit} \leq 10$

4.4 Algoritmi e configurazioni di trigger

L'obiettivo di questa parte del lavoro è lo studio di un trigger di molteplicità basato sul RICH, per verificare la possibilità di utilizzare il RICH nel livello 0 di trigger dell'esperimento come elemento positivo.

In particolare, come già spiegato nel primo paragrafo di questo capitolo, è possibile impostare una soglia di molteplicità sia sulle PP-FPGA (comprendenti 128 canali ciascuna) che sull'intera TELL1 (512 canali); le TELL1 a loro volta comunicano l'esito della verifica al loro interno alla TELL1 successiva, fino all'invio finale al processore centrale di trigger L0.

Si vogliono quindi implementare più configurazioni per l'assegnazione dei canali alle diverse TDCB e quindi alle TELL1, al fine di cercare la configurazione migliore che permetta di ottenere la più elevata efficienza di trigger possibile.

Si potrebbe in un primo momento pensare di non impostare alcuna soglia, e conseguentemente avere la massima efficienza: questo significa passare tutti gli hit al processore di L0; questo riduce comunque il rate di trigger a 1 MHz, ma richiede un grande flusso di dati all'interno della TELL1, tra questa e il processore.

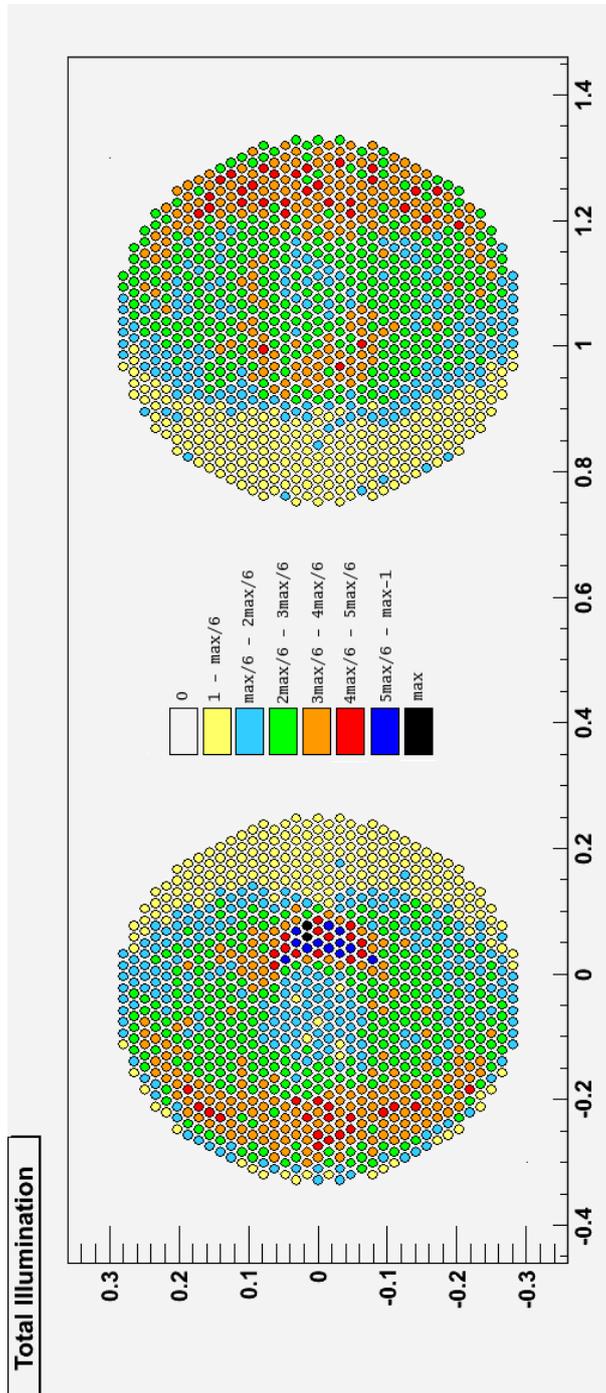


Figura 4.14: Illuminazione totale del RICH ottenuta simulando 10000 eventi $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ dopo i tagli su numero di particelle, impulso e z di creazione e distruzione, descritti nel paragrafo 4.3. Il colore in corrispondenza dei PMT indica la frequenza con la quale questi sono illuminati

Le configurazioni testate in questo studio sono state implementate in base alla geometria delle flange con i fotomoltiplicatori, e anche in base all'illuminazione da eventi del segnale ottenuta nella simulazione Montecarlo.

In figura 4.14 sono rappresentati i due blocchi di 955 fotomoltiplicatori ciascuno, con l'illuminazione totale ottenuta simulando 10000 eventi $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, applicando i tagli per il segnale descritti nel paragrafo precedente. L'illuminazione è abbastanza simmetrica, e si evidenziano delle zone più o meno colpite da fotoelettroni.

Bisogna precisare che l'unico vincolo sulle configurazioni per l'assegnazione dei canali alle varie TDCB e TELL1 è che le due regioni sono spazialmente abbastanza separate, e per questo motivo devono essere indipendenti, nel senso che non si ha la possibilità di collegare canali di regioni differenti sulla stessa TELL1 per ragioni di cablaggio.

Non ci sono vincoli ai collegamenti invece all'interno di ciascuna regione; nonostante la presenza dei *patch panel*, con i cavi blu (24 canali) in ingresso e i cavi neri (16 canali) in uscita, il sistema di collegamento ai singoli fotomoltiplicatori permette le diverse configurazioni, come si può vedere nel dettaglio dell'immagine in figura 4.15. Nel sistema finale ci sarà un solo tipo di cavo dai NINO alla TDCB, ma i cavi che vanno dai PMT al NINO permettono comunque di disporre i canali come si vuole.

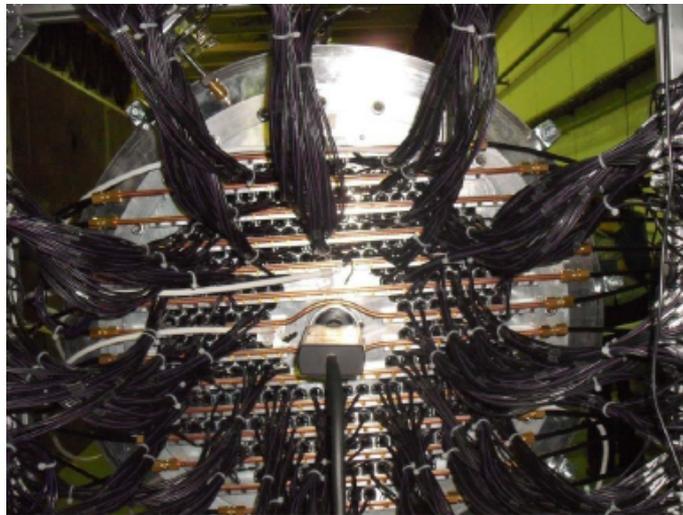


Figura 4.15: Dettaglio del collegamento dei fotomoltiplicatori ai discriminatori NINO ASIC

Le cinque configurazioni adottate per lo studio dell'efficienza del trigger di molteplicità

Viene ora trattato il problema di come raggruppare i fotomoltiplicatori nelle 4 TELL1 e 16 TDCB per massimizzare l'efficienza di un eventuale trigger per gli eventi del segnale, e nei limiti del possibile ridurre il rate da eventi di fondo.

1. Configurazione “random”.

La prima configurazione utilizzata segue una semplice assegnazione sequenziale dei canali alle TDCB, in base al loro numero identificativo (vedi tabella 4.1). Non è quindi una vera e propria assegnazione casuale, come si può vedere in figura 4.16, ma si può definire tale per il fatto che la numerazione dei canali non segue una particolare struttura legata agli eventi. Questa è una configurazione di riferimento, rispetto alla quale valutare il miglioramento con configurazioni appositamente studiate.

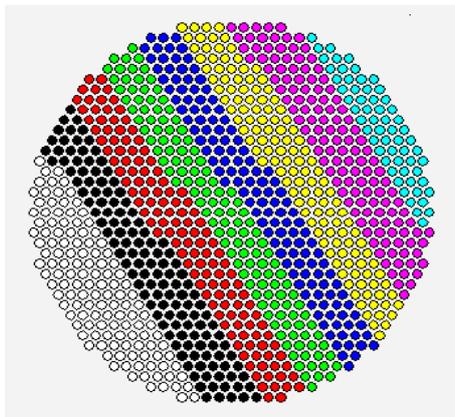


Figura 4.16: Schema della configurazione ad assegnazione sequenziale, per uno *spot*. Ogni colore corrisponde a una diversa TDCB

2. Configurazione a strisce.

La seconda configurazione è prettamente geometrica, e prevede la divisione della regione di fotomoltiplicatori in strisce verticali. Uno schema che dà l'idea della divisione è presentato in figura 4.17; per evitare però che le TDCB siano sovraccariche con gli assegnamenti, che devono essere al massimo 128, si è dovuto apportare una modifica per due delle

Canali	TDCB	TELL1		Canali	TDCB	TELL1
0-127	0	0		955-1082	8	2
128-255	1	0		1083-1210	9	2
256-383	2	0		1211-1338	10	2
384-511	3	0		1339-1466	11	2
512-639	4	1		1467-1594	12	3
640-767	5	1		1595-1722	13	3
768-895	6	1		1723-1850	14	3
896-954	7	1		1851-1909	15	3

Tabella 4.1: Assegnazioni della configurazione “random”

otto strisce di ogni regione, come si può vedere dalle precise indicazioni geometriche in tabella 4.2 (secondo la convenzione in tabella, i centri delle regioni sono rispettivamente in $(x,y) = (1.04,0)m$ e $(-1.04,0)m$). Anche questa configurazione non è particolarmente adatta allo scopo, ma è pratica per il cablaggio.

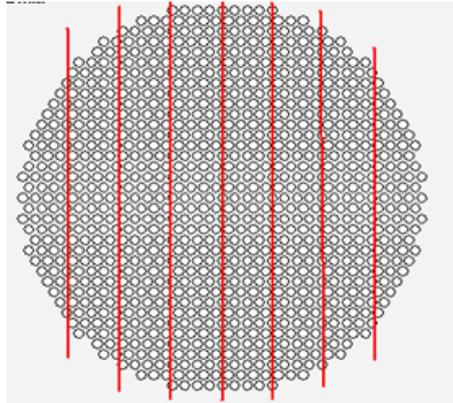


Figura 4.17: Schema della configurazione a strisce verticali per uno dei due *spot* nelle 8 TDCB che gli competono

3. Configurazione ad anelli.

La terza configurazione è anche essa a carattere geometrico, e comporta la divisione della regione in otto anelli concentrici di uguale area, per cercare quindi di assegnare un numero uguale di fotomoltiplicatori a tutte le TDCB ed evitare di superare il limite di 128. In figura 4.18 è presentato uno schema della configurazione, mentre in tabella 4.3 vengono date le indicazioni geometriche in dettaglio, secondo la distanza

posizione PMT	TDCB	TELL1
$x < -1.22 \cup (-1.22 < x < -1.15 \cap y < -0.24)$	0	0
$-1.22 < x < -1.15 \cap y > -0.24$	1	0
$-1.15 < x < -1.09$	2	0
$-1.09 < x < -1.04$	3	0
$-1.04 < x < -0.99$	4	1
$-0.99 < x < -0.93$	5	1
$-0.93 < x < -0.855 \cap y > -0.24$	6	1
$-0.855 < x < 0 \cup (-0.93 < x < -0.855 \cap y < -0.24)$	7	1
$x > 1.22 \cup (1.15 < x < 1.22 \cap y < -0.24)$	15	3
$1.15 < x < 1.22 \cap y > -0.24$	14	3
$1.09 < x < 1.15$	13	3
$1.04 < x < 1.09$	12	3
$0.99 < x < 1.04$	11	2
$0.93 < x < 0.99$	10	2
$0.855 < x < 0.93 \cap y > -0.24$	9	2
$0 < x < 0.855 \cup (0.855 < x < 0.93 \cap y < -0.24)$	8	2

Tabella 4.2: Assegnazioni della configurazione a strisce verticali. Le unità sono in m

dei fotomoltiplicatori dal centro.

4. Configurazione basata sull'illuminazione dei PMT.

La quarta configurazione si basa sull'illuminazione delle due regioni di fotomoltiplicatori, ottenuta con la simulazione di 10000 decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$, con i tagli descritti nel paragrafo precedente; l'illuminazione su cui ci si basa è quella presentata in figura 4.14. Per la strutturazione della configurazione, si è cercato di unire i fotomoltiplicatori con illuminazione maggiore sulla stessa TDCB, e lo stesso si è fatto con quelli con illuminazione minore; il principio generale è stato quindi di non unire sulla stessa TDCB canali con diverso grado di illuminazione; inoltre si è cercato di mantenere una vicinanza spaziale tra i canali raggruppati, come si può vedere nello schema in figura 4.19, e nel dettaglio in tabella 4.4; anche in questo caso, per evitare il sovraccarico di alcune TDCB, le specifiche geometriche in tabella presentano delle leggere modifiche rispetto allo schema mostrato in figura.

5. Configurazione basata sulla matrice di correlazione

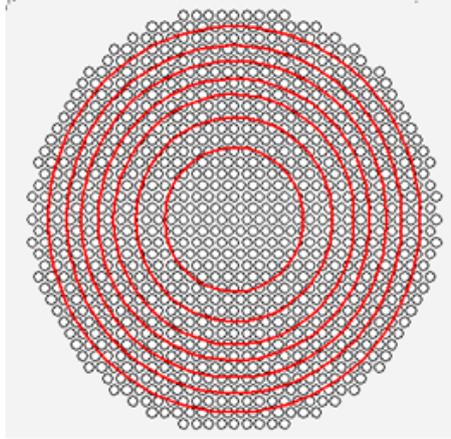


Figura 4.18: Schema della configurazione ad anelli concentrici di uguale area

dist. dal centro $x < 0$	TDCB	TELL1	dist. dal centro $x > 0$	TDCB	TELL1
$r^2 < 98$	0	0	$r^2 < 98$	8	2
$98 < r^2 < 200$	1	0	$98 < r^2 < 200$	9	2
$200 < r^2 < 310$	2	0	$200 < r^2 < 310$	10	2
$310 < r^2 < 420$	3	0	$310 < r^2 < 420$	11	2
$420 < r^2 < 530$	4	1	$420 < r^2 < 530$	12	3
$530 < r^2 < 640$	5	1	$530 < r^2 < 640$	13	3
$640 < r^2 < 740$	6	1	$640 < r^2 < 740$	14	3
$r^2 > 740$	7	1	$r^2 > 740$	15	3

Tabella 4.3: Assegnazioni della configurazione ad anelli concentrici di uguale area. Le unità sono in cm^2

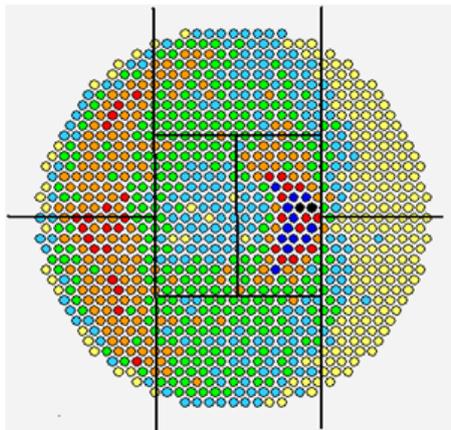


Figura 4.19: Schema della configurazione basata sull'illuminazione dei PMT

posizione PMT	TDCB	TELL1
$(x < -1.15 \cap y > 0) \cup (x < -1.21 \cap y = 0)$	0	0
$(x < -1.15 \cap y < 0) \cup (-1.21 < x < -1.15 \cap y = 0)$	1	0
$(-1.15 < x < -0.9 \cap y > 0.11) -$ $-(-0.97 < x < -0.9 \cap y > 0.17)$	2	0
$-1.15 < x < -1 \cap -0.11 < y < 0.11$	3	1
$-1 < x < -0.9 \cap -0.11 < y < 0.11$	4	0
$(-1.15 < x < -0.9 \cap y < -0.11) -$ $-(-0.97 < x < -0.9 \cap y < -0.17)$	5	1
$(-0.9 < x < 0 \cap y > 0) \cup (-0.97 < x < -0.9 \cap y > 0.17) \cup$ $\cup(-0.9 < x < -0.84 \cap y = 0)$	6	1
$(-0.9 < x < 0 \cap y < 0) \cup (-0.97 < x < -0.9 \cap y < -0.17) \cup$ $\cup(-0.84 < x < 0 \cap y = 0)$	7	1
$(x > 1.15 \cap y < 0) \cup (x > 1.21 \cap y = 0)$	15	3
$(x > 1.15 \cap y > 0) \cup (1.15 < x < 1.21 \cap y = 0)$	14	3
$(0.9 < x < 1.15 \cap y < -0.11) -$ $-(0.9 < x < 0.97 \cap y < -0.17)$	13	3
$1.05 < x < 1.15 \cap -0.11 < y < 0.11$	12	2
$0.9 < x < 1.05 \cap -0.11 < y < 0.11$	11	3
$(0.9 < x < 1.15 \cap y > 0.11) -$ $-(0.9 < x < 0.97 \cap y > 0.17)$	10	2
$(0 < x < 0.9 \cap y < 0) \cup (0.9 < x < 0.97 \cap y < -0.17) \cup$ $\cup(0.84 < x < 0.9 \cap y = 0)$	9	2
$(0 < x < 0.9 \cap y > 0) \cup (0.9 < x < 0.97 \cap y > 0.17) \cup$ $\cup(0 < x < 0.84 \cap y = 0)$	8	2

Tabella 4.4: Assegnazioni della configurazione basata sull'illuminazione dei PMT. Le unità sono in m

dei canali.

L'ultima configurazione segue infine la matrice di correlazione dei fotomoltiplicatori e in principio dovrebbe essere quindi quella ottimale per lo scopo. Si sono prodotte due matrici di dimensione 955×955 per i due *spot*, con lo scopo di assegnare per ogni matrice 8 TDCB e 2 TELL1. In queste matrici, l'elemento nella riga i -esima e nella colonna j -esima indica il numero di eventi in cui entrambi i fotomoltiplicatori i e j sono stati illuminati.

In figura 4.20 sono rappresentate graficamente le due matrici, dove la scala colorata a destra di ogni immagine si riferisce al valore degli elementi delle matrici.

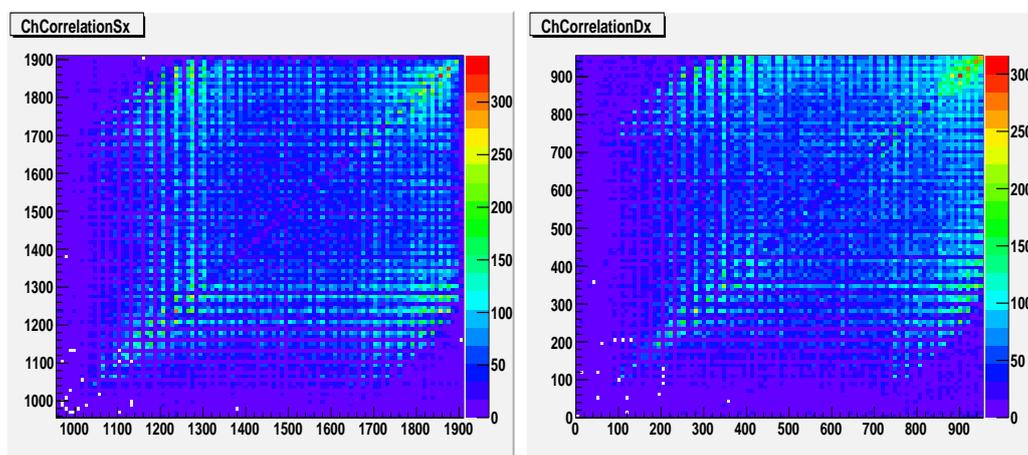


Figura 4.20: Rappresentazione grafica delle due matrici di correlazione per le due regioni di PMT. Il valore secondo la scala di colore si riferisce al numero di eventi in cui i due canali corrispondenti a riga e colonna sono entrambi presenti; le matrici risultano quindi simmetriche

La struttura delle matrici è piuttosto simile quindi si può fare lo stesso discorso per entrambe: volendo seguire l'andamento grafico, si nota una maggiore concentrazione sulla diagonale per i canali 200-400 e 800-954, e poi di due zone simmetriche di alta concentrazione in corrispondenza degli elementi che hanno questi canali come numeri di riga e colonna. Si potrebbe quindi pensare di mantenere la configurazione sequenziale, modificando però l'assegnamento sulle TELL1 in modo tale da unire sulla stessa le TDCB corrispondenti ai gruppi di canali sopracitati. Per l'analisi che segue, è stato invece messo a punto un algoritmo per l'assegnazione dei canali alle TDCB. L'algoritmo esegue una scansione

della matrice alla ricerca dell'elemento di valore maggiore, che non sia già stato utilizzato (a questo scopo sono utilizzati dei marcatori booleani in corrispondenza di ciascun elemento); una volta ottenuti i valori i, j dell'elemento maggiore, si verifica se i canali corrispondenti i, j sono già stati assegnati: se nessuno dei due canali ha un'assegnazione, questi vengono entrambi assegnati alla prima TDCB (partendo dalla 0) non piena, ovvero con un numero di canali minore di 128; se uno solo dei due canali è assegnato, allora l'altro canale è assegnato alla stessa TDCB, a meno che questa non sia piena; se entrambi i canali sono già assegnati, l'elemento viene ignorato e si procede a una nuova scansione. La procedura termina quando tutti i canali sono stati assegnati; attraverso un parametro, si può decidere quando fermare l'algoritmo di assegnazione, in base al valore dell'elemento in analisi: se questo è minore del valore del parametro impostato, l'algoritmo termina e l'assegnazione diviene sequenziale fino al termine, per i canali non ancora assegnati e per le TDCB non ancora piene; l'utilizzo del parametro è utile soprattutto per evitare la scansione di elementi di valore basso come ad esempio 0 e 1, non significativi dal punto di vista della correlazione, e gravosi dal punto di vista computazionale, dato che la quasi totalità della matrice consta di questi elementi.

4.5 Risultati

In quest'ultimo paragrafo sono presentati tutti i risultati ottenuti per l'efficienza delle configurazioni di trigger descritte in precedenza, in funzione delle due soglie impostate su ogni PP-FPGA (comprendenti 128 canali) e su ogni SL-FPGA (comprendenti i 512 canali di un'intera TELL1).

La popolazione degli eventi utilizzati per il calcolo dell'efficienza è costituita come già detto da quegli eventi che hanno superato i tagli descritti nel paragrafo 4.3.

Per questo studio non è stata utilizzata l'informazione temporale, indispensabile invece per la costruzione degli istogrammi descritti nel paragrafo introduttivo di questo capitolo; si suppone che tutti gli hit di un evento coincidano temporalmente.

Definite le due soglie PP_{thr} e SL_{thr} , un evento viene "triggerato" (ovvero inviato al processore centrale) solamente se almeno in una delle 16 PP si ha $N_{PP} \geq PP_{thr}$, e contemporaneamente se almeno in una delle 4 TELL1 si ha $N_{TELL1} \geq SL_{thr}$, dove N_{PP} e N_{TELL1} sono il numero di hit rispettivamente in una PP e in una TELL1.

L'efficienza è stata calcolata semplicemente dal rapporto $\epsilon = \frac{N_{trig}}{N_{tot}}$. L'errore

sull'efficienza è stato calcolato considerando la deviazione standard di una distribuzione binomiale: $\sigma = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N_{tot}}}$.

Dopo aver analizzato più combinazioni di soglie, sono state selezionate quelle che presentano un'efficienza di almeno l'80%; in realtà, dato anche il bassissimo BR del decadimento costituente il segnale, si vorrebbe un'efficienza non inferiore al 95% per minimizzare la perdita di eventi buoni.

Le coppie di soglie selezionate sono mostrate nella tabella 4.5.

SL_{thr}	3	4	5	3	4	5
PP_{thr}	2	2	2	3	3	3

Tabella 4.5: Combinazioni di soglie utilizzate per l'analisi dell'efficienza

In figura 4.21 sono mostrati i risultati dell'efficienza di trigger del segnale in funzione della soglia, per le cinque configurazioni descritte nella legenda. La

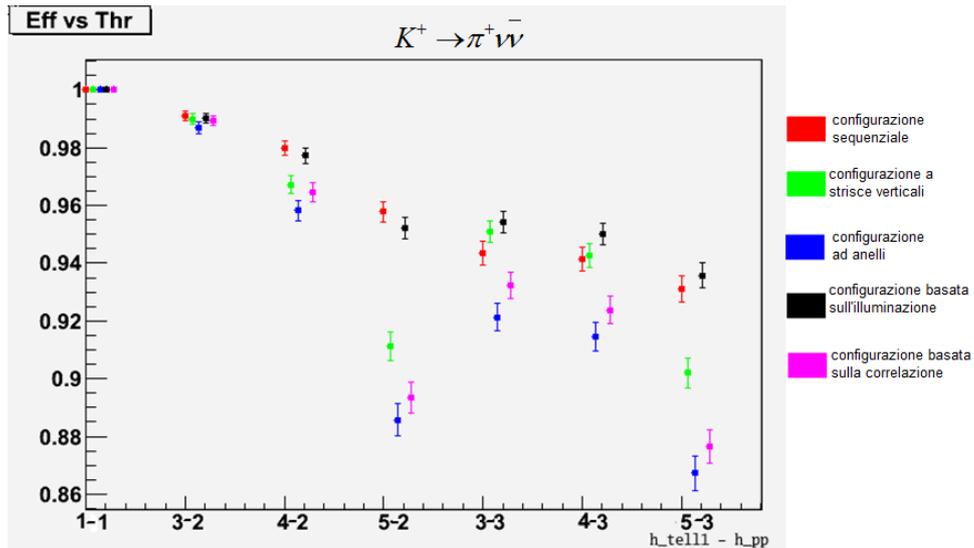


Figura 4.21: Andamento dell'efficienza in funzione delle soglie $SL_{thr}-PP_{thr}$. Ad esempio, 3-2 vuole dire una soglia di 3 per la TELL1 e una soglia di 2 per la TDCB

coppia di soglie 1-1 rappresenta il riferimento senza soglia, e l'efficienza in questa configurazione vale 1 per definizione.

Si può vedere che l'efficienza ovviamente scende all'aumentare delle soglie; i valori più alti per ogni punto si ottengono con le configurazioni sequenziale (1) e basata sull'illuminazione (4): se per la seconda poteva essere

prevedibile, per la prima in un primo momento i valori potrebbero sembrare eccessivi; riguardando però le matrici di correlazione in figura 4.20 si può comprendere che l'assegnazione sequenziale asseconda abbastanza le regioni ad elevata concentrazione sulla diagonale, e questo spiega quindi i valori di efficienza ottenuta.

Contrariamente alle attese iniziali, l'efficienza data dalla configurazione ottenuta con l'algoritmo basato sulle matrici di correlazione è piuttosto bassa, e scende in particolare quando la soglia $SL_{thr} = 5$. Si è provata anche una modifica all'algoritmo, che prevedeva l'assegnazione non alla prima TDCB libera, bensì alla TDCB successiva a quella della precedente assegnazione (ovviamente in caso che i due canali fossero entrambi privi di assegnazione); i risultati ottenuti in termini di efficienza sono però molto simili.

Le osservazioni successive hanno riguardato l'andamento dell'efficienza in funzione dell'impulso della particella carica, per una fissata coppia di soglie. In effetti si vuole un'efficienza ragionevole ad ogni valore dell'impulso (vedi spettro in figura 4.4).

In figura 4.22 sono presentati i grafici che si riferiscono alle coppie di soglie 3-2, 4-2, 5-2. Anche in questo caso si nota subito che le configurazioni migliori sono quelle sequenziale e basata sull'illuminazione. Da questi grafici si vede però che l'efficienza è molto più bassa nella prima fascia di impulso, quella 15-20 GeV/c; si comprende facilmente che il motivo principale è il risicato numero di hit per eventi con particelle a basso impulso, come già visto in figura 4.6.

Lo stesso discorso vale per i grafici in figura 4.23, che si riferiscono alle coppie di soglie 3-3, 4-3, 5-3. L'efficienza per la prima fascia di impulso è ancora più bassa, dato l'innalzamento della soglia su una PP a 3 hit. Si nota inoltre, che con questo innalzamento a $SL_{thr} = 3$ la configurazione basata sull'illuminazione è sostanzialmente migliore di quella sequenziale.

L'unica configurazione che dà un'efficienza sempre superiore al 95% è quindi la 3-2, mentre la configurazione 4-2 ha un'efficienza oltre il 90% nella fascia di impulso basso; tutte le altre configurazioni hanno un'efficienza per la prima fascia di impulso attorno all'80%, che addirittura scende al 75% per quella con le soglie maggiori, 5-3.

Osservazioni simili si possono trarre dai grafici dell'efficienza in funzione delle soglie a fascia di impulso fissata, in figura 4.24 (sono mostrate solo le due configurazioni migliori, cioè quella sequenziale e quella basata sull'illuminazione): è ancora più chiaro che i problemi sorgono per la fascia di impulso 15-20 GeV/c, mentre per le altre fasce l'efficienza non scende mai sotto il 95%, qualunque sia la coppia di soglie impostate.

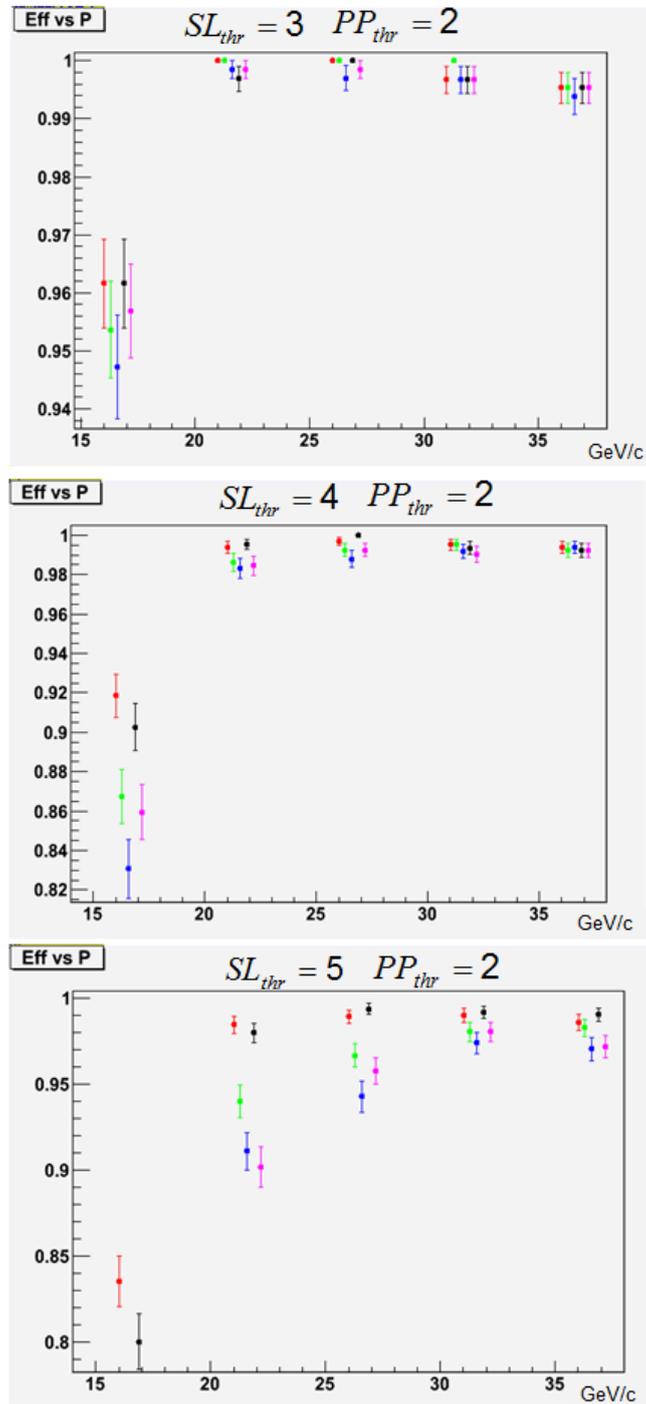


Figura 4.22: Andamento dell'efficienza in funzione dell'impulso del π^+ , per le configurazioni con coppie di soglie 3-2 (in alto a sinistra), 4-2 (in alto a destra), 5-2 (in basso)

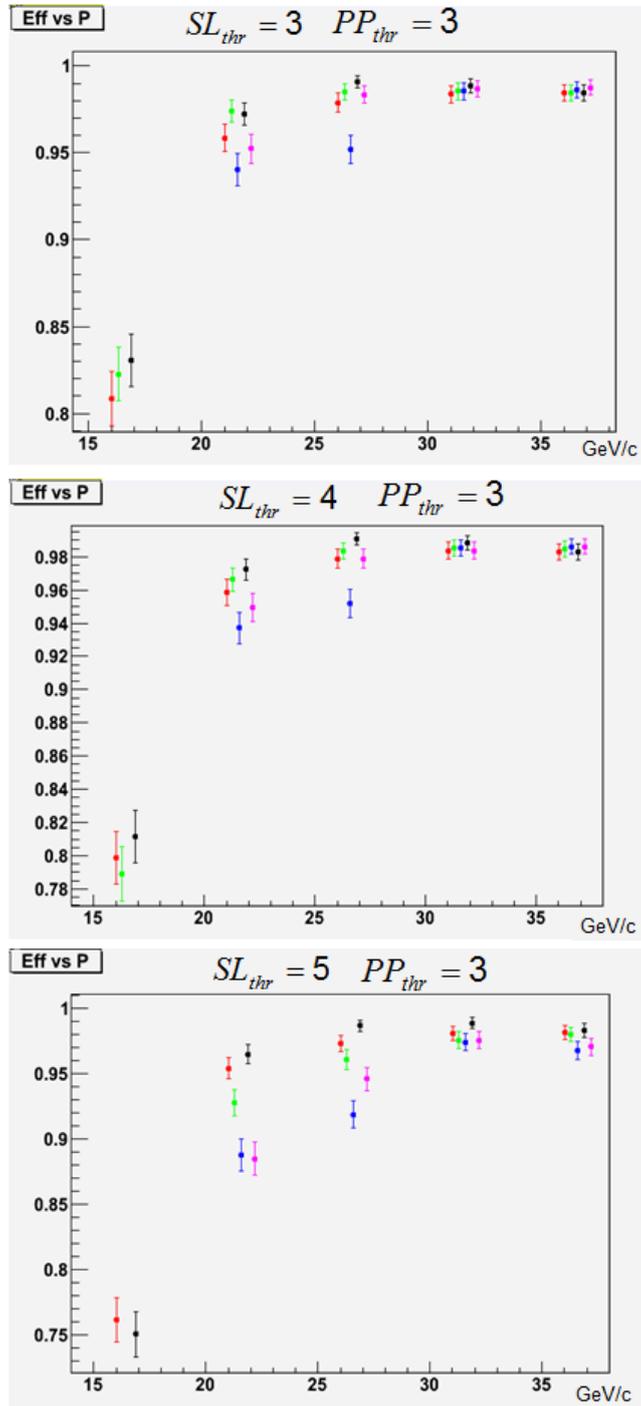


Figura 4.23: Andamento dell'efficienza in funzione dell'impulso del π^+ , per le configurazioni con coppie di soglie 3-3 (in alto a sinistra), 4-3 (in alto a destra), 5-3 (in basso)

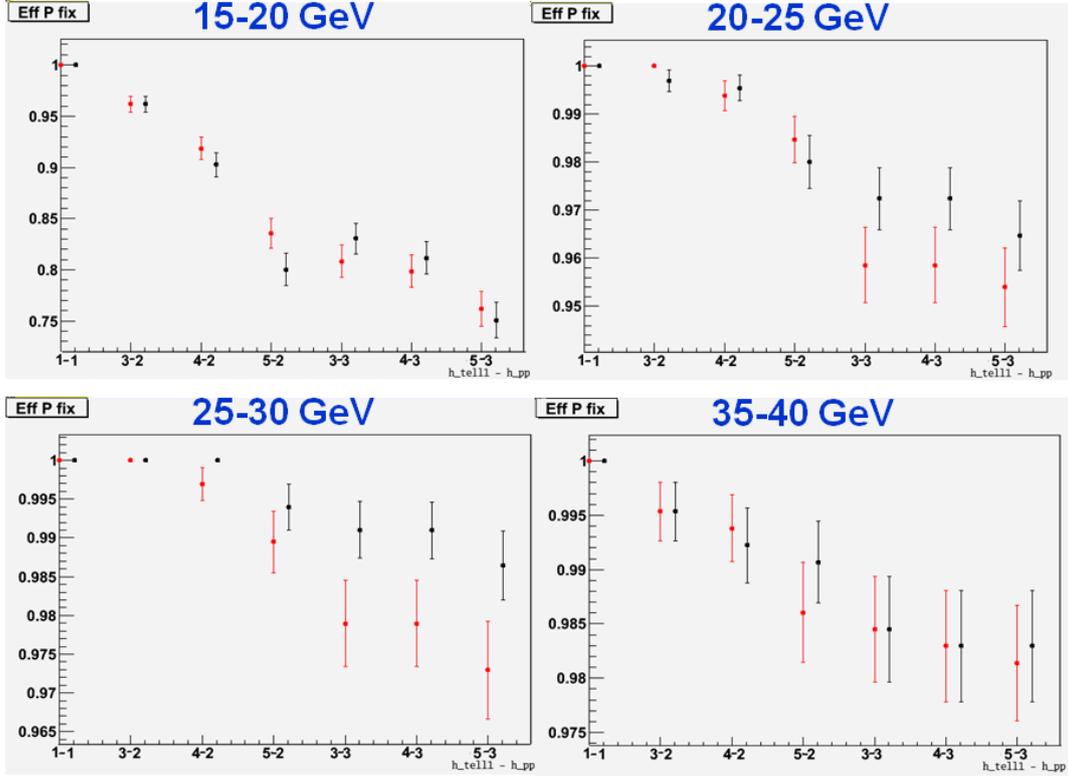


Figura 4.24: Andamento dell'efficienza in funzione della coppia di soglie impostata, per quattro differenti fasce di impulso: 15-20 GeV/c, 20-25 GeV/c, 25-30 GeV/c, 35-40 GeV/c

Decadimenti di fondo

Si è infine studiato l'effetto delle stesse configurazioni utilizzate finora, sull'accettazione degli eventi di fondo, rappresentati in questa simulazione dai quattro decadimenti $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$. Oltre a massimizzare l'efficienza sarebbe infatti interessante poter ridurre il fondo; non ci si aspetta una grande riduzione però, perché un trigger di molteplicità al più conta le particelle che passano nel RICH.

In figura 4.25 sono mostrati per ogni decadimento gli andamenti della frazione di eventi triggerati in funzione delle due soglie impostate su PP-FPGA e SL-FPGA (andamenti integrati su tutto lo spettro e non divisi per fasce di impulso). Come ci si aspettava l'efficienza di trigger risulta molto elevata per

il decadimento in 3 pioni carichi, dato l'alto numero di hit nel RICH. L'accettanza è invece più bassa rispetto al segnale per gli altri tre decadimenti, con valori praticamente sempre inferiori al 90%, e in particolare attorno all'80% per le combinazioni di soglie con $PP_{thr} = 3$.

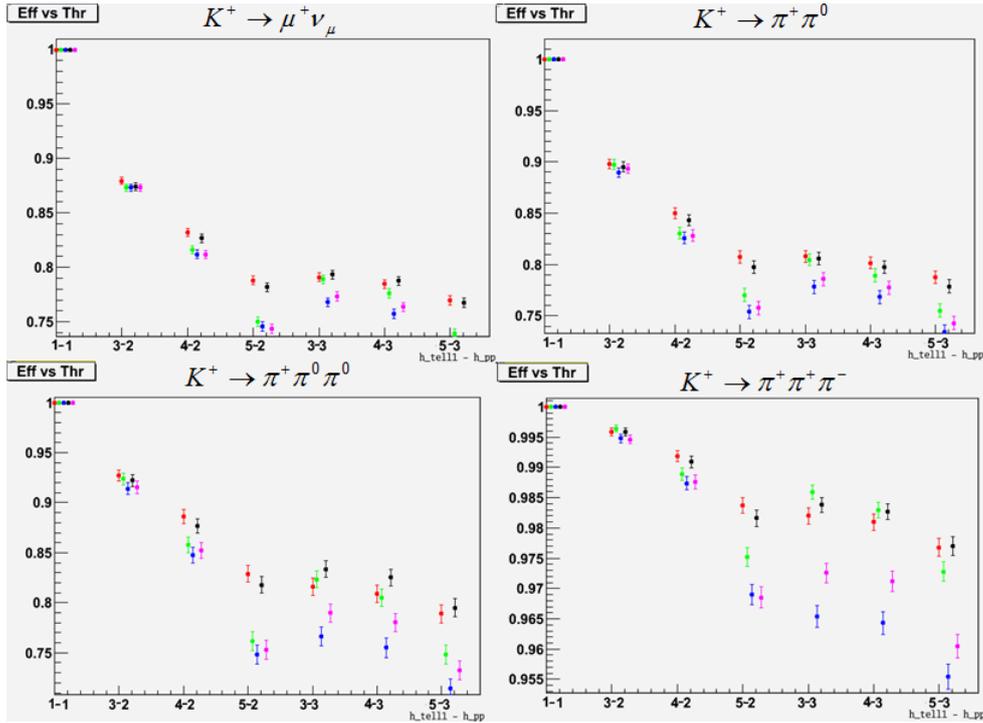


Figura 4.25: Andamento della frazione di eventi triggerati, per i quattro decadimenti di fondo $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$

Nonostante i valori inferiori rispetto all'efficienza sugli eventi di segnale, l'effetto sul rate totale sul RICH dovuto a questi quattro decadimenti di fondo, come si può vedere in figura 4.26, è poco rilevante: la riduzione rispetto al valore senza soglia è di circa il 15%, e arriva al 20% per le soglie più elevate. Nella colonna 1-1 è presente il valore senza applicazione di soglie: le unità sono arbitrarie, riferite a un massimo di 10000 decadimenti del K^+ (qui il valore nella configurazione di soglie 1-1 è 9156, corrispondente alla frazione di K^+ che decadono nei 4 modi studiati).

In conclusione, la necessità di richiedere soglie di molteplicità basse per avere una sufficiente efficienza, conduce verso un trigger non selettivo, risultante in un elevato carico di dati sul livello 0 del sistema di trigger.

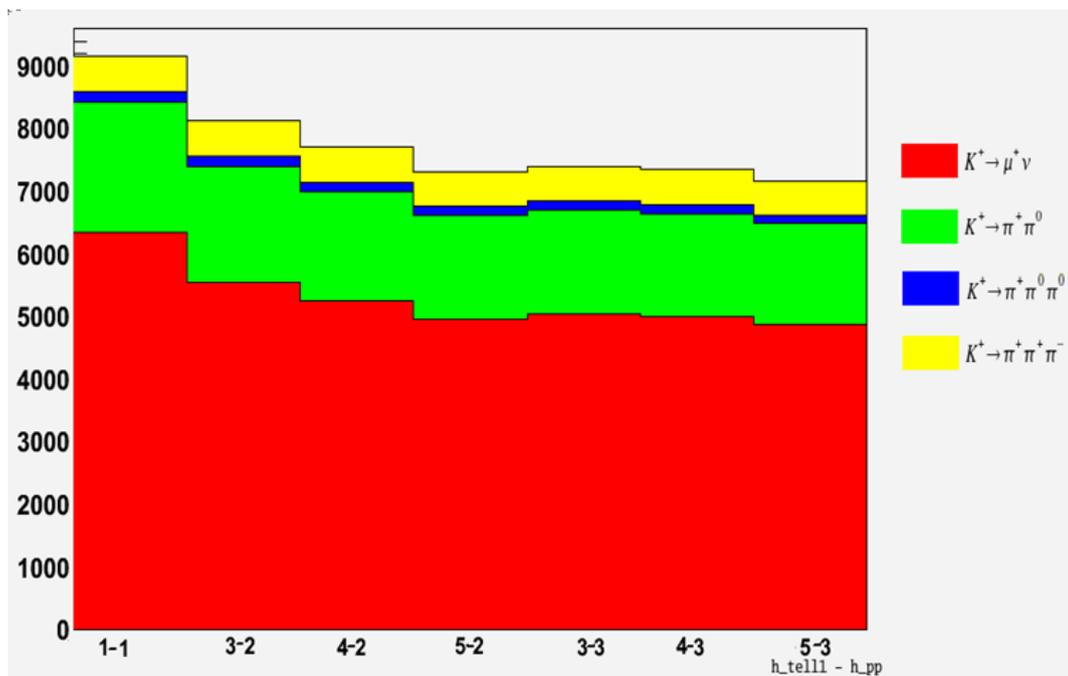


Figura 4.26: Rate totale sul RICH (in unità arbitrarie) dovuto ai quattro decadimenti $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, in funzione della coppia di soglie impostate su PP-FPGA e SL-FPGA

Conclusioni e prospettive future

In questo lavoro di tesi si è studiato un componente di un sistema di trigger veloce, basato sulla molteplicità nel RICH, per l'esperimento NA62.

Dopo un'introduzione riguardante l'obiettivo dell'esperimento, e la descrizione dell'apparato sperimentale in fase di costruzione, si è concentrata l'attenzione sui sistemi di interesse per il lavoro in questione: sono state presentate descrizioni dettagliate del rivelatore RICH, e del sistema di trigger e acquisizione dati basato sulle schede TDC/TELL1.

In seguito si è passati alla parte originale del lavoro. Sono stati descritti i due test del sistema RICH 400 - TDC/TELL1 a Firenze e al CERN, evidenziando i contributi personali: un'approfondita analisi dati per il primo, utile per la successiva correzione di alcuni errori nel firmware; la realizzazione di un monitor online per il secondo, per l'osservazione delle quantità di interesse per l'acquisizione, soprattutto alla luce dei risultati del test precedente.

La parte centrale del lavoro ha infine riguardato lo studio, attraverso una simulazione Montecarlo, di un trigger di molteplicità basato sul rivelatore RICH, da implementare nel sistema TDC/TELL1.

Dai risultati ottenuti nell'analisi di cui al capitolo 4, si evince che se si vuole utilizzare la molteplicità nel RICH per la formazione di una primitiva da inviare al processore di trigger di L0, e mantenere un'efficienza di rivelazione del segnale $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ ragionevolmente elevata (superiore al 95% per tutte le fasce di impulso), è preferibile assegnare i canali del RICH alle schede di lettura secondo la configurazione basata sull'illuminazione (descritta al punto 4 del paragrafo 4.4) oppure quella sequenziale (descritta al punto 1), che si è vista corrispondere piuttosto bene con ciò che si ottiene dalle matrici di correlazione (figura 4.20); con queste configurazioni, per raggiungere l'efficienza suddetta, è necessario comunque impostare una soglia di 3 hit simultanei a livello delle SL-FPGA (intera TELL1), e una soglia di 2 a livello delle PP-FPGA.

Per quanto riguarda l'analisi dei decadimenti di fondo, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, K^+ \rightarrow$

$\pi^+\pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0\pi^0, K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$, si è confermato che non ci sono particolari configurazioni per ridurre il fondo in modo significativo con questa componente del trigger.

Non è in effetti possibile tale riduzione con un trigger di molteplicità, in quanto questo seleziona il passaggio di una particella carica nel RICH; differente è il caso di hit singoli casuali dovuti ad esempio a luce sui fotomoltiplicatori o rumore nell'elettronica: con una soglia impostata nella PP-FPGA superiore ad 1 questi non vengono considerati, come invece sarebbe se non fosse stata imposta alcuna soglia (cioè una soglia uguale a 1 hit).

Le soglie relativamente basse rispetto al numero totale di canali sono causa di un elevato flusso di dati all'interno delle TELL1 in presenza di rumore: il rate totale a cui si trova esposto il RICH, con la configurazione di soglie 3-2 viene ridotto del 10%; è quindi questa la riduzione sul carico dei dati nella TELL1, presentato nel paragrafo 4.1. In particolare, supponendo che un evento compaia interamente sui canali di una stessa TDCB, il flusso di dati tra le PP-FPGA e la SL-FPGA è $\sim \frac{300}{16}$ Mbit/s $\simeq 20$ Mbit/s, mentre quello tra le diverse SL-FPGA è $\sim \frac{300}{4}$ Mbit/s $\simeq 75$ Mbit/s. Questi sono limiti inferiori sul carico di dati: se gli hit dovessero essere equamente distribuiti nelle TDCB e TELL1, ciascuna scheda dovrebbe comunicare le parole di 32 bit codificanti gli istogrammi di molteplicità (vedi paragrafo 4.1), riottenendo così il limite superiore per il flusso di dati pari a 300 Mbit/s.

Un'alternativa al trigger di molteplicità del RICH è la possibilità di utilizzare il CHOD (vedi paragrafo 2.8) [28]: questo rivelatore si è reso necessario per il veto delle interazioni fotonucleari che avvengono nelle finestre del RICH. Il CHOD deve essere segmentato per fornire buone caratteristiche temporali, quindi sarebbe utilizzabile anche per il trigger L0; inoltre questo rivelatore, con al più 256 canali, può essere incluso in una singola TELL1, e ad ogni passaggio di una particella ha un solo hit: non richiede quindi di implementare la comunicazione tra diverse TELL1.

Un'ulteriore possibilità è quella di utilizzare la molteplicità "analogica" di ogni scheda preamplificatore *NINO* dei segnali del RICH, inviata poi dai 4 chip delle nuove *NINO BOARD* in una TELL1 aggiuntiva [28]; ogni *NINO* ha un'uscita che dà un segnale attivo se uno degli 8 canali che include risulta attivo: quindi anche questa configurazione non richiederebbe comunicazione tra più TELL1, dato che sarebbero sufficienti 256 (2048/8, dove 2048 è il numero di PMT e 8 è il numero di canali di un chip *NINO*) canali, ovvero metà di una TELL1.

In conclusione il sistema di trigger studiato attraverso la simulazione verrà implementato nell'esperimento NA62 come ausiliario, mentre il sistema di *default* sarà quello che utilizza il CHOD.

Bibliografia

- [1] **Proposal to measure the Rare Decay at the CERN SPS**, CERN-SPSC-2005-013, 11/6/2005.
- [2] V.V.Anisimovsky et al. [E949 Collaboration]. *Phys. Rev. Lett.*, 93, 2004.
- [3] T.Komatsubara T.Nakano and T.Nomura. **Letter of intent for study of the rare decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ with stopped kaon beam at J-PARC**. <http://www-ps.kek.jp/jhf-np/LOllist/pdf/L04.pdf>.
- [4] G.D'Ambrosio G.Isidori. **$K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$: a rising star on the stage of flavour physics**. *Phys. Lett. B*, 530:108–116, 2002.
- [5] A.J.Buras et al. **Rare Decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ at the Next-to-Next-to-Leading Order in QCD**. *Phys. Rev. Lett.*, 95:261805, 2005.
- [6] G.Isidori et al. **Light-quark loops in $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$** . *Nucl. Phys. B*, 718:319, 2005.
- [7] W.J.Marciano and Z.Parsa. **Rare kaon decays with missing energy**. *Phys. Rev. D*, 53:R1–R5, 1996.
- [8] G.Buchalla and A.J.Buras. *Nucl. Phys. B 398 (1993) 285; 400 (1993) 225; 412 (2994) 106*.
- [9] M.Misiak and J.Urban. *Phys. Lett. B*, 451:161, 1999.
- [10] L.Wolfenstein. *Phys. Rev. Lett.*, 51:1945, 1983.
- [11] L.L.Chau and W.-Y. Keung. **Comments on the Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix**. *Phys. Rev. Lett.*, 53:1802, 1984.
- [12] C.Amsler et al. **Review of Particles Physics: The CKM Quark-Mixing Matrix**. *Phys. Lett. B*, 667:1–1340, 2008.
- [13] G.Buchalla and A.J.Buras. *Phys. Rev. D*, 54:6782–6789, 1996.

- [14] *NA62/P326 Status Report*, CERN-SPSC-2007-035, 26/11/2007.
- [15] *NA62-Italy Memorandum*, 6/5/2008.
- [16] V.Fanti et al. (The NA48 Collaboration). *Phys. Lett. B*, 465:335, 1999.
- [17] I.M.Frank and I.E.Tamm. **Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter**. *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 14:109, 1937.
- [18] M.Lenti. **A RICH for the P326 setup**, 29/8/2006.
- [19] A.Akindinov et al. *NIM A*, 456:16, 2000.
- [20] M.Sozzi. **A concept for the NA62 trigger and data acquisition**, 1/11/2007.
- [21] M.Mota J.Christiansen S.Débieux V.Ryjev P.Moreira and A. Marchioro. **A flexible multi-channel high-resolution Time-to-Digital Converter ASIC**. <http://tdc.web.cern.ch/tdc/hptdc/docs/nss00.pdf>.
- [22] G.Haefeli A.Bay A.Gong H.Gong M.Muecke N.Neufeld O.Schneider. **The LHCb DAQ interface board TELL1**. *NIM A*, 560:494–502, 2006.
- [23] *Fast FPGA-based trigger and data acquisition system for the CERN experiment NA62: architecture and algorithms*, 2008.
- [24] F.Anghinolfi et al. **NINO: an ultra-fast and low power front-end amplifier/discriminator ASIC designed for the multigap resistive plate chamber**. *NIM A*, 533:183–187, 2004.
- [25] Anzivino et al. **Construction and test of a RICH prototype for the NA62 experiment**. *NIM A*, 538:314–318, 2008.
- [26] S. Agostinelli J. Allison K. Amako J. Apostolakis H. Araujo P. Arce M. Asai D. Axen S. Banerjee G. Barrand F. Behner L. Bellagamba J. Boudreau L. Broglia A. Brunengo H. Burkhardt S. Chauvie J. Chuma R. Chytrcek G. Cooperman et al. **G4 - a simulation toolkit**. *NIM A (506)*, pages 250–303, 2003.
- [27] <http://root.cern.ch>.
- [28] M.Lenti. **CHOD or RICH trigger**. NA62 TDAQ WG Meeting 9/12/2009.

Indice

Introduzione	2
1 L'esperimento NA62	4
1.1 Introduzione	4
1.2 Il decadimento $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$	6
1.3 Strategia sperimentale	9
2 L'apparato sperimentale di NA62	14
2.1 Il fascio di K^+	14
2.2 CEDAR	15
2.3 GigaTracker	16
2.4 Veti per i fotoni	18
2.5 CHANTI	21
2.6 Spettrometro	21
2.7 RICH	23
2.7.1 L'effetto Cherenkov	23
2.7.2 Il RICH	24
2.7.3 Setup del RICH di NA62	25
2.7.4 Numero di fotoelettroni	27
2.7.5 Numero di fotomoltiplicatori necessari	28
2.7.6 Gli specchi	28
2.7.7 Risoluzione da singolo hit	29
2.7.8 Risoluzione sull'impulso	30
2.7.9 Separazione pione-muone	31
2.8 CHOD	32
2.9 Veto per i muoni	32
2.10 Trigger e acquisizione dati	34
2.10.1 Architettura del sistema TDAQ	35
2.10.2 Firmware del sistema TDC/TELL1	40
2.10.3 Formato dei dati e algoritmi di acquisizione	46
2.10.4 Trigger L0	50

2.10.5	Livelli L1 e L2	54
3	Il test del RICH 400 - TDAQ a Firenze nel dicembre 2008	55
3.1	Introduzione	55
3.2	Layout dell'apparato	56
3.3	Analisi dei dati e risultati	57
3.3.1	Software di analisi e formato dei dati	57
3.3.2	Run a 10kHz, algoritmo A	59
3.3.3	Run a 100kHz, algoritmo A	61
3.3.4	Confronto molteplicità per canale 10-100 kHz: canali rumorosi	63
3.3.5	Run a 10 e 100 kHz, algoritmo B	66
3.3.6	Hits mancanti	67
3.3.7	Risoluzione temporale dei fotomoltiplicatori	74
3.4	Il test del RICH 400 - TDAQ al CERN	79
3.4.1	Setup sperimentale	79
3.4.2	Monitor online del sistema di acquisizione dati	81
3.4.3	Alcuni risultati rilevanti	85
4	Studio di un trigger di molteplicità basato sul RICH	90
4.1	Introduzione: trigger di molteplicità	90
4.2	La simulazione Montecarlo	93
4.3	Selezione degli eventi, spettri e molteplicità nel RICH	94
4.4	Algoritmi e configurazioni di trigger	104
4.5	Risultati	113
	Conclusioni e prospettive future	121
	Bibliografia	123