



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Ottimizzazione di un sistema di trigger per un rivelatore
per la tomografia muonica di contenitori di combustibile
nucleare esausto

Relatore

Dr. Paolo Checchia

Laureando

Leon Mengoni

Anno Accademico 2021/2022

Abstract

La tomografia muonica è una tecnica di ricostruzione immagini che sfrutta le proprietà di assorbimento e deflessione del flusso di muoni cosmici attraverso un materiale denso per sondare l'interno di grandi volumi inaccessibili. Una sua possibile applicazione è nel contesto della ri-verifica del contenuto dei contenitori di stoccaggio a secco di combustibile nucleare esausto (dry storage casks, DSC), in quanto permette di effettuare i controlli in sicurezza, senza dover aprire i fusti. Tuttavia, i DSC emettono una bassa dose di radiazione che viene rivelata dagli strumenti utilizzati per ricostruire le tracce muoniche, e che potrebbe peggiorare la qualità dei dati raccolti. Sono stati studiati e ottimizzati dei sistemi di trigger che permettano di filtrare il rumore, in modo da minimizzare la presa di dati spuri, concludendo che il filtro più efficace è quello che cerca in un evento due hit adiacenti.

Indice

Abstract	iii
1 Introduzione	1
1.1 Raggi cosmici	2
1.2 Muoni	3
1.3 Interazione dei muoni con la materia	4
1.4 Applicazioni	5
1.4.1 Radiografia muonica	5
1.4.2 Tomografia muonica	6
1.5 Obiettivi	8
2 Apparato sperimentale	9
2.1 Tubo a deriva	9
2.2 Camere a deriva CMS	11
2.3 Rivelatori MUTOMCA	12
2.4 Test sulla radioattività emessa	13
2.5 Disposizione rivelatori	13
3 Analisi dati	15
3.1 Algoritmi di filtro	15
3.2 Macrocelle (MC)	16
3.3 Trigger SL	17
3.3.1 Solo muoni	17
3.3.2 Solo rumore	19
3.3.3 Rumore sincrono con muoni	20
3.4 Trigger DET	21
3.4.1 Solo muoni	22
3.4.2 Solo rumore	22
3.4.3 Rumore sincrono con muoni	23
3.5 Applicazione trigger DET con dati veri	23
3.6 Mappatura tubi morti	24
Conclusioni	25
Bibliografia	27

Capitolo 1

Introduzione

Una delle principali sfide per le agenzie che regolano la produzione di energia nucleare e il corretto smaltimento delle scorie radioattive, quali l'Agenzia Internazionale dell'Energia Atomica (IAEA), è impedire la proliferazione di armi nucleari e radiologiche. Alla fine del ciclo di estrazione di energia dalle barre di combustibile nucleare, queste vengono trasferite dal nocciolo delle centrali nucleari a dei contenitori schermati con spessi strati di metallo e cemento (dual purpose cask, DPC), in cui sono costrette ad ibernare per lunghi periodi di forzato immagazzinamento. Lo smaltimento di questi elementi radioattivi costituisce un problema aperto: finché esisterà del materiale radioattivo, non sarà mai soppresso il rischio di un attacco di carattere “nucleare”, che sia un attacco terroristico ad un deposito oppure un tentativo di furto di scorie nucleari, utilizzabili per produrre dispositivi di dispersione radiologica, noti anche come “bombe sporche”. In ogni caso, garantire la sicurezza del materiale radioattivo e assicurarsi la sua inaccessibilità alla popolazione costituisce un obiettivo della comunità internazionale per la salvaguardia delle persone.

Il progetto di ricerca MUTOMCA (Muon Tomography for Shielded Casks) nasce dalla collaborazione tra l'EURATOM (Comunità Europea dell'Energia Atomica), l'INFN (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare), il centro di ricerca Jülich (Germania) e la BGZ Company for Interim Storage (Germania), per testare la *tomografia muonica* su contenitori di combustibile nucleare esausto, allo scopo di controllare e ri-verificare i loro contenuti da remoto e in totale sicurezza. Attualmente, infatti, l'unico metodo per “vedere” dentro un DPC è aprirli; l'alternativa è che sia assicurata la *continuity of knowledge* (CoK), ovvero un monitoraggio costante e ininterrotto dei contenitori in questione, dal loro riempimento fino alla fine del loro ciclo vitale. Questa potrebbe venire meno, però, a causa del numero elevato di contenitori e dei loro lunghi tempi di stoccaggio.

La tomografia muonica utilizza il flusso di muoni cosmici, particelle cariche altamente penetranti che piovono ogni secondo sulla superficie terrestre, per mappare i contenuti dei contenitori, sfruttando la loro deflessione nel passaggio attraverso il materiale investigato. Collocando due rivelatori per particelle cariche ai due lati di un DPC, in questo caso camere che utilizzano la tecnologia dei tubi a deriva, si possono ricostruire le tracce dei muoni in entrata da un rivelatore e in uscita dall'altro. In questa maniera, si può ottenere una mappa tridimensionale della distribuzione di densità nel materiale attraversato, e riconoscere se sono assenti una o più barre di combustibile. Contemporaneamente, si può sfruttare l'assorbimento dei muoni (*radiografia muonica*) per rafforzare la ricostruzione delle immagini.

Tuttavia, un problema che affligge la ricostruzione delle tracce è la presenza di rumore dovuto alla radiazione residua emessa dal DPC. Per quanto la maggior parte delle particelle emesse siano bloccate dalla schermatura dei contenitori, alcune particelle, soprattutto fotoni e neutroni, fuoriescono. I rivelatori, perciò, raccolgono molti più dati di quanto sia necessario, ma soprattutto raccolgono dei dati di cattiva qualità, inutili ai fini dei test. Per questo, si propone di investigare degli algoritmi che permettano di filtrare gli eventi inutili, riducendo drasticamente l'occupazione di memoria sull'hardware e aumentando l'efficienza della presa dati.

In questa sezione introduttiva si presentano i raggi cosmici, i muoni e la loro interazione con la materia. Dopodiché si descrivono alcune applicazioni delle tecniche che fanno uso delle caratteristiche penetranti dei muoni, in particolare soffermandosi sull'argomento di interesse, ovvero il monitoraggio di fusti di combustibile nucleare esausto. Infine, si presentano gli obiettivi del lavoro di tesi.

1.1 Raggi cosmici

Ogni secondo, la Terra è investita da particelle provenienti dallo spazio interstellare e intergalattico. Queste particelle, dette *raggi cosmici*, interagiscono con gli atomi dell'atmosfera terrestre per poi “piovere” sulla superficie del pianeta.

I raggi cosmici primari sono le particelle che raggiungono l'alta atmosfera terrestre. La loro provenienza è ancora oggetto di dibattito, ma si pensa che la maggior parte di esse venga prodotta e accelerata all'interno di sorgenti nella nostra galassia, come supernove, pulsar e stelle di neutroni. Una piccola percentuale proviene direttamente dal Sole, ma il flusso di queste dipende strettamente da eventi violenti e imprevedibili che scuotono la superficie solare, ed è quindi soggetto a una grande variabilità. [1] I raggi cosmici hanno un'elevata componente adronica: circa il 99% sono nuclei, mentre il restante 1% è composto da elettroni liberi. La componente nucleare è composta per il 90% da protoni, ovvero nuclei di idrogeno, per il 9% da particelle α , ovvero nuclei di elio, e per il restante 1% da nuclei più pesanti, con numero atomico $Z > 2$. L'abbondanza dei nuclidi nel Sistema Solare segue un andamento simile alla composizione dei raggi cosmici, in particolar modo per idrogeno ed elio. [2] Ci sono alcune differenze considerevoli, però, ad esempio per i nuclei di litio, berillio e boro, che sono diversi ordini di grandezza più abbondanti nei raggi cosmici. La loro scarsità nel Sistema Solare si deve al fatto che tali nuclei non sono presenti tra i prodotti finali di catene di nucleosintesi nelle stelle. La loro relativa abbondanza nei raggi cosmici è, invece, indicativa di avvenuta spallazione (bombardamento di nuclei con particelle ad energie elevate) tra nuclei più pesanti, ad esempio ossigeno e carbonio, e la materia interstellare. [1, 3–6]

I raggi primari che investono l'atmosfera terrestre interagiscono con i nuclei lì presenti, principalmente ossigeno e azoto, e producono degli sciame (*air shower*) che si sviluppano fino alla superficie del pianeta. Gli adroni interagiscono tramite la forza nucleare forte, producendo uno sciame adronico con una componente elettromagnetica. Ad esempio, un protone può collidere con un nucleone, producendo un pione (π) e un altro nucleone. Il pione, scoperto nel 1947 esponendo delle emulsioni ad alta quota nella catena montuosa delle Ande, è un mesone (stato legato quark-antiquark) ed è il mediatore della forza nucleare forte. [7] I pioni neutri π^0 hanno vita media molto breve ($O(10^{-16} \text{ s})$) e decadono subito in due fotoni, che contribuiscono alla componente elettromagnetica dello sciame. I pioni carichi hanno vita media più lunga ($O(10^{-8} \text{ s})$) e decadono in muoni (μ) secondo le interazioni

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad \text{e} \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (1.1)$$

Nello sciame adronico si producono anche altre particelle, come gli iperoni, i mesoni K (kaoni) e altri mesoni, ma i pioni sono di gran lunga i più abbondanti. [1]

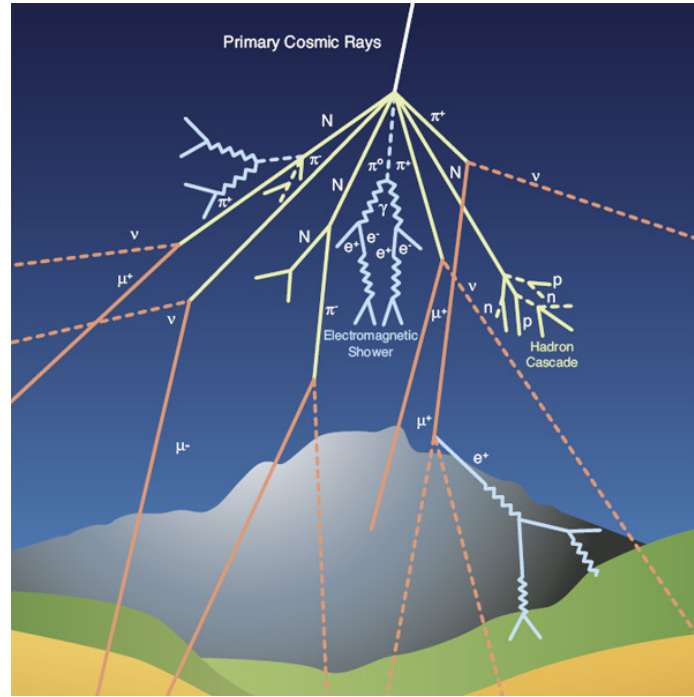


Figura 1.1: Sciame di raggi cosmici secondari prodotto dall'interazione di un raggio primario con un nucleo dell'atmosfera (Immagine: CERN)

Gli elettroni primari, invece, interagiscono con il campo elettromagnetico dei nuclei, producendo coppie di fotoni. Questi a loro volta innescano reazioni elettromagnetiche, quali effetto fotoelettrico e scattering Compton, producendo un sciame elettromagnetico. Tutti i prodotti dell'interazione di un raggio cosmico primario con l'atmosfera, che costituiscono le cascate di particelle che raggiungono la superficie terrestre, sono detti raggi cosmici secondari. Queste particelle possono essere: pioni, muoni, elettroni, positroni, fotoni, protoni, neutroni, e altri adroni. In generale, il flusso dei secondari dipende dall'altitudine (tra 0—livello del mare—e 10/15 km), dall'angolo allo zenit e dall'energia delle particelle, ma anche dall'attività solare e dai campi magnetici terrestri e solare. Tipicamente, si ha che avvicinandosi alla superficie terrestre aumenta il flusso di muoni, rispetto ai protoni o ai pioni, mentre spostandosi dalla verticale il flusso di particelle diminuisce. [1]

1.2 Muoni

Al livello del mare, ogni minuto circa 10 000 muoni colpiscono una superficie di 1 m^2 . Utilizzando un'immagine più evocativa, ogni secondo un muone colpisce una superficie grande come il palmo di una mano. [8]

I muoni hanno una vita media di $\tau = 2.2 \mu\text{s}$, più lunga di quella dei pioni. Lo spettro in energia inizia attorno a un centinaio di MeV, con valore medio compreso fra 3 e 4 GeV. Alcuni di essi decadono in elettroni o positroni, secondo le reazioni

$$\mu^- \rightarrow e + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad \text{e} \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (1.2)$$

La maggior parte, però, è abbastanza energetica da raggiungere la superficie terrestre, grazie all'effetto relativistico della dilatazione dei tempi. [9]

I muoni appartengono alla famiglia dei leptoni, la stessa degli elettroni e delle particelle τ (e delle loro rispettive antiparticelle e neutrini). Storicamente, il muone viene scoperto da Carl Anderson e Seth Neddermeyer nel 1937, proprio fra i prodotti dei raggi cosmici. Erroneamente, però, il muone è inizialmente identificato come il mediatore dell'interazione nucleare forte, teorizzato da Hideki Yukawa nel 1935, e scoperto poi essere il pione. L'equivoco viene risolto da Ettore Pancini, Oreste Piccioni e

Marcello Conversi con l'omonimo esperimento, che esclude la possibilità che il muone sia la particella predetta da Yukawa. [10] Di fatto, il muone è la prima particella osservata che non rientra nel modello teorico in uso all'epoca.

1.3 Interazione dei muoni con la materia

Dopo i neutrini, che sono estremamente difficili da rivelare, i muoni sono le particelle più penetranti che compongono i raggi cosmici secondari: possono attraversare diverse centinaia di metri di suolo e raggiungere le miniere più profonde scavate dall'uomo. Sono particelle cariche, che interagiscono mediante la forza elettromagnetica con gli atomi del materiale attraversato, ionizzandolo: sono quindi facilmente rilevabili.

Il principale meccanismo che regola la perdita di energia dei muoni è data dall'interazione con gli elettroni del mezzo. È stimato che i muoni che raggiungono la superficie terrestre abbiano perso circa 2 GeV di energia da quando sono stati prodotti, a ~ 10 km di altezza. Anche altri meccanismi possono contribuire alla perdita di energia, quali radiazione Cherenkov, bremsstrahlung (radiazione di frenamento) e produzione di coppie. Questi effetti, però, diventano consistenti ad intervalli di energia che esulano dalla trattazione di questa tesi, tipicamente ad energie elevate. Ad esempio, gli elettroni irradiano energia per bremsstrahlung molto facilmente e ad energie basse, ma i muoni, essendo ~ 200 volte più massivi, sono decelerati più lentamente dai campi elettromagnetici dei nuclei, e perdono poca energia. Anche il meccanismo dominante, ovvero la ionizzazione, non è in grado di diminuire rapidamente l'energia dei muoni, se si ricorda che l'energia necessaria per ionizzare un atomo è dell'ordine della decina di eV. L'elevata penetrabilità dei muoni è quindi spiegata dalla loro piccola sezione d'urto per le interazioni. [1]

Per una particella carica, l'energia media persa per unità di lunghezza di penetrazione si esprime con la *mass stopping power*, $\langle -\frac{dE}{dX} \rangle$. Questa grandezza si misura in unità di $\text{eV g}^{-1} \text{m}^2$ ed è indipendente dal materiale attraversato. Infatti, il differenziale dX è definito come $dX = \rho dx$, dove ρ è la densità del materiale attraversato. La stopping power è ben modellata dalla formula di Bethe-Bloch per $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$ compreso fra 0.1 e 100 GeV/c, regione in cui il processo dominante è la ionizzazione del mezzo.

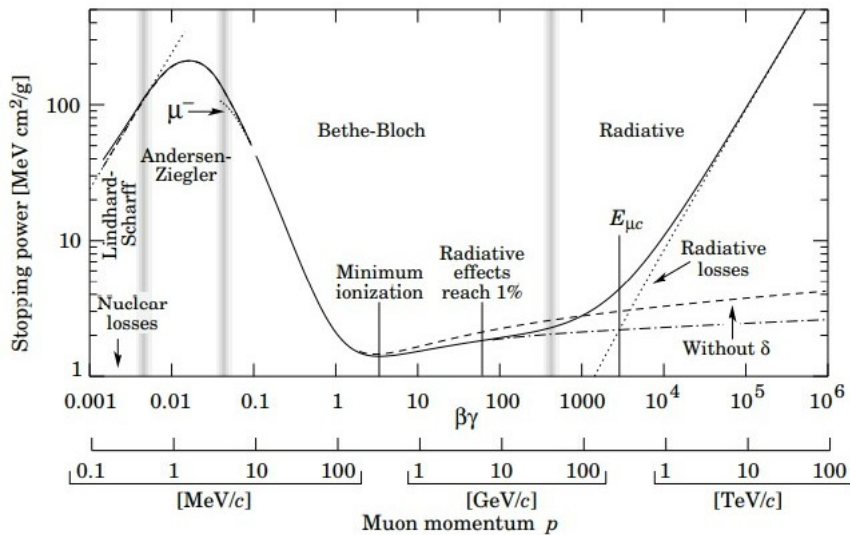


Figura 1.2: Stopping power di muoni positivi nel rame in funzione della loro energia cinetica e del loro momento, espressa dalla formula di Bethe-Bloch (Immagine: [11])

La formula di Bethe-Bloch è:

$$\left\langle -\frac{dE}{dX} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (1.3)$$

dove K è un coefficiente di proporzionalità, z è il numero di carica ($z = 1$) per i muoni, Z e A sono rispettivamente il numero atomico e il numero di massa del materiale assorbitore, β è la velocità della particella espressa in unità di c , m_e è la massa dell'elettrone, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ è il fattore lorentziano, W_{max} è l'energia massima trasferita in una singola collisione, $I \simeq 10Z$ eV è il potenziale di ionizzazione e $\delta(\beta\gamma)$ è una correzione dovuta alla carica di polarizzazione che induce un effetto di schermo nel dielettrico attraversato.

La lunghezza di penetrazione di una particella carica, chiamata comunemente *range* (R) e misurata in g m^{-2} , può essere calcolata a partire dalla sua energia iniziale, E , e dallo stopping power come:

$$R = \int_E^0 \left\langle -\frac{dE}{dX} \right\rangle^{-1} dE \quad (1.4)$$

1.4 Applicazioni

Sfruttando le caratteristiche dei muoni, in particolare la loro elevata penetrabilità, sono state sviluppate numerose tecniche. In questa sezione si esplorano la radiografia muonica, la tomografia muonica e le loro applicazioni in svariati campi.

1.4.1 Radiografia muonica

L'assorbimento dei muoni da parte del materiale attraversato viene sfruttato dalla radiografia muonica. Con questa tecnica si calcola il flusso di muoni che esce da un blocco di materiale e, assumendo la composizione del blocco come nota, si può stimare il suo spessore.

Il premio Nobel Luis Alvarez, nel 1970, sfruttò l'assorbimento dei muoni per cercare una camera nascosta nella piramide di Chefren, a Giza. Posizionando delle camere a scintilla—dei rivelatori per particelle cariche antecedenti alle camere a deriva—nella camera sepolcrale scoperta dall'esploratore padovano Giovanni Battista Belzoni e posizionata approssimativamente al centro della base della piramide, Alvarez mappò il flusso di muoni provenienti da tutte le direzioni, ma la conseguente distribuzione non era compatibile con la presenza di una camera sepolcrale. Lo studio concluse che non esisteva una camera nascosta, e che la struttura della piramide di Chefren era veramente meno complessa della Grande Piramide di Cheope. L'attenzione dei media nei confronti dell'evento contribuì a diffondere la tecnica, nonostante fosse già stata utilizzata, per la prima volta, da E. P. George nel 1955 per calcolare lo spessore di uno strato di roccia sovrastante una centrale elettrica sotterranea. [12]

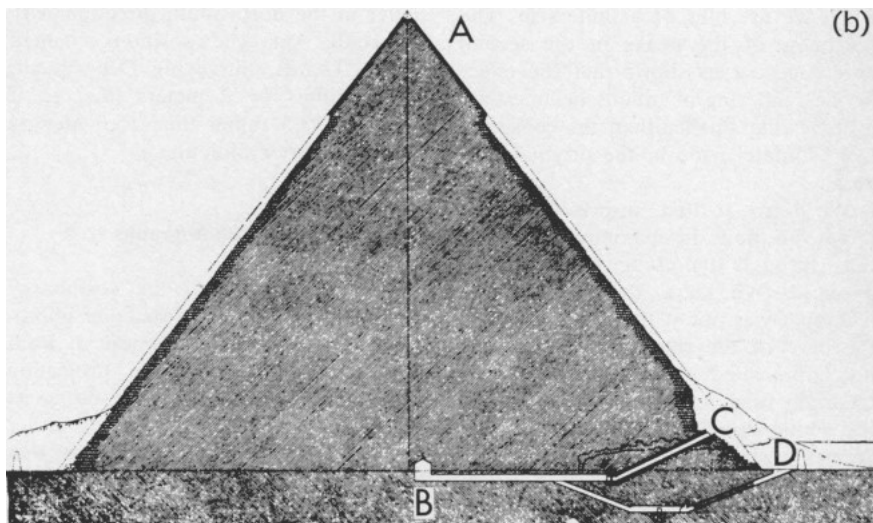


Figura 1.3: Sezione della piramide di Chefren: A) cima in calcare; B) camera di Belzoni; C e D) ingressi (Immagine: [12])

La radiografia muonica è quindi proliferata come strumento per sondare l'interno di grandi volumi inaccessibili. In tempi più recenti, un'analisi effettuata sulla Grande Piramide dal gruppo ScanPyramids ha rivelato due grandi spazi vuoti, uno localizzato sopra la Grande Galleria, mentre l'altro sopra l'ingresso nord della piramide. [13] Ulteriori successi si trovano nel settore industriale, in quello architettonico, e in quello geologico. In quest'ultimo in particolare, è usata per investigare la struttura interna dei vulcani e cercare nuovi giacimenti di minerali. [14]

1.4.2 Tomografia muonica

In molti casi, i muoni non vengono completamente assorbiti dal materiale attraversato, ma sono soggetti a deflessioni multiple (*multiple Coulomb scattering*, MCS). La direzione di uscita del muone può essere diversa da quella di entrata, ma mediamente l'angolo di deviazione dei muoni è di 0° ; in altre parole, la distribuzione di probabilità degli angoli di deflessione della particella segue una gaussiana con valore medio 0° e deviazione standard σ_θ (come viene calcolata in [15]) che dipende dalla velocità, dal momento e dalla carica della particella, dallo spessore del materiale attraversato e dalla lunghezza di radiazione X_0 definita come

$$X_0 \simeq 716.4 \frac{A}{Z(Z+1) \ln(287/\sqrt{Z})} \text{ g cm}^{-2} \quad (1.5)$$

La deflessione multipla dei muoni può essere sfruttata per ricostruire la distribuzione della densità del materiale attraversato. Posizionando due rivelatori attorno al volume da ispezionare, uno misura i muoni in “entrata” e l'altro quelli in “uscita”. Semplificando lo scattering multiplo con un'unica deflessione nel punto di avvicinamento minimo (*point of closest approach*, PoCA), trovato a partire dalle tracce muoniche ricostruite nei due rivelatori, si può costruire una mappa tridimensionale delle posizioni in cui è avvenuta la deflessione. A differenza della radiografia muonica, quindi, che è in grado solamente di ricostruire una mappa di densità bidimensionale, la tomografia muonica permette di ricostruire la distribuzione tridimensionale di materia. [16] Per ricostruire fedelmente un'immagine 3D, però, i rivelatori devono coprire un grande angolo di deflessione dei muoni, perciò devono essere di dimensioni comparabili o maggiori del volume ispezionato. Per questo il limite all'utilizzo di questa tecnica è dato dalle dimensioni del volume da ispezionare. Il massimo è di qualche decina di m^3 . [8]

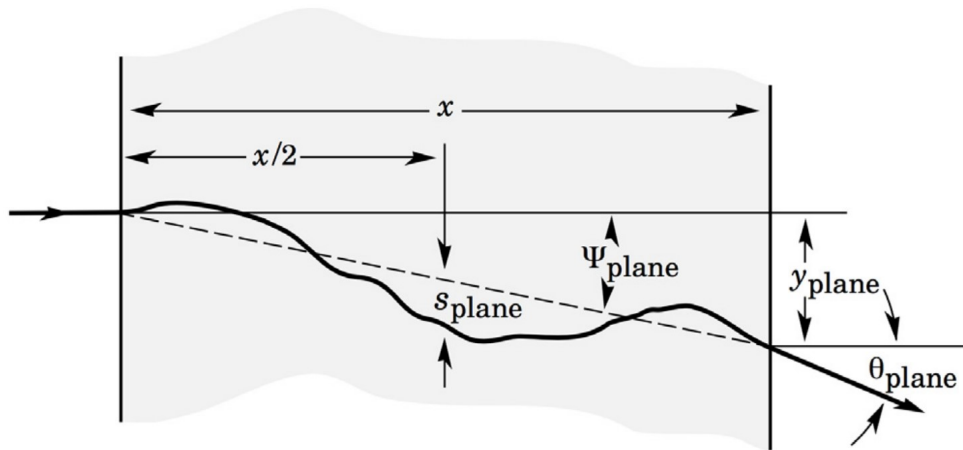


Figura 1.4: Scattering di Coulomb multiplo (Immagine: [8])

La *MCS muon tomography*, proposta nel 2003 da un gruppo del Laboratorio Nazionale di Los Alamos, ha svariate applicazioni. La proposta iniziale, ormai diventata pratica diffusa, consisteva nel controllare il contenuto dei camion di trasporto merci, per contrastare il contrabbando di materiale nucleare. Un'altra applicazione permette di rivelare materiale radioattivo nei rottami metallici in entrata nelle fonderie. In questo ambito la tomografia muonica è particolarmente utile, in quanto lo screening fornito da portali che fanno uso di radiazione X o γ (*radiation portal monitor*, RPM) può fallire, se la

fonte radioattiva dovesse essere schermata dal metallo (spesso piombo) che costituisce il contenitore della sorgente stessa. [17] Un ulteriore utilizzo pionieristico consiste nell'analisi di strutture di rilevanza storica. Ad esempio, è stato proposto di utilizzare la tomografia muonica per mappare la struttura della cupola della Cattedrale di Santa Maria del Fiore, a Firenze. In particolare, la scoperta o meno di sostegni metallici all'interno della volta ha un impatto immediato sulla formulazione dei piani di intervento per la conservazione della cupola. [18]

Monitoraggio di contenitori di combustibile nucleare esausto

Un'importante applicazione è legata al monitoraggio del contenuto di contenitori di stoccaggio a secco (*dry storage casks*, DSC), ed è l'argomento di questa tesi. Un termine analogo per indicare questi contenitori è *dual purpose cask* (DPC): nel seguito verranno utilizzati i due termini indifferentemente.

Tali contenitori, di cui il tipo analizzato sono i fusti CASTOR[®], sono di forma cilindrica: alti circa 5 m, con un diametro di 2.4 m, possono pesare fino a 120 t quando sono completamente riempiti. All'interno possono contenere 19 o 24 elementi di combustibile nucleare (a seconda della disposizione interna; 24 nella figura) per reattori ad acqua pressurizzata (*pressurized water reactor*, PWR) o ad acqua bollente (*boiling water reactor*, BWR). [19] L'elemento di combustibile è a sezione quadrata ed è costituito da un fascio di 17×17 barre, di cui 264 sono pellet cilindrici di diossido di uranio circondate da un rivestimento in zirconio, mentre le restanti 25 barre sono dei manicotti per facilitare l'inserimento delle barre di controllo. Queste strutture possono contenere fino a 50 *quantità significative* (SQ) di materiale nucleare, come plutonio e uranio, dove 1 SQ corrisponde al materiale sufficiente per una detonazione nucleare. I cilindri sono poi rivestiti da strati di acciaio e cemento armato, per schermare la radioattività residua. [8]

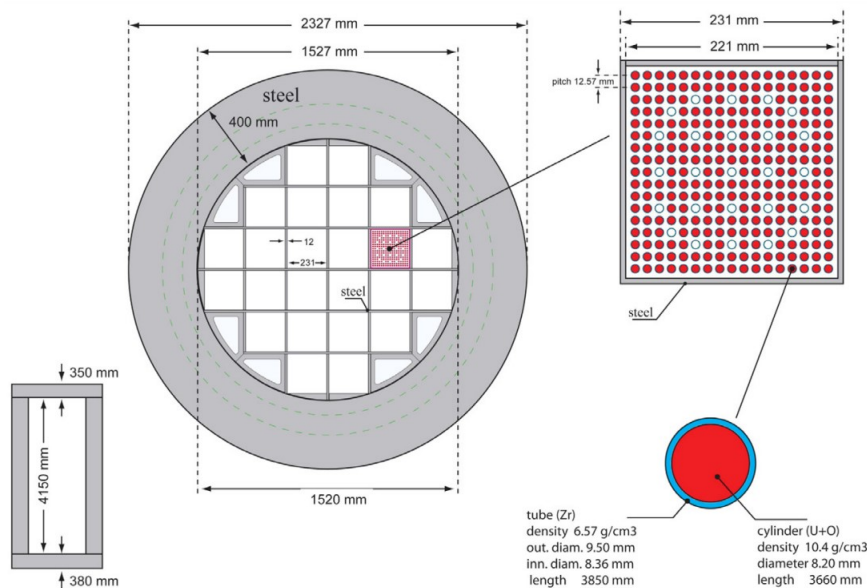


Figura 1.5: Dettaglio di un DPC (Immagine: [8])

È evidente che la sottrazione di materiale radioattivo da questi contenitori rappresenta un grave rischio per la sicurezza e la salute dei civili. I DPC vengono riempiti e chiusi nelle centrali nucleari, ma poi vengono trasportati a strutture adibite allo stoccaggio di lungo periodo. Durante le fasi di trasporto e deposito i metodi di controllo consistono nel monitoraggio costante dei fusti e, per scongiurare la possibilità che delle SQ siano state sottratte dai DPC, si fa affidamento alla CoK. I rifiuti nucleari di questo genere, però, stanno aumentando, man mano che i governi si allontanano dai combustibili fossili, ed è sempre più indispensabile garantire la CoK in maniera sicura. Attualmente, l'unico metodo di ri-verifica dei contenuti dei DPC prevede l'apertura dei fusti, un'operazione che deve essere assolutamente evitata. Per questo motivo, un metodo che permetta di verificare il contenuto dei DPC senza aprirli costituisce una necessità impellente.

1.5 Obiettivi

I rivelatori, per poter ricostruire bene i contenuti dei fusti, devono essere posti vicini al CASTOR[®], in modo da coprire un maggiore angolo di apertura. Tuttavia, i CASTOR[®] non sono inerti, ma emettono una dose di radioattività non trascurabile. Nelle loro prossimità, infatti, c'è una discreta attività in termini di radiazione γ e neutroni come prodotti delle catene di decadimento. Queste particelle (soprattutto i fotoni) lasciano dei segnali sui rivelatori, che rischiano di compromettere la ricostruzione delle tracce. Fortunatamente, due test svolti tra il 2016 e il 2018 negli Stati Uniti e in Germania hanno mostrato che anche in presenza della radiazione emessa dal CASTOR[®] si riesce a ricostruire le tracce muoniche in maniera ragionevole. [8]

In questa tesi si punta ad ottimizzare la presa dati del trigger dei rivelatori, in modo da evitare di prendere dati spuri. Per fare questo, si presentano e si confrontano tre algoritmi che filtrano gli eventi e rigettano il rumore. In un primo momento si simulano gli eventi con il software GEANT4, generando il rumore in maniera casuale. Poi, per verificare i risultati ottenuti con la simulazione, si implementano gli algoritmi sui dati “veri” raccolti dai rivelatori.

(In realtà, un'ulteriore difficoltà è data dal rumore generato dall'elettronica collegata ai rivelatori. Il rumore dovuto alla radiazione del CASTOR[®] è casuale, ma l'elettronica genera degli hit “correlati”, ovvero raggruppati: questo tipo di rumore innesca quasi sempre un segnale di trigger, perciò si investigano dei modi per aggirare questo ostacolo.)

Capitolo 2

Apparato sperimentale

L'esperimento prevede l'utilizzo di quattro rivelatori a tubi a deriva posti intorno a un DPC del tipo CASTOR®. Due sono superlayer “Phi” presi dalle camere CMS con tubi (chiamate “celle”) a sezione rettangolare, mentre gli altri sono dei rivelatori costruiti dal progetto di ricerca MUTOMCA, con tubi a sezione circolare.

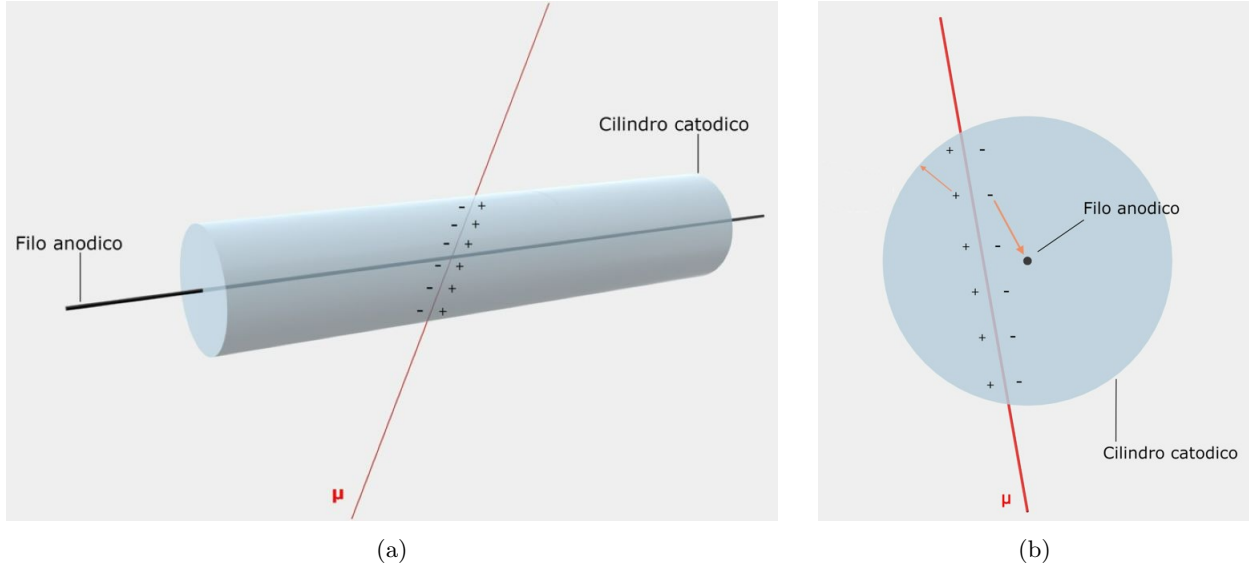
Nel seguito, si presenta prima il funzionamento del generico rivelatore a gas denominato tubo a deriva, poi si descrivono le caratteristiche delle camere a deriva CMS e dei rivelatori MUTOMCA. Dopodiché si fa un cenno al test sulla radioattività svolto nel 2018 in Germania e menzionato nel capitolo precedente. Infine, si descrive la disposizione dei rivelatori nell'esperimento descritto in questa tesi e si presenta il toolkit GEANT4 per il simulatore dei muoni e del loro passaggio attraverso la materia.

2.1 Tubo a deriva

I rivelatori utilizzati si basano sulla tecnologia del tubo a deriva. Il vantaggio principale sta nel fatto che con essi si garantisce l'indipendenza dei tubi, e qualora il filo anodico si rompa, la sua sostituzione è più semplice. [20]

Tipicamente, i tubi sono metallici e hanno sezione rettangolare o circolare. Alle due estremità sono chiusi ermeticamente, mentre all'interno fluisce una miscela di gas. Questa miscela è tipicamente composta da un gas inerte, come un gas nobile, e un gas che funga da “estintore” dell'effetto valanga provocato dalla ionizzazione secondaria. Un filo anodico coassiale con il tubo viene posto a un potenziale elettrico elevato (*high voltage*, HV), mentre il catodo, ovvero il tubo, o parti di esso, è posto a un potenziale elettrico minore. Al passaggio di una particella carica il gas si ionizza, generando un numero di coppie elettrone-ione proporzionale all'energia ceduta dalla particella incidente. Gli elettroni e gli ioni si muovono rispettivamente verso l'anodo e il catodo a velocità di deriva diverse, dove quella degli elettroni è solitamente maggiore. Se il campo elettrico non è sufficientemente intenso, allora prevale la *ricombinazione* della coppia elettrone-ione, ma la maggior parte di rivelatori a gas lavora a tensioni abbastanza elevate da vincere questo effetto. [21]

Figura 2.1: Tubo a deriva



Il campo elettrico interno ha un andamento proporzionale a $\frac{1}{r}$, dove r è la distanza dal filo. Se la differenza di potenziale fra anodo e catodo è sufficientemente elevata, in prossimità del filo il campo è tanto intenso che gli elettroni accelerati ionizzano a loro volta il gas, provocando un effetto “a valanga”, ovvero una ionizzazione secondaria. Infine, la carica così amplificata giunge sull’anodo e il segnale viene raccolto dall’elettronica di lettura posta agli estremi del tubo.

Per ottimizzare la risposta, il rivelatore deve lavorare nella regione di proporzionalità (indicata in figura dalla *proportional region*). In pratica, si ottimizzano le caratteristiche dei tubi a deriva (HV, composizione della miscela di gas) per limitare la ionizzazione secondaria: in tal modo la carica raccolta è proporzionale al numero di coppie prodotte, ovvero all’energia ceduta dalla particella ionizzante. Se si esce da questa regione, per tensioni più elevate, subentrano dei fenomeni non lineari, quale la distorsione del campo elettrico a causa della “nuvola” di ioni positivi che si forma a seguito delle valanghe secondarie, terziarie, ecc. Tipicamente, quindi, i rivelatori a gas lavorano nella regione di proporzionalità, che rilascia l’informazione massima e di migliore qualità. [21]

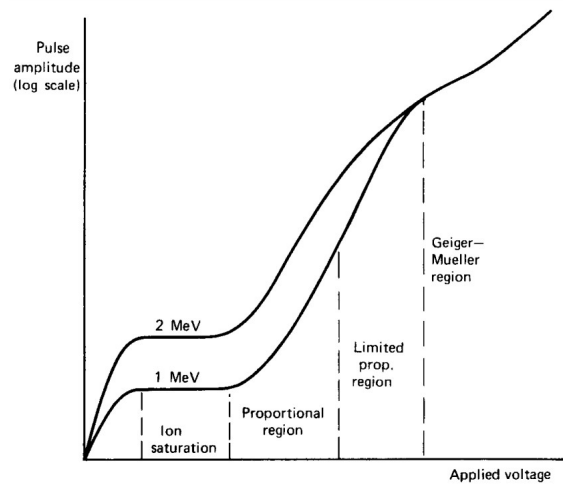


Figura 2.2: Ampiezza del segnale in funzione della tensione applicata tra filo anodico e catodo (Immagine: [21])

I rivelatori che utilizzano questo tipo di tubi a deriva si chiamano *camere a deriva*. Per questo tipo di rivelatori è essenziale la misura del tempo necessario agli elettroni, prodotti per ionizzazione al passaggio della particella, per raggiungere l’anodo. I fili sono disposti parallelamente e permettono di

ricostruire, della traccia, le due coordinate ortogonali alla direzione dei fili del rivelatore. Si ottiene, quindi, con ragionevole accuratezza, la proiezione della traccia sul piano ortogonale ai fili, come in figura 2.1. La terza coordinata, quella parallela ai fili, si riesce a ricostruire, se si collega l'elettronica di lettura a entrambi gli estremi del filo. In questo modo, calcolando la differenza dei tempi con cui i segnali giungono all'elettronica, si può calcolare la coordinata longitudinale, ma con una risoluzione molto più grande delle altre due coordinate. Per esempio, nel caso dei tubi a deriva dell'esperimento, la risoluzione spaziale è di 20 cm. [22]

2.2 Camere a deriva CMS

Le camere a deriva CMS costituiscono un avanzo di produzione per l'esperimento CMS al CERN. Queste hanno dimensioni di $300 \times 250 \text{ cm}^2$, con uno spessore di 29 cm. Sono costituite da 3 strutture, denominate *superlayer* (SL), connesse tra di loro tramite un pannello d'alluminio a "nido d'ape", che conferisce rigidità al sistema. Ogni SL è costituito da 4 strati, chiamati semplicemente *layer*, di tubi a deriva (celle) disposti in parallelo. I layer interni (layer 2 e 3) hanno 72 celle, mentre quelli esterni (1 e 4) hanno 71 celle. Le celle hanno una sezione rettangolare di dimensioni $42 \times 13 \text{ mm}^2$ e sono riempiti da una miscela di gas $\text{Ar}(85\%) + \text{CO}_2(15\%)$, posta ad una pressione leggermente superiore a quella atmosferica per permettere un flusso continuo di gas e per evitare l'ingresso di aria. Inoltre, layer contigui sono sfasati di mezza cella, in modo da costituire una vista "a mattoni". I SL più esterni, chiamati SL Φ , sono quelli che nell'esperimento CMS sono disposti con i fili paralleli all'asse del rivelatore, ovvero paralleli al fascio di particelle, in modo da ricostruire le coordinate ρ , radiale, e ϕ , polare rispetto all'asse, nel piano ortogonale al fascio. Il SL interno, detto SL Θ , invece, nell'esperimento CMS misura la coordinata parallela al fascio.

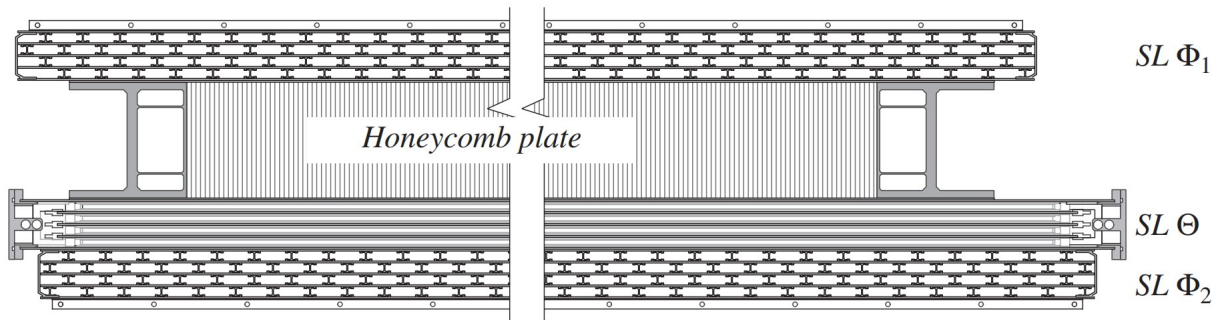


Figura 2.3: Vista in sezione della camera CMS (Immagine: [23])

Le celle sono composte da un filo anodico spesso $50 \mu\text{m}$ passante per il centro, e da strisce elettrodiche poste sulla superficie interna della cella, come mostrato in figura 2.4. Il filo è posto ad un potenziale elettrico di 3700 V, mentre le strisce elettrodiche poste sulla superficie più ampia sono poste ad un potenziale intermedio di 1800 V e le strisce catodiche sono poste ad un potenziale negativo di -1200 V. Questa disposizione genera un campo elettrico approssimativamente uniforme all'interno della cella, che si traduce in una velocità di deriva degli elettroni approssimativamente costante di $55 \mu\text{m/ns}$. [24]

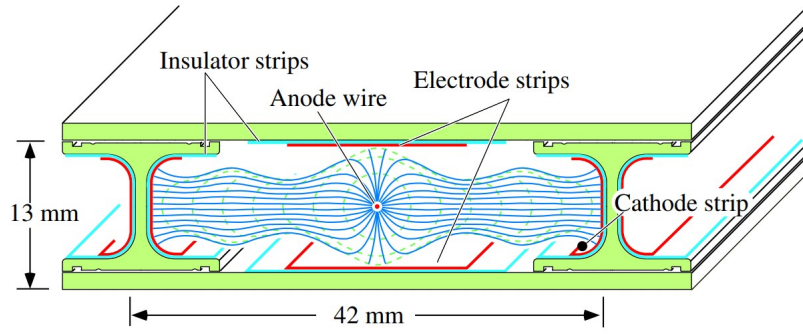


Figura 2.4: Vista in sezione della cella delle camere CMS (Immagine: [25])

Il segnale propagato lungo il filo viene processato dalle *front-end electronics* (FE), che includono anche un preamplificatore e uno shaper, dopodiché viene trasmesso all'elettronica di trigger e al TDC (*time-to-digital converter*), che misura il tempo di deriva degli elettroni rispetto al passaggio del muone. L'elettronica di trigger verifica prima di tutto che i segnali (ovvero gli hit nelle celle) nei 4 layer contigui di un SL Φ siano allineati; un secondo dispositivo verifica, poi, l'allineamento delle tracce lasciate nei due SL Φ . Se queste condizioni di allineamento sono verificate, viene emesso un segnale di trigger a un tempo fissato dopo il passaggio della particella. Il TDC viene usato in modalità *common-stop*: in corrispondenza del segnale di trigger viene emesso un segnale di stop, che viene trasmesso al TDC. Tutti i segnali ricevuti sui fili in un intervallo temporale fissato (di $1.2 \mu\text{s}$) precedente all'istante di stop vengono raccolti e trasmessi alla DAQ (*data acquisition system*). In questa maniera si possono ottenere il tempo di passaggio del muone, indicato con t_0 e misurato in conteggi TDC (corrispondenti a $25/32 \text{ ns}$), e il tempo di deriva degli elettroni.

La camera CMS, quindi, è in grado di "triggerare" da sola, senza l'aiuto di un rivelatore esterno. Imponendo alcune ulteriori condizioni al trigger, si è riuscito a ridurre la frequenza di trigger a circa 350 Hz , considerando che la frequenza di muoni cosmici attraverso una camera è di circa 800 Hz .

Infine, la risoluzione spaziale per le componenti delle tracce ortogonali al piano dei fili è di circa $200 \mu\text{m}$. [23, 24]

2.3 Rivelatori MUTOMCA

I rivelatori a tubi a deriva costruiti dalla collaborazione MUTOMCA sono costituiti da 6 layer di tubi cilindrici di alluminio lunghi 4.5 m , spessi 1.5 mm e con un diametro di 5 cm . I layer hanno 30 o 31 tubi ciascuno, in modo alternato. All'interno, il gas che fluisce è lo stesso delle celle. Il filo anodico coassiale è di rame al berillio ed è spesso $100 \mu\text{m}$: inoltre, è tenuto a una tensione meccanica di 6 N ed è a una HV di 3000 V , mentre il tubo di alluminio è connesso a terra. Come evidenziato nella figura 2.5, il terzo e il quarto layer sono leggermente separati, in modo da ridurre le ambiguità nella ricostruzione della traccia dovute alla simmetria circolare dei tubi e dei tempi di deriva. [22]

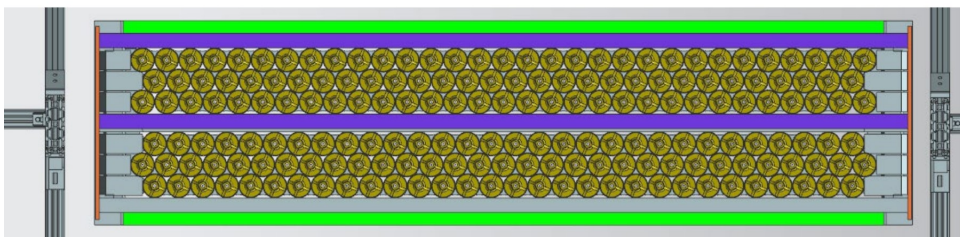


Figura 2.5: Vista in sezione del rivelatore a tubi MUTOMCA (Immagine: [22])

Il campo elettrico all'interno dei tubi cilindrici scala radialmente come $\frac{1}{r}$. Questo vuol dire che la velocità di deriva nei tubi non sarà generalmente costante, a differenza del caso delle celle. Il segnale ricevuto dai fili viene poi trasmesso a un'elettronica simile a quella delle camere CMS. Infine, la risoluzione spaziale della coordinata ortogonale al piano dei fili è di circa 350 μm , mentre nella direzione parallela ai fili è di 20 cm. [19, 22]

2.4 Test sulla radioattività emessa

I DPC emettono una significativa radioattività, data principalmente da fotoni energetici (radiazione γ) e neutroni. L'ambiente circostante del CASTOR[®] è, quindi, molto “rumoroso”, per la rivelazione di particelle cariche. Nel 2018 è stato svolto un test alla centrale nucleare di Neckarwestheim, in Germania, che ha dimostrato che le tracce delle particelle si riescono a ricostruire bene anche in prossimità di un DPC.¹ Nel test, utilizzando un prototipo di rivelatore con 64 tubi cilindrici lunghi 2 m, denominato camera 64, è stata misurata una dose di 14 $\mu\text{Sv/h}$ per radiazione γ e di 29 $\mu\text{Sv/h}$ per neutroni a una distanza di 22 cm, mentre a grande distanza è stata misurata una dose praticamente nulla. Inoltre, la probabilità di avere un segnale di rumore sincrono con il passaggio di un muone è stata calcolata essere minore dell'1% per la camera 64. Questo valore può essere successivamente estrapolato per un rivelatore più grande. [19]



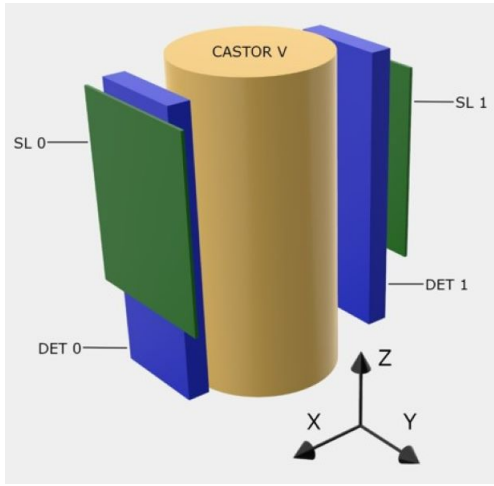
Figura 2.6: Camera 64 in prossimità di un CASTOR[®], a Neckarwestheim (Immagine: [19])

2.5 Disposizione rivelatori

Come accennato all'inizio di questo capitolo, non vengono utilizzate le camere a deriva intere, ma solamente due superlayer Φ . D'ora in avanti, i superlayer verranno indicati con l'abbreviazione “SL”, mentre i rivelatori a tubi cilindrici del gruppo MUTOMCA verranno indicati con “DET”.

I rivelatori sono disposti come in figura, e sono accoppiati in modo tale che un SL e un DET costituiscano un unico modulo che possa essere spostato in diverse configurazioni attorno al CASTOR[®]. Le celle SL sono disposte parallelamente alla direzione y del sistema di riferimento indicato in figura, mentre i tubi dei DET sono verticali, quindi paralleli all'asse z . Inoltre, si indica con SL 0 e DET 0 la coppia di rivelatori che si trova nella porzione di spazio con $x > 0$, mentre SL 1 e DET 1 si trovano in $x < 0$.

¹Il modello di riferimento è il CASTOR[®] V/19



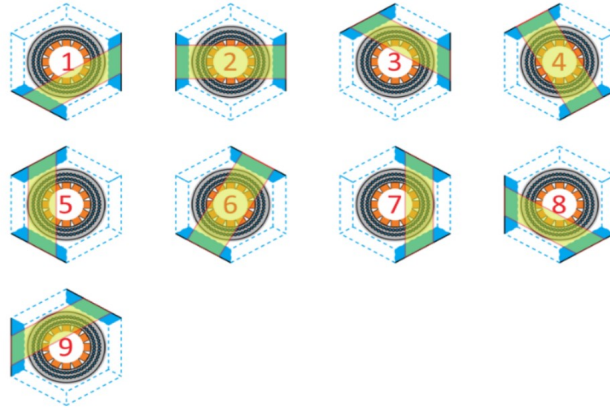
(a) Sistema di riferimento



(b) Modulo costituito dai due rivelatori

Figura 2.7

Idealmente, per ricostruire al meglio l'immagine 3D dell'interno del CASTOR[®], sarebbe necessario un rivelatore che lo circondasse interamente. Per ragioni di costo, non è stato possibile realizzare un tale rivelatore, perciò si dovranno ruotare i due moduli in diverse posizioni attorno al fusto, come mostrato in figura 2.8, in modo da ottenere tracce di muoni da tutte le direzioni.

Figura 2.8: Disposizione dei moduli attorno al CASTOR[®] (Immagine: [26])

Nell'esperimento si usano due configurazioni: per la prima, i due moduli sono posti a 0° e 180° rispetto all'asse x , visto nel piano xy ; per la seconda, i due moduli sono poste una a 0° e l'altra a 120° rispetto all'asse x . Per garantire la precisione nel posizionamento reciproco dei rivelatori si effettuano dei test di allineamento che vengono omessi in questa tesi (e che sono specificati in [26]). Per l'allineamento rispetto al CASTOR[®], invece, vengono utilizzati due ulteriori rivelatori, chiamati LEMMA, che vengono posizionati sopra al CASTOR[®] e che sono costituiti da 4 layer, uguali a quelle dei SL, ma con sole 16 celle. Praticamente, si registrano le tracce di muoni che attraversano il LEMMA e uno dei DET (o SL), e si calcola la distanza percorsa dalla particella. Una misura dell'angolo e delle posizioni in cui è passato il muone attraverso il LEMMA e l'altro rivelatore, poi, permette di determinare il posizionamento del modulo rispetto al DPC.

Capitolo 3

Analisi dati

Nei capitoli precedenti si è affermato che il flusso di muoni attraverso un SL Φ è di circa 800 Hz, e che per prendere un evento si sfrutta la coincidenza tra segnali dovuti al passaggio di un muone cosmico, in un intervallo largo $1.2\text{ }\mu\text{s}$. Questo tempo di coincidenza di $1.2\text{ }\mu\text{s}$, centrato sull'istante in cui viene emesso il segnale di stop, è superiore al tempo di deriva massimo degli elettroni. La frequenza massima di trigger, quindi, si può ottenere come $\nu_{trigger}^{max} = (1.2\text{ }\mu\text{s})^{-1} \simeq 800\text{ kHz}$. L'obiettivo è ridurre la frequenza di trigger, dovuta a cause diverse rispetto al passaggio di un muone cosmico, a un numero comparabile al flusso di muoni attraverso le camere. Mentre è necessario scartare il più possibile gli eventi che non contengano tracce muoniche, allo stesso tempo, però, gli algoritmi di filtro non devono essere troppo selettivi da scartare eventi utili. Questa richiesta indirizza verso lo sviluppo di un algoritmo semplice che, oltre ad essere efficace nella reiezione del rumore e nella ritenzione delle tracce, deve anche essere facilmente implementabile sull'hardware. Quest'ultimo vincolo incoraggia l'uso di filtri che utilizzano una logica di base, mentre scoraggia l'uso di quelli che utilizzano operazioni matematiche o procedure più complesse. In particolare, si noti che lo sviluppo dell'hardware prevede che il filtro sia posizionato a monte del resto dell'elettronica che seleziona gli eventi. Questa può essere composta solamente dalla logica di trigger, oppure da un certo numero di moduli che dipendono dalla suddivisione in macrocelle; dentro ognuno di questi moduli, poi, si trova una logica di trigger.

Nel seguito, si presentano 3 filtri e il metodo delle *macrocelle* (MC), e si applicano a due prese dati di simulazione con le configurazioni $0^\circ\text{-}180^\circ$ e $0^\circ\text{-}120^\circ$. Per le due configurazioni si considerano 3 casi: nel primo si hanno solamente muoni, e si verifica la capacità degli algoritmi di ritenere gli eventi utili; nel secondo si ha solamente rumore, e si verifica la sua reiezione; infine, si considerano eventi in cui il rumore giunge sincrono con un muone. I test per i filtri sono stati svolti prima con i SL Φ , con condizioni di trigger imposte a minimo 3 o 4 layer colpiti, e poi con i rivelatori MUTOMCA (DET), con minimo 4 o 5 layer colpiti. Per concludere, si discute la reale efficacia di un trigger applicato direttamente ai rivelatori MUTOMCA che deve fare i conti con il rumore correlato dell'elettronica, e infine si effettua una mappatura dei tubi "morti", ovvero quelli che non rilasciano mai un segnale.

3.1 Algoritmi di filtro

Filtro1

Il primo filtro è il più semplice: per ogni hit su un rivelatore controlla se ce ne sia un altro in una posizione adiacente. In altre parole, controlla su tutto il rivelatore se ci sono due hit adiacenti. In caso affermativo, conserva l'evento, altrimenti lo scarta.

Filtro2

Il secondo filtro utilizza l'ipotesi che se una traccia è pulita (niente rumore) allora la distanza fra gli hit in layer contigui è minima. Per una traccia molto inclinata si può avere che gli hit distino un po' di più, ma comunque raramente distano più di $1/2$ celle. Si effettua, quindi, una somma sulle

distanze (in termini di numero di cella) fra hit in layer contigui e si divide per il numero di addendi. In altre parole, si calcola una media delle distanze fra gli hit in layer contigui. Infine, ottenuta una distribuzione del valore di questa media per tutti gli eventi, che sarà chiamata *estimatore* d'ora in avanti, si controlla se c'è un valore limitante entro cui si possono ritenere la maggior parte di eventi utili e scartare gli eventi di solo rumore.

Filtro3

L'ultimo filtro proposto riprende l'idea delle “adiacenze”: per ogni hit controlla se ce ne siano altri due adiacenti. In altre parole, controlla per ogni evento se ci sono 3 hit adiacenti.

3.2 Macrocelle (MC)

Il metodo delle macrocelle consiste nel dividere il volume sensibile di un rivelatore in sezioni più piccole e, per ognuna di queste, applicare le condizioni di trigger. Dato che la quantità di rumore (dovuta alla radiazione) raccolta da un rivelatore è approssimativamente proporzionale al suo volume, ci si aspetta che, riducendo il volume su cui applicare le condizioni di trigger, la probabilità di trovare hit di rumore diminuisca notevolmente.

Per trovare la larghezza ottimale delle macrocelle, si effettua un test preliminare. In una presa dati simulata si considerano solamente gli eventi che passano per un SL da un lato del CASTOR[®] e che puntano approssimativamente al DET opposto¹, come mostrato in figura 3.1.

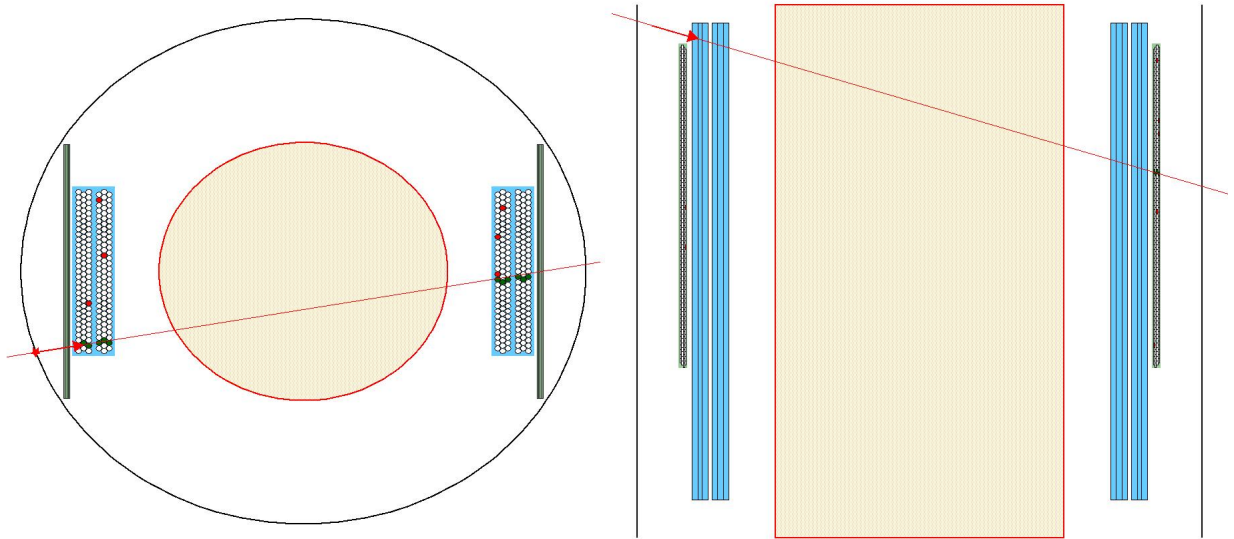
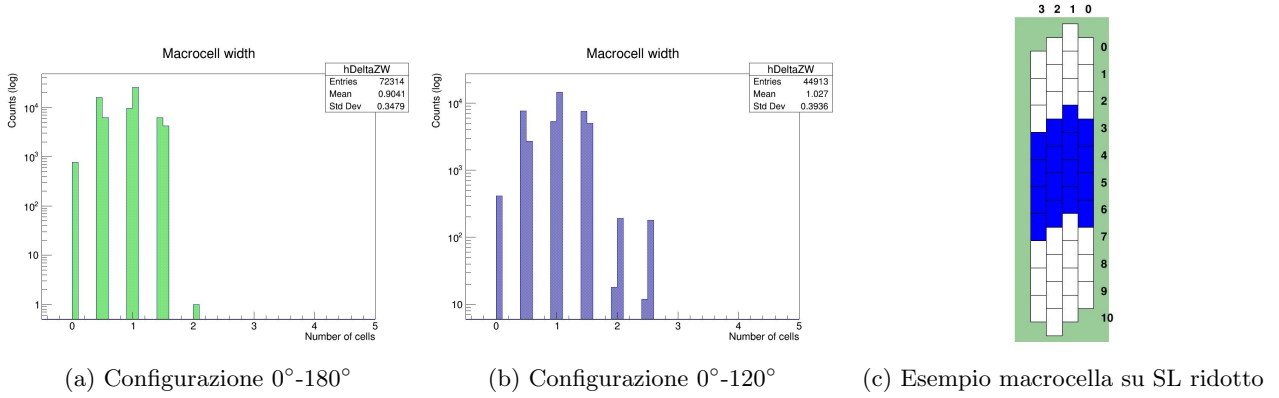


Figura 3.1: Esempio di evento utile che soddisga la richiesta di “puntamento”

Per questi eventi si dice che soddisfano la condizione di “puntamento”, e si conta in ordine di numero di celle la distanza massima fra gli hit nel primo e ultimo layer.

¹Per “approssimativamente” si intende che la traccia del muone rientra nel volume dei rivelatori entro un margine di 15 cm dalla loro superficie, per includere eventuali tracce che hanno subito una deflessione nell’attraversamento del CASTOR[®]

Figura 3.2: Ampiezza macrocella



Gli eventi di maggiore interesse, chiaramente, sono quelli che colpiscono tutti e 4 i layer, e che quindi potrebbero avere l'inclinazione (rispetto al SL) massima. Dai grafici 3.2a e 3.2b si evince che il massimo scarto fra gli hit nel primo e nell'ultimo layer è di 2 celle per la configurazione 0°-180° e di 2.5 celle per la configurazione 0°-120°. Per essere conservativi, si pone l'ampiezza della macrocella a 4. Dopodiché, per coprire tutto il volume del rivelatore, si utilizza uno *step* di 1. In altre parole, la macrocella controlla l'area di 16 celle che le compete; se non ha soddisfatto le condizioni per emettere il segnale di trigger, si sposta di 1 cella, e così via finché non triggera.

3.3 Trigger SL

3.3.1 Solo muoni

Configurazione 0°-180°: si generano 1'171'637 eventi che colpiscono almeno uno dei due SL. Di questi, gli eventi che soddisfano il puntamento sono 72'314.

Configurazione 0°-120°: si generano 1'164'628 eventi che colpiscono almeno uno dei due SL. Di questi, gli eventi che soddisfano il puntamento sono 44'913.

Nel seguito si riportano i risultati numerici e le percentuali riferite al numero totale di muoni che soddisfano la richiesta di puntamento al rivelatore opposto.

Macrocelle

MC	Eventi triggerati 0°-180°:		Eventi triggerati 0°-120°:	
	3 layer	4 layer	3 layer	4 layer
No	71'275 (98.6%)	70'632 (97.7%)	44'441 (98.9%)	44'000 (98.0%)
Sì	71'275 (98.6%)	70'630 (97.7%)	44'441 (98.9%)	43'999 (98.0%)

Tabella 3.1

Filtro1

Configurazione 0°-180°: utilizzando il filtro1, si riduce il numero di eventi a 71'800.

Configurazione 0°-120°: utilizzando il filtro1, si riduce il numero di eventi a 44'675.

Filtro1	MC	Eventi triggerati 0°-180°:		Eventi triggerati 0°-120°:	
		3 layer	4 layer	3 layer	4 layer
Sì	No	71'275 (98.6%)	70'632 (97.7%)	44'441 (98.9%)	44'000 (98.0%)
Sì	Sì	71'275 (98.6%)	70'630 (97.7%)	44'441 (98.9%)	43'999 (98.0%)

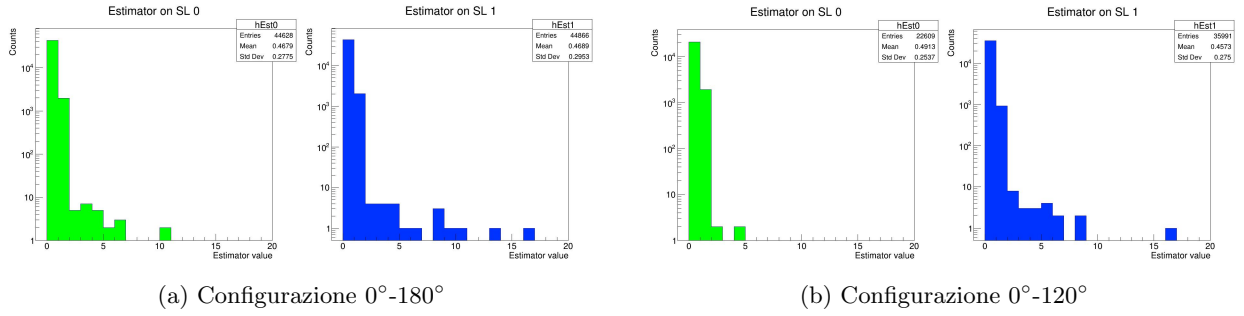
Tabella 3.2

Il filtro1, insieme alle macrocelle, è in grado di ritenere la maggior parte di eventi utili; se si considera la condizione di trigger più conservativa, con soglia a 3 layer, del totale di eventi che soddisfa la richiesta di puntamento viene scartato l'1.4% per la configurazione 0°-180° e l'1.1% per la configurazione 0°-120°. Si noti, inoltre, come l'introduzione o meno delle macrocelle non cambi i risultati². Per questo motivo, nel seguito di questa sezione si trascura il loro contributo.

Filtro2

Come si può vedere dalla figura 3.3 e dalla tabella 3.3, limitando l'estimatore a 2 per le due configurazioni, si ritiene la maggioranza degli eventi³. Per la scelta definitiva, si considerino i risultati di eventi con rumore sincro, nella sezione 3.3.3.

Figura 3.3



Limite estimatore	Configurazione 0°-180°			Configurazione 0°-120°		
	Eventi filtrati	Eventi triggerati:		Eventi filtrati	Eventi triggerati:	
		3 layer	4 layer		3 layer	4 layer
4	72'289 (~ 100%)	71'250 (98.5%)	70'608 (97.6%)	44'899 (~ 100%)	44'427 (98.9%)	43'987 (97.9%)
3	72'278 (~ 100%)	71'239 (98.5%)	70'597 (97.6%)	44'895 (~ 100%)	44'424 (98.9%)	43'984 (97.9%)
2	72'269 (~ 100%)	71'230 (98.5%)	70'589 (97.6%)	44'888 (~ 100%)	44'417 (98.9%)	43'977 (97.9%)

Tabella 3.3

Il numero di eventi ritenuti è simile, ma leggermente minore di quello del filtro1, che si può quindi considerare superiore, in quanto non è vincolato dall'arbitrarietà della scelta del valore limitante dell'estimatore.

Filtro3

Configurazione 0°-180°: utilizzando il filtro3, si riduce il numero di eventi a 71'314.

Configurazione 0°-120°: utilizzando il filtro3, si riduce il numero di eventi a 44'473.

Filtro3	MC	Eventi triggerati 0°-180°:		Eventi triggerati 0°-120°:	
		3 layer	4 layer	3 layer	4 layer
Si	No	71'265 (98.5%)	70'632 (97.7%)	44'436 (98.9%)	43'999 (98.0%)
Si	Si	71'265 (98.5%)	70'630 (97.7%)	44'436 (98.9%)	43'998 (98.0%)

Tabella 3.4

²Si perdono 2 e 1 eventi nelle due configurazioni, ma questi sono dovuti a patologie negli eventi simulati.

³I numeri di eventi riportati nei grafici sono diversi da quelli di riferimento (72'314 per 0°-180° e 44'913 per 0°-120°) perché in questo caso si stanno guardando i due SL separatamente.

Come si evince da questi numeri, l'applicazione del filtro3 non modifica i dati già ottenuti per il filtro1. Almeno per quanto riguarda la ritenzione delle tracce muoniche, il filtro1 è sufficiente.

3.3.2 Solo rumore

Le fonti di rumore che lasciano un segnale sui rivelatori sono essenzialmente due: il CASTOR[®], che emette fotoni e neutroni, e l'elettronica legata ai rivelatori MUTOMCA.

Il rumore dovuto alla radiazione emessa dal CASTOR[®] può essere simulato nel seguente modo: per ogni evento viene generato un numero casuale di hit di rumore secondo una distribuzione poissoniana di media 2.6, dove il valore medio è riferito ad un SL. Quindi, generando hit di rumore sui due SL, si può usare una poissoniana di media 5.2. Gli hit di rumore vengono quindi distribuiti casualmente sui due rivelatori.

Il rumore dovuto all'elettronica, invece, risulta essere fortemente correlato. In altre parole, si manifesta con una frequenza minore rispetto al rumore del CASTOR[®], ma i fili che rilasciano un segnale tendono ad essere agglomerati. Chiaramente, questo tipo di rumore riuscirebbe a passare tutti i filtri finora proposti, ma sui SL Φ è fortemente soppresso, mentre sui DET non si può ignorare, come si vedrà nella sezione 3.5.

Per testare l'efficacia dei filtri nel rigettare il rumore del CASTOR[®] si effettuano delle prese dati da 800'000 eventi, con rumore simulato, in modo da confrontare il numero di eventi filtrati direttamente con la frequenza massima di trigger, 800 kHz.

Macrocelle

MC	Eventi triggerati:	
	3 layer (Hz)	4 layer (Hz)
Sì	10900	120

Tabella 3.5

Filtro1

Filtro1	MC	Eventi filtrati (Hz)	Eventi triggerati:	
			3 layer (Hz)	4 layer (Hz)
Sì	No	84800	60800	17600
Sì	Sì	84800	5900	100

Tabella 3.6

È subito evidente che la combinazione di filtro1 e macrocelle porta ad ottimi risultati, in particolare con la condizione di trigger più stringente.

Filtro2

Come si può vedere dalla figura 3.4, il valore dell'estimatore è molto più distribuito e arriva a un massimo di 71, che corrisponde al caso in cui si hanno 2 soli hit di rumore, in layer contigui, che distano 71 celle.

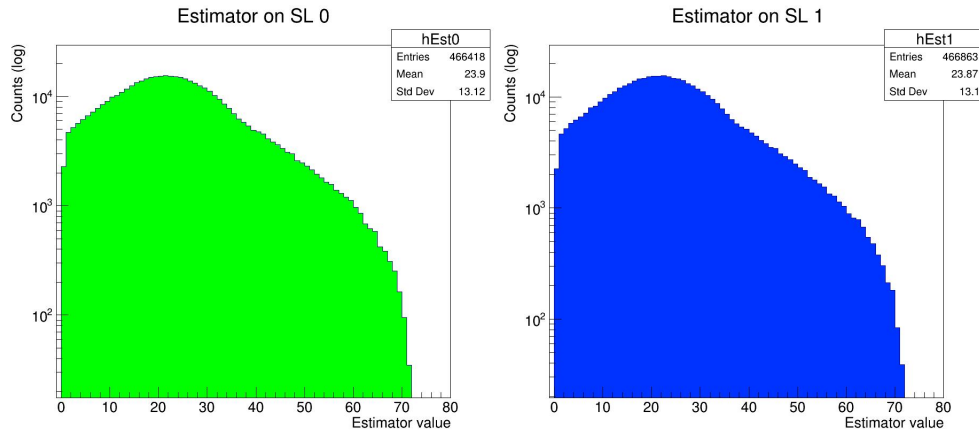


Figura 3.4: Distribuzione dell'estimatore per il filtro2 sui due SL

Per limitare la presa di dati spuri, si ripropongono i valori limite per l'estimatore introdotti nel caso di soli muoni.

Filtro2	MC	Limite estimatore	Eventi triggerati:	
			3 layer (Hz)	4 layer (Hz)
Sì	No	4	8300	110
		3	6000	40
		2	4000	< 1
Sì	Sì	4	1040	< 1
		3	880	< 1
		2	640	< 1

Tabella 3.7

Alcuni risultati riportano il valore < 1 , per indicare che hanno una frequenza estremamente bassa, e che la statistica risulta essere troppo poca per effettuare una stima più accurata. In ogni caso, è evidente che anche in questo caso, l'apporto delle macrocelle è significativo.

Filtro3

Filtro3	MC	Eventi filtrati	Eventi triggerati:	
			3 layer	4 layer
Sì	No	3200	2560	960
Sì	Sì	3200	880	< 1

Tabella 3.8

3.3.3 Rumore sincrono con muoni

Per testare l'efficacia dei filtri quando si hanno hit di rumore sincroni con i muoni, si effettuano 100 prese dati da 50'000 eventi.

Configurazione 0° - 180° : 707 eventi soddisfano puntamento.

Configurazione 0° - 120° : 456 eventi soddisfano puntamento.

Ci si aspetta che le percentuali di eventi utili, calcolate rispetto agli eventi che soddisfano il puntamento, siano poco maggiori rispetto a quelle ottenute nel caso di soli muoni.

Macrocelle

MC	Eventi triggerati 0°-180°:		Eventi triggerati 0°-120°:	
	3 layer	4 layer	3 layer	4 layer
No	$(99.5 \pm 0.2)\%$	$(98.3 \pm 0.3)\%$	$\sim 100\%$	$(99.4 \pm 0.3)\%$
Sì	$(98.6 \pm 0.1)\%$	$(97.6 \pm 0.1)\%$	$\sim 100\%$	$(98.7 \pm 0.1)\%$

Tabella 3.9

Filtro1

Filtro3	MC	Eventi triggerati 0°-180°:		Eventi triggerati 0°-120°:	
		3 layer	4 layer	3 layer	4 layer
Sì	No	$(98.9 \pm 0.1)\%$	$(98.2 \pm 0.2)\%$	$\sim 100\%$	$(99.4 \pm 0.2)\%$
Sì	Sì	$(98.6 \pm 0.1)\%$	$(97.6 \pm 0.1)\%$	$\sim 100\%$	$(98.8 \pm 0.1)\%$

Tabella 3.10

Filtro2

Il filtro2 non ha molto successo nel caso di rumore sincrono con le tracce muoniche. Considerando anche gli hit di rumore, gli hit totali per un evento sono di più rispetto al caso di soli muoni e, conseguentemente, il valore dell'estimatore aumenta e la distribuzione si dilata. I tassi di accettazione degli eventi, con i valori limitanti dell'estimatore proposti nella sezione precedente, sono visibilmente inaccettabili. Ad esempio, limitando l'estimatore a 4 e chiedendo un minimo di 3 layer colpiti, si ritengono solamente l'8% degli eventi utili. Non si riportano i dati.

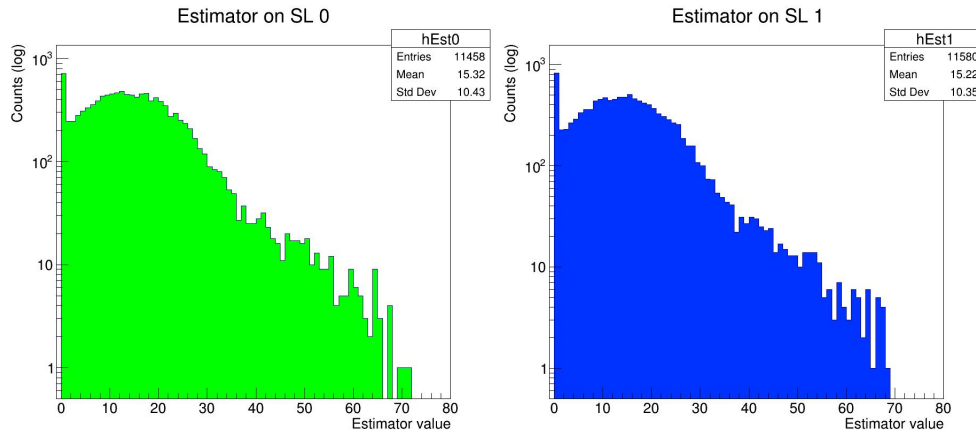


Figura 3.5: Esempio della configurazione 0°-180°

Filtro3

Filtro3	MC	Eventi triggerati 0°-180°:		Eventi triggerati 0°-120°:	
		3 layer	4 layer	3 layer	4 layer
Sì	No	$(98.7 \pm 0.1)\%$	$(98.1 \pm 0.2)\%$	$\sim 100\%$	$(99.4 \pm 0.3)\%$
Sì	Sì	$(98.6 \pm 0.1)\%$	$(97.6 \pm 0.1)\%$	$\sim 100\%$	$(98.8 \pm 0.1)\%$

Tabella 3.11

3.4 Trigger DET

Per il caso dei rivelatori MUTOMCA, non si utilizzano le macrocelle. Dei test sull'efficacia delle macrocelle nel rigettare il rumore hanno mostrato che la suddivisione migliore per i DET è in una sola

macrocella di larghezza 31, cioè grande quando il rivelatore stesso.

3.4.1 Solo muoni

Configurazione 0° - 180° : si generano 1'328'727 eventi che colpiscano almeno uno dei due DET. Di questi, gli eventi che soddisfano il puntamento sono 69'826.

Configurazione 0° - 120° : si generano 1'319'737 eventi che colpiscano almeno uno dei due SL. Di questi, gli eventi che soddisfano il puntamento sono 37'165.

Per il trigger si salta il caso di minimo 6 layer colpiti, perché i tassi di accettazione si abbassano drasticamente. Ad esempio, per il filtro1 si ottengono i valori: 55'304 (79.2%) per la configurazione 0° - 180° e 29'186 (78.5%) per la configurazione 0° - 120° . La riduzione dei tassi di ritenzione si devono alla configurazione geometrica del rivelatore: a differenza dei SL, i DET hanno degli spazi “vuoti”, e i muoni possono passare tra due tubi adiacenti, restando tangenti alla loro superficie. Se i due tubi adiacenti tra cui passa il muone si trovano nello stesso layer, allora può avvenire che la traccia non sia continua, ma presenti un'interruzione.

Nel seguito si riportano i risultati numerici e le percentuali riferite al numero totale di muoni che soddisfano la richiesta di puntamento al rivelatore opposto.

Filtro	Eventi filtrati	Eventi triggerati 0° - 180° :		Eventi filtrati	Eventi triggerati 0° - 120° :	
		4 layer	5 layer		4 layer	5 layer
1	68'669	67'002 (96.0%)	65'266 (93.5%)	35'833	31'996 (86.1%)	31'136 (83.8%)
3	67'340	66'638 (95.4%)	65'266 (93.5%)	35'195	31'965 (86.0%)	31'116 (83.7%)

Tabella 3.12

Filtro	Limite estimatore	Eventi triggerati 0° - 180° :		Eventi triggerati 0° - 120° :	
		4 layer	5 layer	4 layer	5 layer
2	4	66'988 (95.9%)	65'252 (93.4%)	31'992 (86.1%)	31'132 (83.8%)
	3	66'968 (95.9%)	65'236 (93.4%)	31'981 (86.1%)	31'122 (83.7%)
	2	66'937 (95.9%)	65'208 (93.4%)	31'956 (86.0%)	31'098 (83.7%)

Tabella 3.13

3.4.2 Solo rumore

Nuovamente qui si confrontano le frequenze del trigger vincolato dalle condizioni sul numero di layer.

Filtro	4 layer (Hz)	5 layer (Hz)
1	61600	15840
3	60	16

Tabella 3.14

Filtro	Limite estimatore	4 layer (Hz)	5 layer (Hz)
2	4	110	10
	3	64	3
	2	40	<1

Tabella 3.15

In particolar modo il filtro2 e il filtro3 con minimo 5 layer generano segnali di trigger con frequenze molto basse.

3.4.3 Rumore sincrono con muoni

Si effettuano nuovamente 100 prese dati da 50'000 eventi. Gli eventi che soddisfano il puntamento sono rispettivamente 686 per 0° - 180° e 374 per 0° - 120° .

Filtro	Eventi triggerati 0° - 180° :		Eventi triggerati 0° - 120° :	
	4 layer (Hz)	5 layer (Hz)	4 layer (Hz)	5 layer (Hz)
1	$(97.9 \pm 0.3)\%$	$(96.1 \pm 0.3)\%$	$(93.5 \pm 0.7)\%$	$(89.3 \pm 0.6)\%$
3	$(96.5 \pm 0.2)\%$	$(95.5 \pm 0.3)\%$	$(92.5 \pm 0.6)\%$	$(88.1 \pm 0.7)\%$

Tabella 3.16

Le percentuali di eventi ritenuti sono minori di quelle nel caso in cui si applica il trigger al SL.

3.5 Applicazione trigger DET con dati veri

Come accennato in precedenza, il rumore dovuto all'elettronica è corposo sui rivelatori MUTOMCA, mentre sui SL Φ è trascurabile. Questo fatto rende il trigger del SL molto efficiente nel ritenere solamente gli eventi utili, ma ci si chiede anche se si può applicare un trigger direttamente ai DET: il numero minimo di layer con segnale deve essere adattato ai 6 layer del rivelatore, e si devono incorporare dei vincoli sui numeri minimo e massimo di hit. Sono stati raccolti, quindi, dei dati "veri" con uno dei moduli contenenti i rivelatori, chiedendo che fossero soddisfatte le condizioni di trigger del SL. Nella figura 3.6 si può vedere la distribuzione del numero di hit su un DET, e come la coda molto lunga per valori maggiori di 10 indichi la presenza di molti hit spuri.

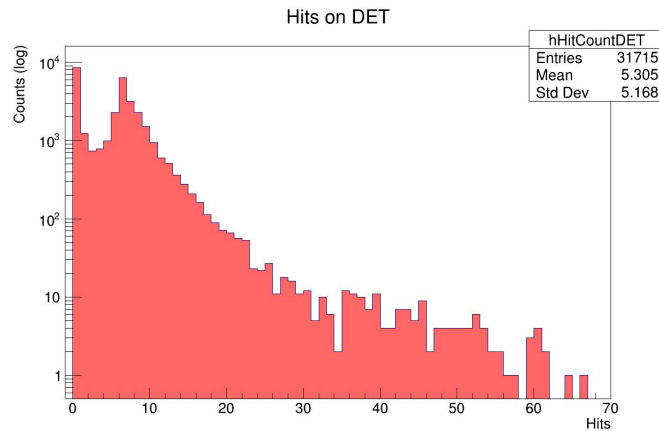


Figura 3.6: Distribuzione di hit sul DET per ogni evento

Dopodiché, si noti che la tipologia di filtri proposti non permetta di raccogliere dati che siano in larga parte privi di rumore. La correlazione tra gli hit, infatti, rende inefficace la logica basata sulle adiacenze del filtro1 e del filtro3, mentre il filtro2 è palesemente svantaggiato dalla presenza di così tanti hit dovuti al rumore. Anche la suddivisione in macrocelle non risolve il problema, sempre per via del rumore correlato. Ad ogni modo, anche se molto difficile da rigettare con semplici algoritmi, il rumore dovuto all'elettronica fortunatamente non è abbastanza frequente: in una presa dati si è potuto effettuare un trigger basato sui tubi stessi richiedendo provvisoriamente segnali su tutti e 6 i layer. In quel caso l'occorrenza di eventi dovuti chiaramente al rumore dell'elettronica si è rivelata inferiore al 10% dei dati raccolti. Considerando che il problema dell'elettronica rumorosa potrà essere mitigato con l'installazione finale del rivelatore, il risultato ottenuto può già essere considerato soddisfacente⁴.

⁴Un ulteriore accorgimento che si può implementare sui DET consiste nell'alzare la soglia minima d'intensità del segnale per riconoscere un hit in un tubo, ma anche questo argina solo momentaneamente il problema dell'elettronica.

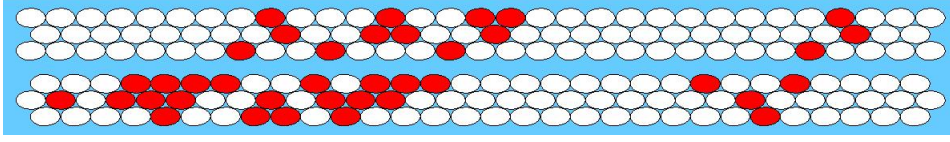


Figura 3.7: Esempio di evento in cui il rumore non permette il riconoscimento della traccia

3.6 Mappatura tubi morti

Nei tubi a deriva dei rivelatori MUTOMCA possono esserci dei difetti di fabbricazione che possono portare alla rottura di un filo oppure al malfunzionamento di alcune componenti dell'elettronica. Per uno dei tubi, infatti, si è osservato ad entrambe l'estremità che il circuito fra anodo e catodo era aperto, il che ha fatto sospettare una rottura del filo in due punti diversi.

Per identificare i tubi non funzionanti, si è effettuato un test con dati veri, e sono stati prodotti degli istogrammi che mostrino la frequenza di hit in ogni tubo del rivelatore. Dalla figura 3.8 si può vedere che il tubo 14 del layer 5 rilascia pochissimo segnale. L'assenza di segnale in un tubo, quindi, può comportare il fallimento di un filtro, soprattutto quelli che cercano hit adiacenti: infatti tutte le tracce che passano per quel tubo risulterebbero interrotte.

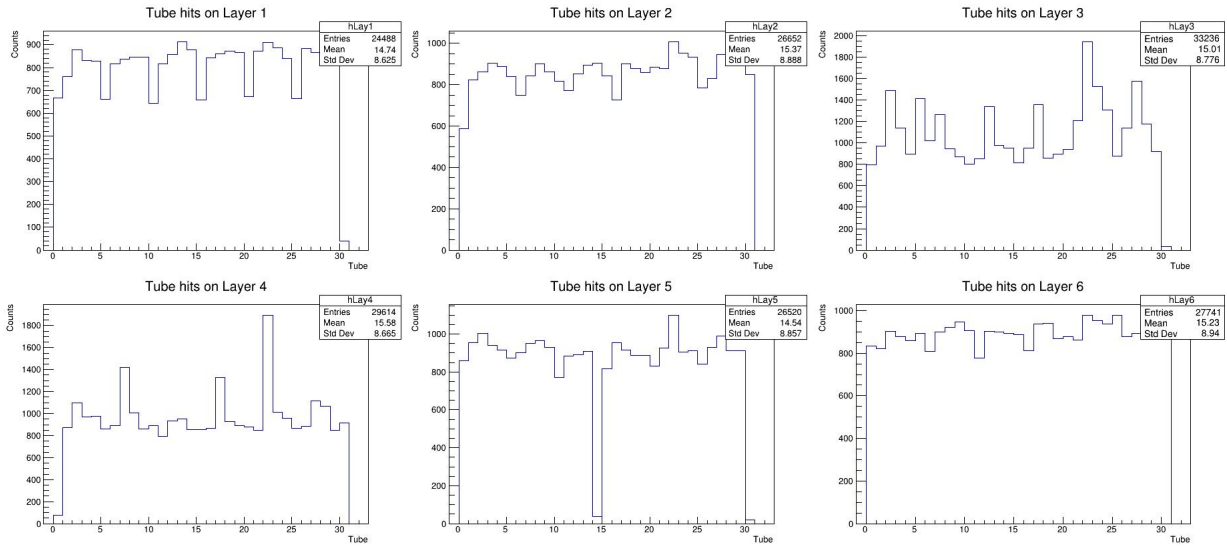


Figura 3.8: Occupazione tubi rivelatori MUTOMCA

Conclusioni

Si sono visti 3 tipi di filtri diversi, che sono stati combinati di volta in volta con il metodo delle macrocelle per il SL, ma non per il DET.

Nel caso in cui si avessero solamente muoni, i 3 filtri riescono a ritenere la maggior parte di eventi sui SL, esclusi quei (pochi) che colpiscono i rivelatori di striscio, lasciando solamente 1 o 2 hit isolati. Applicando i filtri al DET, invece, le percentuali si abbassano notevolmente, per via della geometria del rivelatore.

Per quanto riguarda la capacità di scartare gli eventi di solo rumore, senza l'ausilio delle macrocelle, il filtro2 è molto efficace, in particolar modo con estimatore limitato a 2, ma il giudizio è posticipato al caso di rumore sincrono con muoni. Il filtro3 ottiene un tasso di reiezione del rumore vicino al 100%, soprattutto se si impone la condizione di trigger più limitante, a 4 layer per i SL e a 5 layer per i DET. Includendo le macrocelle, è evidente il loro contributo; si può concludere senza dubbio che per quanto riguarda la reiezione del rumore le macrocelle sono da preferire.

Nel caso di rumore sincrono con muoni, il valore limitante dell'estimatore del filtro2 deve essere aumentato per non perdere troppi eventi utili, peggiorando i tassi di reiezione del rumore. Inoltre, il filtro2 utilizza delle operazioni matematiche che costano troppo spazio al sistema di hardware che ospita gli algoritmi. D'altra parte, il filtro1 e il filtro3 hanno tassi molto simili, per entrambe le configurazioni geometriche dei rivelatori.

In conclusione, il filtro1 combinato con le macrocelle fornisce il miglior compromesso tra semplicità dell'algoritmo e capacità di triggerare solo sugli eventi utili, per il SL. Anche per il DET il filtro1 fornisce i tassi di accettazione più alti, anche se minori dei tassi del SL. Tuttavia, il successo nell'applicazione di un trigger ai DET dipende dalla capacità di ridurre il rumore correlato causato dall'elettronica e dalla combinazione opportuna di filtri in presenza del rumore reale prodotto dalla radioattività del DPC.

Bibliografia

- [1] T. K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [2] D. Arnett, *Supernovae and Nucleosynthesis*. Princeton: Princeton University Press, 2020.
- [3] P. K. Grieder, “Chapter 1 - cosmic ray properties, relations and definitions,” in *Cosmic Rays at Earth* (P. K. Grieder, ed.), pp. 1–53, Amsterdam: Elsevier, 2001.
- [4] P. K. Grieder, “Chapter 2 - cosmic rays in the atmosphere,” in *Cosmic Rays at Earth* (P. K. Grieder, ed.), pp. 55–303, Amsterdam: Elsevier, 2001.
- [5] P. K. Grieder, “Chapter 3 - cosmic rays at sea level,” in *Cosmic Rays at Earth* (P. K. Grieder, ed.), pp. 305–457, Amsterdam: Elsevier, 2001.
- [6] P. K. Grieder, “Chapter 5 - primary cosmic radiation,” in *Cosmic Rays at Earth* (P. K. Grieder, ed.), pp. 669–891, Amsterdam: Elsevier, 2001.
- [7] D. H. Perkins, “The discovery of the pion in Bristol in 1947,” *Proc. Int. Sch. Phys. Fermi*, vol. 137, pp. 1–12, 1998.
- [8] G. Bonomi *et al.*, “Applications of cosmic-ray muons,” *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 112, p. 103768, 2020.
- [9] P. Shukla and S. Sankrith, “Energy and angular distributions of atmospheric muons at the earth,” 2016.
- [10] F. Sebastiani and D. Rebuzzi, “L’esperimento conversi - pancini - piccioni,” 2017. Last accessed 17 August 2022.
- [11] D. E. Groom, N. V. Mokhov, and S. I. Striganov, “Muon stopping power and range tables 10 mev–100 tev,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 78, no. 2, pp. 183–356, 2001.
- [12] L. W. Alvarez *et al.*, “Search for hidden chambers in the pyramids,” *Science*, vol. 167, no. 3919, pp. 832–839, 1970.
- [13] O. Jarus, “New cosmic-ray scan of the great pyramid of giza could reveal hidden burial chamber,” *Live Science*, 2022.
- [14] K. Nagamine *et al.*, “Method of probing inner-structure of geophysical substance with the horizontal cosmic-ray muons and possible application to volcanic eruption prediction,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 356, no. 2, pp. 585–595, 1995.
- [15] G. R. Lynch and O. I. Dahl, “Approximations to multiple coulomb scattering,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 58, no. 1, pp. 6–10, 1991.
- [16] G. Jonkmans *et al.*, “Nuclear waste imaging and spent fuel verification by muon tomography,” *Annals of Nuclear Energy*, vol. 53, pp. 267–273, 2013.

- [17] M. Furlan *et al.*, “Application of muon tomography to detect radioactive sources hidden in scrap metal containers,” in *2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, vol. 61, pp. 1–7, 06 2013.
- [18] R. D’Alessandro, “Muografia e la cupola di santa maria del fiore.” Giornata di Studio sulla Radiografia Muonica in ambito multidisciplinare - GSRM2018, 2018.
- [19] D. Ancius *et al.*, “Modelling of safeguards verification of spent fuel dry storage casks using muon trackers,” in *41th ESARDA Symposium*, 08 2019.
- [20] H. J. Hilke and W. Riegler, *Gaseous Detectors*, pp. 91–136. Cham: Springer, 2020.
- [21] G. F. Knoll, *Radiation detection and measurement / Glenn F. Knoll*. Wiley New York, 2nd ed. ed., 1989.
- [22] *Muon tomography for dual purpose casks (MUTOMCA) project*, 2021.
- [23] S. Pesente *et al.*, “First results on material identification and imaging with a large-volume muon tomography prototype,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 604, pp. 738–746, jun 2009.
- [24] M. Benettoni *et al.*, “CMS DT chambers: Optimized measurement of cosmic rays crossing time in absence of magnetic field,” tech. rep., CERN, 10 2007.
- [25] P. Checchia *et al.*, “Infn muon tomography demonstrator: past and recent results with an eye to near-future activities,” *Philosophical Transactions of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, vol. 377, 01 2019.
- [26] A. Paccagnella, “Cosmic muon tomography for re-verification of nuclear spent fuel in shielded casks,” Master’s thesis, Università degli Studi di Padova, 2021.