

UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Fisica

Tesi di Laurea

Stima delle rates di decadimento di mesoni carichi nel
dimostratore di ENUBET al fascio PS-T9 del CERN

Relatore

Prof. Andrea Longhin

Correlatore

Dr. Fabio Pupilli

Laureando

William Conte

Anno Accademico 2023/2024

Sommario

L'esperimento ENUBET si prefigge di produrre un fascio di neutrini monitorato, in cui i leptoni carichi associati ai neutrini nel decadimento dei mesoni, in particolare in quelli semileptonici dei kaoni, sono misurati equipaggiando la regione di decadimento con opportuni rivelatori. In questo modo è possibile limitare le incertezze sistematiche che affliggono i fasci di neutrino convenzionali, legate principalmente all'adroproduzione dei mesoni, fornendo una determinazione del flusso con una precisione dell'ordine del 1%. Nell'ambito del progetto è stato sviluppato un prototipo di rivelatore di grandi dimensioni ("dimostratore") allo scopo di provare la tecnica sperimentale e la sua scalabilità. Si tratta di un oggetto di circa 3.5 tonnellate che riproduce una frazione di 90 gradi di un "tunnel di decadimento" strumentato per una lunghezza di 1.65 m. Nell'ottobre 2022, il dimostratore è stato esposto presso l'area T9 del CERN-PS a fasci diretti di pioni, muoni ed elettroni con diversi angoli di incidenza e momento da 1 a 5 GeV/c, di modo da testare la risposta dei rivelatori ai prodotti di decadimento dei K. Questa tesi prevede un lavoro di simulazione per valutare la possibilità di utilizzare il rivelatore nel prossimo test al CERN in una configurazione in cui il fascio non impatti direttamente sui rivelatori, sfruttando la contaminazione di K per misurarne i prodotti di decadimento in una modalità simile a quella prevista in ENUBET. La stima del segnale atteso è stata effettuata tramite calcoli analitici e una simulazione GEANT4 del rivelatore tenendo conto della composizione del fascio, della geometria e della cinematica. È stato inoltre possibile confrontare tali stime con dei dati preliminari raccolti in questa configurazione al CERN-PS ad Ottobre 2022.

Indice

1	Introduzione a ENUBET	5
1.1	Descrizione e finalità del progetto	5
1.2	Linea di fascio	6
1.3	Regione di decadimento	7
1.3.1	Positron tagger	7
1.3.2	Photon veto (layer t_0)	7
1.4	Il dimostratore di ENUBET	8
2	Stima analitica delle rates di decadimento	10
2.1	La beamline T9 del CERN	10
2.2	Numero di K^+ al secondo Cherenkov	11
2.3	Numero di e^+ nel dimostratore	12
2.3.1	Dati iniziali	12
2.3.2	Stima analitica	12
3	Simulazione con GEANT4	15
3.1	Codice GEANT4 del dimostratore	15
3.2	Profilo del fascio di K^+	16
3.3	Modifica dei Branching Ratios e plot cumulativo	19
3.3.1	Osservazioni e confronto con il calcolo analitico	19
4	Confronto con i dati raccolti nel test beam del 2022	21
4.1	Equalizzazione dei canali	21
4.2	Calibrazione con le mip	22
4.3	Confronto dati-previsioni	24
5	Conclusioni	28
	Appendice	31

Capitolo 1

Introduzione a ENUBET

1.1 Descrizione e finalità del progetto

Attualmente le sezioni d'urto dei neutrini alla scala del GeV sono note con precisione limitata, contribuendo in maniera rilevante alle incertezze sistematiche degli esperimenti per lo studio delle oscillazioni di neutrino e in definitiva limitando la sensibilità di misura dei parametri di oscillazione. L'oscillazione di neutrino è un fenomeno quantistico per cui un neutrino creato con un dato sapore (ν_μ , ν_e , ν_τ) può essere successivamente misurato con un sapore diverso. In particolare tali incertezze saranno il maggior fattore limitante per gli esperimenti di futura generazione (DUNE e HyperKamiokande) che godranno di un campione statistico di un ordine di grandezza maggiore rispetto agli esperimenti correnti (T2K e NO ν A). È dunque auspicabile un programma di misure di precisione della sezione d'urto dei neutrini. A tale scopo risulta imprescindibile l'impiego di fasci di neutrini in cui il flusso sia noto con una precisione maggiore di quella attuale, limitata al 5-10% dalle incertezze nell'adro-produzione dei mesoni che generano i neutrini [1].

Il progetto ENUBET (Enhanced NeUtrino BEam for kaon Tagging), finanziato dall'ERC (Consiglio Europeo della Ricerca, G.A. n. 681647), intende aprire la strada ad una nuova generazione di esperimenti sui neutrini con un controllo superiore agli standard attuali di flusso, sapore ed energia di questi ultimi, impiegando dei così detti fasci monitorati. A differenza dei fasci solitamente utilizzati, i fasci di neutrini monitorati vengono realizzati implementando un tunnel di decadimento completamente strumentato da rivelatori, in cui i leptoni carichi emessi ad ampio angolo nei decadimenti semileptonici di mesoni K^+ vengono rivelati dalla strumentazione, fornendo una misura diretta del flusso. Misure ad alta precisione del flusso dei neutrini permettono di ottenere un'alta precisione sulla stima della sezione d'urto di questi ultimi, offrendo maggiore accuratezza per la gestione degli effetti di natura sistematica. Nello specifico, il progetto ENUBET si è focalizzato inizialmente sull'identificare i positroni derivanti dal decadimento $K^+ \rightarrow e^+\nu_e\pi^0$ (K_{e3}), e più di recente si è esteso il monitoring anche ai muoni prodotti dal decadimento $K^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu$ ($K_{\mu 2}$). Con ENUBET sarà dunque possibile avere un controllo su entrambi i sapori dei neutrini con una precisione dell'ordine dell'1% per il flusso e del 10% per l'energia. La ricostruzione dell'energia dei neutrini si basa su una tecnica chiamata Narrow-Band Off-Axis: la posizione del vertice di interazione di neutrino è usata per determinarne l'energia, sfruttando la sua stretta correlazione con l'angolo di emissione e la ridotta banda di energia dei mesoni del fascio di ENUBET [1] [2]. Ciò fornisce una stima indipendente dell'energia del neutrino, meno affetta da incertezze sistematiche rispetto a quella derivata dalla ricostruzione delle particelle nello stato finale di interazione.

I fasci di neutrini attuali, che si basano sull'estrazione veloce di protoni dagli acceleratori e sull'utilizzo di "horn magnetici" per collimare il fascio di particelle, generano leptoni carichi ad una rate tale che i rivelatori convenzionali non riescono a gestire. Tra il 2020 e il 2022, ENUBET ha affrontato questa sfida sviluppando una linea di fascio priva di horn magnetici, in cui i protoni possono essere estratti lentamente in "spill" di durata dell'ordine del secondo, con una rate di leptoni nel tunnel dell'ordine

di 100 kHz/cm^2 tale da consentire la loro identificazione a livello di singola particella, e garantendo al contempo un flusso adeguato di neutrini per la misura ad alta precisione della sezione d'urto [1].

1.2 Linea di fascio

La beamline di ENUBET è composta da una linea di trasferimento lunga 26.7 m con collimatori, quadrupoli e dipoli per il focheggiamento e la selezione in momento dei mesoni, seguita da un tunnel di decadimento strumentato (tagger) lungo 40 m e con raggio pari a 1 m, inclinato di circa 15° rispetto alla direzione dei protoni primari. I mesoni sono generati dall'interazione di protoni da 400 GeV/c con un target in grafite, con dimensioni di 70 cm di lunghezza e 3 cm di raggio. Appena dopo il target di grafite viene posto uno strato spesso 5 cm di tungsteno, la cui funzione è quella di ridurre i e^+ che raggiungono il tagger e costituiscono la maggiore fonte di fondo per l'identificazione dei decadimenti K_{e3} [1].

La linea di trasferimento è ottimizzata per il trasporto di kaoni con momento di $(8.5 \pm 10\%) \text{ GeV}/c$, in modo da ottenere un flusso di neutrini con spettro energetico nella regione di interesse dei futuri esperimenti di oscillazione (in particolare DUNE). Un aspetto importante consiste nel minimizzare il numero di muoni che decadono all'interno del tagger ($\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$), ottimizzando la lunghezza del tunnel di decadimento, di modo che i decadimenti K_{e3} rappresentino la fonte largamente dominante di ν_e . I neutrini muonici sono invece prodotti sia dal decadimento dei Kaoni (a due corpi, $K_{\mu 2}$ e a tre corpi $K_{\mu 3}$), sia dai decadimenti a due corpi dei pioni carichi ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$): la prima componente può essere monitorata misurando i muoni emessi a grande angolo nel tunnel di decadimento, mentre per la seconda componente si prevede di instrumentare la regione a valle dell'hadron dump alla fine del tunnel, in modo da intercettare i muoni a piccolo angolo dai pioni. I mesoni nell'intervallo in momento definito non sono le uniche particelle trasportate all'ingresso del tunnel: in figura 1.1 si riporta lo spettro in momento delle particelle all'ingresso del tagger, determinato da una simulazione completa della linea di fascio.

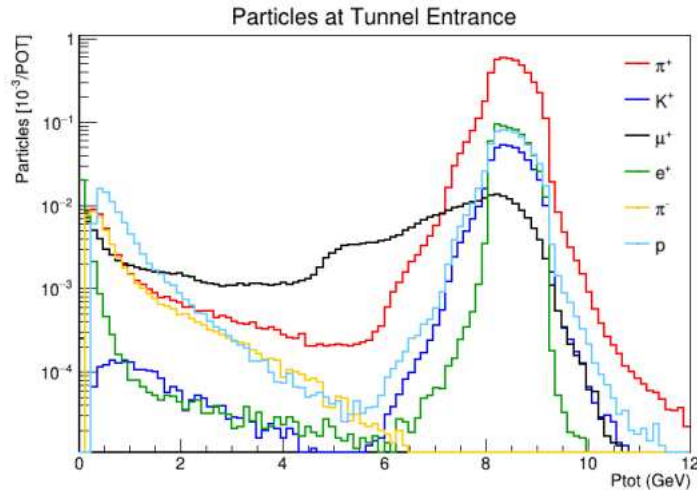


Figura 1.1: La distribuzione del momento delle particelle all'ingresso del tagger ENUBET ottenuta dalla simulazione GEANT4, normalizzata al numero di protoni incidenti sul tagger (POT) [1].

Un “hadron dump”, realizzato in grafite, ferro e calcestruzzo borato e posto 2 metri dopo la fine del tunnel, arresta tutti i mesoni non decaduti. I protoni non interagenti nel target viaggiano all'interno del “proton pipe” (in grigio) e vengono assorbiti in un proton dump (verde scuro). Infine, a circa 50 m dall'uscita del tagger, si prevede di posizionare il rivelatore di neutrini [1]. In figura 1.2 si riporta uno schema complessivo della linea di fascio.

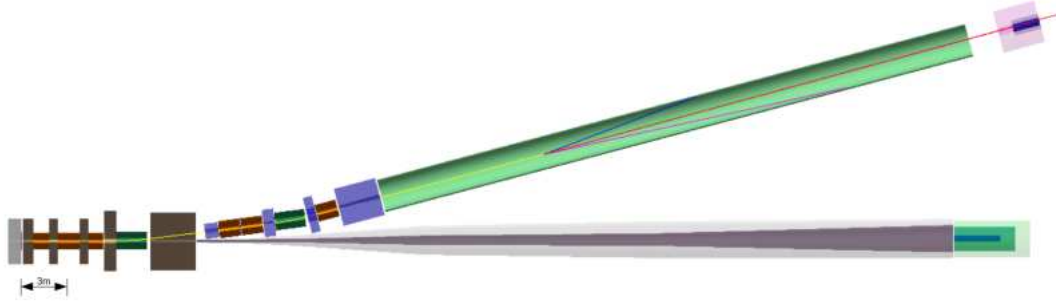


Figura 1.2: Set up di ENUBET. In particolare vengono rappresentati la linea di trasferimento, il tagger e gli hadron/proton dump [1].

1.3 Regione di decadimento

I positroni generati dal decadimento K_{e3} di kaoni a $8.5 \text{ GeV}/c$ hanno un'energia compresa tra 1 e 3 GeV, con un'energia media di circa 1.6 GeV, e un angolo medio di emissione di circa 100 mrad. Il principale fondo è rappresentato dai pioni carichi e dai muoni generati dagli altri modi di decadimento dei kaoni, oltre che dall'alone del fascio trasportato all'ingresso del tunnel e principalmente composto da muoni [2]. Una scelta conveniente ed efficace per l'strumentazione dell'intero tunnel e per la soppressione di tali fondi è rappresentata da un calorimetro a campionamento con segmentazione longitudinale letto da fibre WLS (Wave-Length Shifting) e da fotosensori solidi compatti (SiPM), ed è identificata come tecnologia preferenziale per il progetto. Una simulazione completa della linea di fascio ENUBET indica che una separazione adeguata tra e^+/π^+ può essere ottenuta impiegando moduli calorimetrici con una risoluzione energetica (σ/E) inferiore al $25\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ nell'intervallo energetico di interesse [2]. Tuttavia un calorimetro non consente una separazione tra i positroni di segnale e i fotoni originati dagli sciami prodotti nella linea di trasferimento e dai decadimenti di K^+ che generano pioni neutri (in particolare i decadimenti $K^+ \rightarrow \pi^0\pi^+$). Pertanto, il tagger del positrone deve includere un "photon veto", che fornisce anche il timing dell'evento (indicato anche come "layer t_0 "). Tale rivelatore, composto da un doppietto di scintillatori posti al di sotto del calorimetro in anelli concentrici, deve garantire un timing assoluto degli eventi con una precisione inferiore a 2 ns, un'efficienza per una singola particella al minimo di ionizzazione (mip) superiore al 90% e la capacità di discriminazione 1 mip/2 mip per respingere la piccola frazione di fotoni che converte all'interno di una "tile" di scintillatore del "photon veto" [2].

1.3.1 Positron tagger

In questa sezione si approfondisce nel dettaglio la struttura del calorimetro finalizzato alla rivelazione dei leptoni.

Ogni modulo del calorimetro (LCM) è composto da cinque lastre di ferro intervallate da tiles di scintillatori plastici. La sezione trasversale di entrambe è di circa $3 \times 3 \text{ cm}^2$ e lo spessore è rispettivamente di 1,5 cm per le lastre in ferro e 0,7 cm per gli scintillatori. Ogni LCM (il cui schema è riportato in figura 1.4) campiona quindi gli sciami elettromagnetici ed adronici ogni 4,3 lunghezze di radiazione (X_0). Tre strati radiali di LCM coprono le pareti del tunnel (a $R = 100, 103, 106 \text{ cm}$), coprendo un angolo azimutale di 31 mrad. Si hanno quindi 200 LCM per strato a z fissato, dove z è la coordinata lungo l'asse del tunnel. Ogni LCM è letto da 10 fibre WLS, 2 per ogni strato di scintillatore, accoppiate a dei Silicon PhotoMultiplier (SiPM) [2].

1.3.2 Photon veto (layer t_0)

Il photon veto consiste in un doppietto di tiles di scintillatore con dimensioni analoghe a quelle impiegate nel calorimetro, posto al di sotto di ogni LCM dello strato più interno (figura 1.3). Ogni tile è equipaggiata con due fibre WLS lette da un SiPM. Poiché ciascuna tile del doppietto è letta separatamente, il layer t_0 funge da rivelatore per discriminare i fotoni (caratterizzati dall'assenza di

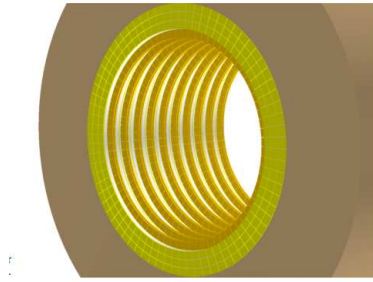


Figura 1.3: Sezione del tagger: in oro i moduli (LCM) del calorimetro, in giallo il photon veto [1].

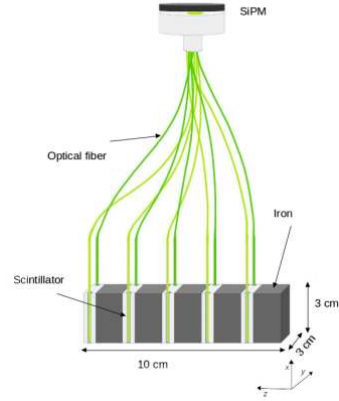


Figura 1.4: Schema di un singolo modulo LCM del calorimetro [2].

segnale in entrambe le tiles del doppietto) e i fotoni che vanno incontro a produzione di coppie nello scintillatore (due segnali simili a mip in una o due tiles del doppietto) dalle particelle cariche (un segnale compatibile con quello di una mip per tile) [2].

Il photon veto fornisce anche il tempo assoluto di arrivo di una particella carica sulla parete del tunnel. I dati del testbeam raccolti al CERN nel 2018 e nel 2022 mostrano una risoluzione temporale di 400 ps [1, 2].

1.4 Il dimostratore di ENUBET

Per testare l'efficienza, le prestazioni e la scalabilità del sistema di rivelazione del tagger, la collaborazione di ENUBET ha realizzato una sezione del tunnel instrumentato, detto "dimostratore", validato presso l'Area Sperimentale Est del CERN con particelle cariche della linea di fascio T9 prodotta dal PS (figura 1.6). Lo schema del dimostratore è mostrato in figura 1.5: le finalità sono quelle testare la PID, cioè la particle identification di e^+ , π^+ , μ^+ e rivelarne l'energia tramite un calorimetro, con l'ausilio di un tracker leggero (strato t_0) nella regione più interna, al fine di separare e/π^0 come discusso precedentemente [3].

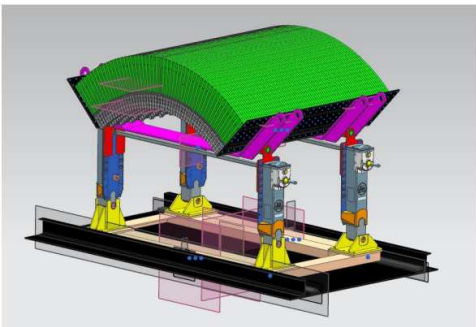


Figura 1.5: Riproduzione 3D del dimostratore [3].



Figura 1.6: Il dimostratore all'area T9 del CERN [1].

Il dimostratore è un oggetto che pesa circa 3.5 tonnellate, lungo 1.65 m nella direzione longitudinale, si estende per 90° in azimut ed il raggio interno è di 1 m. La regione instrumentata corrispondeva a 18° nella configurazione del 2022, che è quella considerata per questa tesi. Tale frazione strumentata corrisponde a $8(z) \times 3(r) \times 10(\phi)$ canali del calorimetro e $8(z) \times 2(r) \times 10(\phi)$ canali dello strato t_0 , per un totale di 400 canali [4]. Nell'estate del 2023 la frazione instrumentata è stata estesa in z e ϕ fino a raggiungere circa 1200 canali. Qui ho utilizzato la configurazione del 2022 per la disponibilità di un sample di dati presi nella configurazione di interesse per questo lavoro ("K-mode").

La struttura è progettata per essere estendibile ad un oggetto completo che copre un'angolo di 2π unendo quattro rivelatori dello stesso tipo. Il dimostratore è composto da 75 strati di ferro (spessore 15 mm) e 75 strati di scintillatori (spessore 7 mm). La parte in ferro si estende radialmente per 11 cm, mentre i restanti 30 cm sono riempiti con lastre di polietilene borato (BPE) spesse 22.5 mm con il 5% di Boro (rappresentato in verde nelle figure), necessario a proteggere i fotomoltiplicatori al silicio (SiPM) dall'irradiazione neutronica nel tunnel. Una sezione trasversale del rivelatore corrispondente ad un singolo modulo in z è mostrata in Figura 1.7.

Il rivelatore nel complesso è sostenuto da una struttura meccanica poggiata su quattro gambe estendibili, progettate per consentire l'inclinazione dell'angolo tra il calorimetro e il fascio nel piano verticale e regolare la posizione orizzontale. Lo schema degli scintillatori è mostrato in Fig 1.7. Tutte le tessere sono trapezoidali per minimizzare le regioni con assenza di segnale, con dimensioni trasversali di circa 3×3 cm². La piastrina del layer t_0 (posizione radiale più interna) ha due scanalature profonde 1 mm, in modo che il diametro completo dei cavi WLS sia racchiuso completamente nello scintillatore. Queste due scanalature, dette "scanalature di lettura", sono destinate alla raccolta della luce e vengono propagate alle altre tre piastrine esterne, dove hanno solo la funzione di lasciare spazio per ospitare la fibra WLS senza far entrare la luce di emissione (queste ultime vengono dette "scanalature di transito"). Tali scanalature sono coperte con un trattamento di incisione chimica per renderle otticamente opache, al fine di non interferire assorbendo la luce emessa dagli scintillatori. La seconda tessera ha scanalature di lettura sul lato opposto delle scanalature di transito, tale pattern si ripete come in figura 1.8. Dieci fibre WLS appartenenti allo stesso LCM sono instradate passando attraverso scanalature fresate nelle lastre di BPE e raggruppate in un SiPM 4×4 mm². Le fibre del layer t_0 saranno lette da due SiPM indipendenti di 3×3 mm². Il dimostratore adotta dei "concentratori" di fibra WLS, essenziali per facilitare il processo di raggruppamento delle fibre. In questo modo, l'accoppiamento delle fibre WLS al SiPM può essere realizzato in modo ordinato e riproducibile, consentendo un contatto ottico omogeneo [3].

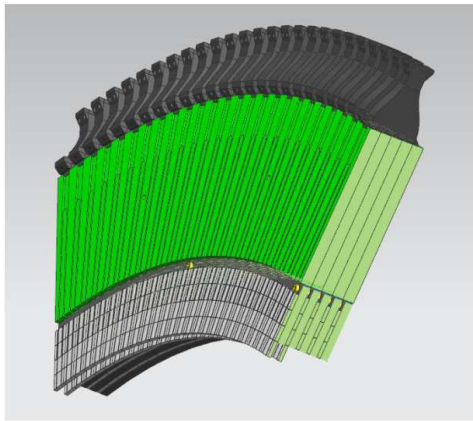


Figura 1.7: Sezione trasversale di un modulo (lungo z) del dimostratore [3].

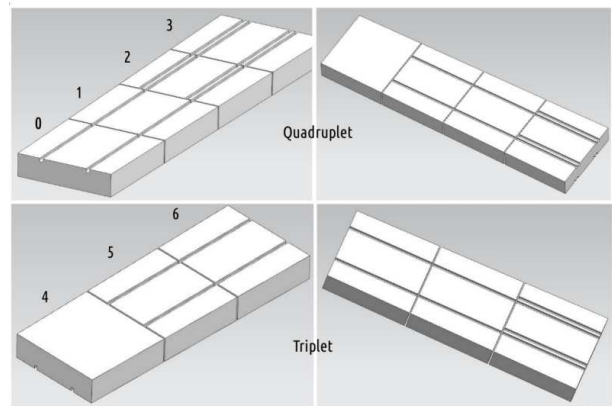


Figura 1.8: Schema delle tiles di scintillazione [3].

Capitolo 2

Stima analitica delle rates di decadimento

2.1 La beamline T9 del CERN

La linea di fascio T9, presso la East Area del CERN (figura 2.2), è generata dall'interazione su bersaglio dei protoni a 28 GeV dell'acceleratore PS (Proton Synchrotron). Essa fornisce fasci negativi o positivi con momento compreso tra 0.5 e 10 GeV/c. La composizione del fascio negativo è dominata dai pioni con una contaminazione decrescente con il momento di elettroni e muoni (figura 2.3). La componente di kaoni all'energia di interesse per ENUBET è di circa il 5%.

Il fascio è erogato uniformemente nel tempo, con una durata di emissione di 0.4 secondi per ogni burst (con questo termine si intende un rapido rilascio o emissione di un gran numero di particelle in un breve periodo di tempo). A seconda degli scopi, i burst vengono forniti tipicamente una o due volte ogni 15 secondi. La rate massima di particelle per burst, pari a 10^6 , viene raggiunta per un fascio positivo di 10 GeV/c, ma diminuisce per energie inferiori. Per i fasci negativi i tassi sono generalmente più bassi, il che implica che i burst contengano meno particelle. Prima di entrare nell'area sperimentale, il fascio viaggia per circa 55 metri. In figura 2.1 si riporta uno schema del percorso dall'uscita del PS fino all'area sperimentale.

L'area sperimentale della beamline T9 occupa un' area di circa 5 m x 12 m, e ospita una serie di rivelatori fissi, insieme a dispositivi che possono essere modificati o aggiunti. Questi strumenti sono utilizzati per misurare e analizzare le proprietà del fascio e la sua composizione. Tra gli strumenti disponibili ci sono un contatore a scintillazione, un delay wire chamber (DWC) e due contatori Cherenkov. Sono stati inoltre utilizzate delle camere a tracciamento al silicio (in figura 2.4 indicati con Si1 e Si2) per tracciare i percorsi delle particelle cariche. In figura 2.2 si riporta una piantina dell'Area Sperimentale Est; altre informazioni tecniche sulla linea di fascio T9 possono essere reperite in [5].

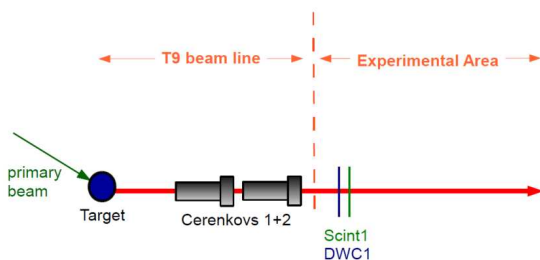


Figura 2.1: Schema della beamline T9.

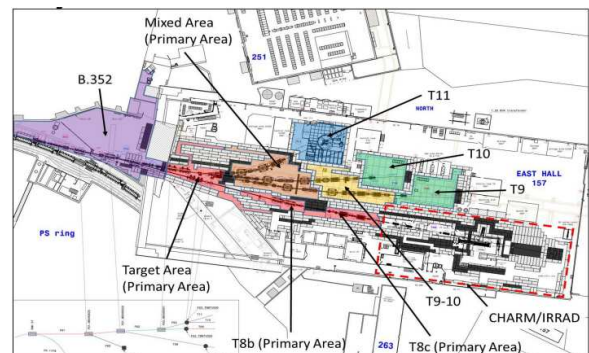


Figura 2.2: Piantina Area Sperimentale Est del CERN.

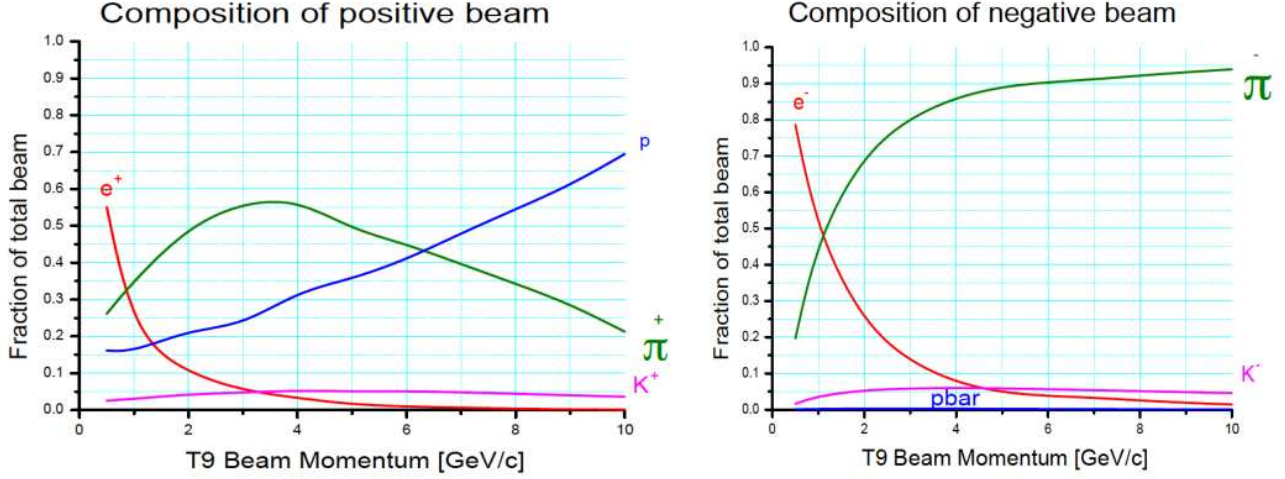


Figura 2.3: Composizione dei fasci di particelle positive e negative.

2.2 Numero di K^+ al secondo Cherenkov

In questa sezione si cerca di stimare la frazione di kaoni che, in uscita dal PS, giungono al secondo detector Cherenkov.

Indichiamo con z la posizione generica di una particella al tempo t :

$$z = \beta\gamma ct \quad (2.1)$$

La legge di decadimento, date $N(0)$ particelle iniziali è:

$$N(t) = N(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.2)$$

dove τ rappresenta la vita media della particella in questione. Ricavando ora t da (2.1) e sostituendo in (2.2) si ottiene:

$$N(z) = N(0) \exp\left(-\frac{z}{\beta\gamma c\tau}\right) = N(0) \exp\left(-\frac{z}{L_\tau}\right) \quad (2.3)$$

Dove con L_τ si è indicata la distanza media percorsa da un K^+ prima di decadere.

Bisogna ora calcolare il prodotto $\beta\gamma$: sono note le seguenti relazioni:

$$\begin{cases} \beta = \frac{p}{E} \\ \gamma = \frac{E}{m} \end{cases}$$

Possiamo calcolarlo come:

$$\beta\gamma = \frac{p}{m}$$

Dove con p si indica l'impulso in uscita dal PS dei K^+ , pari a 8.5 GeV/c, mentre con m la loro massa (493 MeV). Si ottiene quindi:

$$\beta\gamma \approx 17$$

È possibile ora calcolare la frazione di kaoni non decaduti.

Facendo coincidere lo zero del sistema di riferimento con l'uscita del PS, si indica con z_1 la distanza tra quest'ultima e l'area sperimentale, pari a 55 m. La vita media dei K^+ è $\tau = 1.238 \times 10^{-8}$ s e $L_\tau \simeq 63$ m. Prendendo questi dati ed inserendo il tutto in (2.3) si ottiene:

$$N_{K^+}(z_1) = N_{K^+}(0) \exp\left(-\frac{z_1}{L_\tau}\right)$$

Si può ora ottenere il rapporto $\frac{N_{K^+}(z_1)}{N_{K^+}(0)}$:

$$\frac{N_{K^+}(z_1)}{N_{K^+}(0)} = \exp\left(-\frac{z_1}{L_\tau}\right) \approx 40\%$$

La lunghezza di decadimento (55 m) è di poco inferiore a L_τ (63 m) per cui troviamo che circa il 40% dei K^+ iniziali arriva senza essere decaduta prima.

2.3 Numero di e^+ nel dimostratore

Si procede ora a calcolare le rate di decadimento attese dei mesoni K^+ . A titolo di esempio, nel calcolo si prenderà come riferimento il solo decadimento K_{e3} descritto in precedenza.

2.3.1 Dati iniziali

Si fissa ora lo zero del sistema di riferimento relativo alla posizione di una generica particella del fascio all'altezza del secondo detector Cherenkov. In figura 2.4 si riporta uno schema del sistema esaminato.

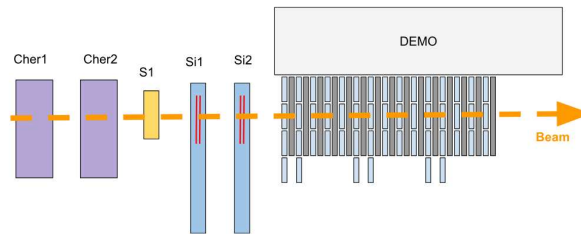


Figura 2.4: Schema del setup sperimentale. Si noti che rispetto a questo schema il dimostratore era sollevato rispetto alla linea del fascio.

Indichiamo con z_i la distanza tra l'origine e l'inizio del calorimetro, mentre con z_f la distanza tra l'origine e la fine del calorimetro. I dati rilevanti sono i seguenti:

$$\begin{aligned} z_i &= 6.49 \text{ m} \\ z_f &= 7.37 \text{ m} \\ L_c &= z_f - z_i = 0.88 \text{ m} \end{aligned}$$

Dove con L_c si indica la lunghezza del calorimetro.

Sappiamo inoltre che il dimostratore si estende nella coordinata azimutale ϕ per una porzione pari a 90 gradi; tuttavia bisogna considerare il fatto, citato nell'introduzione, che i canali strumentati lungo la coordinata ϕ sono soltanto 10, e per riuscire a coprire un angolo giro ne servirebbero 200. Si ipotizza inoltre, per semplificare la trattazione, che i e^+ vengano emessi tutti allo stesso angolo (angolo medio di emissione), pari a $\theta_0 = 0.1$ rad [2]. Questa è naturalmente l'approssimazione principale e non considera l'effetto di anticorrelazione tra angolo di emissione e posizione del decadimento che si ha nella realtà per i positroni nell'accettazione del dimostratore.

2.3.2 Stima analitica

In figura 2.5 si riporta uno schema utile ai fini della stima, necessario per visualizzare la geometria dell'apparato:

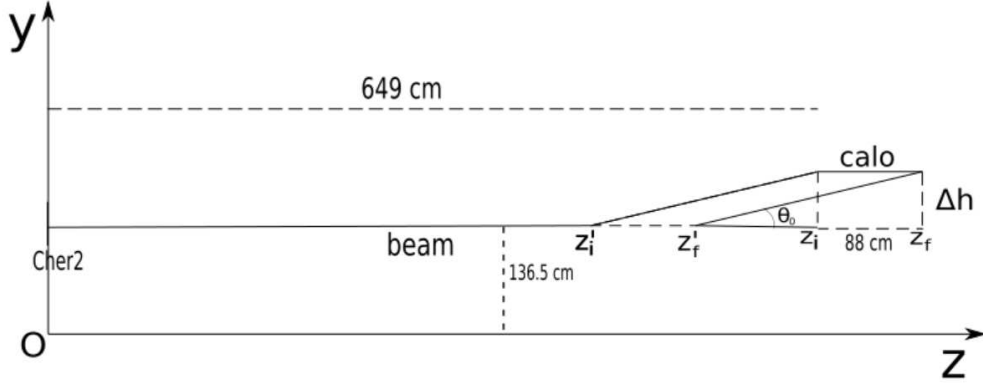


Figura 2.5: Schema del set up e della geometria considerati nella stima analitica.

Un ulteriore dato rilevante è la distanza Δh tra il fascio incidente ed il calorimetro, pari a 7 cm. Per trovare le coordinate z'_i e z'_f , estremi dell'intervallo lungo l'asse z su cui effettuare l'integrazione, dalla geometria del problema si sfrutta l'informazione legata all'angolo di emissione costante:

$$z'_i = z_i - \frac{\Delta h}{\tan \theta_0} = 579 \text{ cm} \quad (2.4)$$

$$z'_f = z_f - \frac{\Delta h}{\tan \theta_0} = 667 \text{ cm} \quad (2.5)$$

Il numero di K^+ che decadono all'interno dell'area coperta dal calorimetro, usando le nuove coordinate trovate nelle equazioni 2.4 e 2.5 è dato da:

$$\Delta N_{K^+} = N_{K^+}(z'_i) - N_{K^+}(z'_f)$$

Che si può scrivere, usando la legge dei decadimenti, come:

$$\Delta N_{K^+} = N_{K^+}(z_1) \left[\exp\left(-\frac{z'_i}{L_\tau}\right) - \exp\left(-\frac{z'_f}{L_\tau}\right) \right]$$

esplicitando ora $z'_f = z'_i + L_c$:

$$\Delta N_{K^+} = N_{K^+}(z_1) \exp\left(-\frac{z'_i}{L_\tau}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{L_c}{L_\tau}\right) \right] \quad (2.6)$$

Per trovare il numero di K^+ che emettono un positrone si moltiplica l'equazione (2.6) per il rispettivo "branching ratio" di decadimento (che verrà indicato con BR e nel caso del K_{e3} è $\sim 5\%$).

Per considerare la geometria del problema, avendo supposto che i positroni vengano emessi tutti allo stesso angolo, è sufficiente moltiplicare quest'ultimo risultato (2.6) per la frazione di superficie (laterale) cilindrica strumentata del dimostratore, pari a $\Delta\phi = \frac{10}{200}$.

Si giunge quindi alla formula finale composta da tre contributi:

$$N_{e^+} = \text{BR} \cdot \Delta N_{K^+} \cdot \Delta\phi \quad (2.7)$$

Espandendo ora ΔN_{K^+} , possiamo dividere ambo i membri per $N_{K^+}(z_1)$ ed ottenere il rapporto tra i e^+ rivelati e i K^+ iniziali. Il risultato che si ottiene è:

$$\frac{N_{e^+}}{N_{K^+}(z_1)} \approx (3.3 \times 10^{-3}) \%$$

Tale procedimento è estendibile ad ogni possibile modo di decadimento dei K^+ modificando il dato relativo al branching ratio.

In tabella 2.1 si riportano i risultati di questo procedimento per tutti i modi di decadimento. In particolare, con N_{par} indichiamo il numero di particelle prodotte dal decadimento di un K^+ rivelate dal calorimetro; il rapporto di quest'ultimo con $N_{K^+}(z_1)$ individua la rate di decadimento cercata.

Modi di decadimento	Branching ratio (%)	$\frac{N_{par}}{N_{K^+}(z_1)}$ (%)
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	63.55 ± 0.11	4.1×10^{-2}
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	20.66 ± 0.08	1.3×10^{-2}
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	5.59 ± 0.04	3.6×10^{-3}
$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$	5.07 ± 0.04	3.3×10^{-3}
$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$	3.35 ± 0.03	2.2×10^{-3}
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	1.76 ± 0.02	1.1×10^{-3}

Tabella 2.1: Risultati delle rate di decadimento stimate analiticamente.

Capitolo 3

Simulazione con GEANT4

In questo capitolo ci si occuperà di simulare il processo trattato nella sezione precedente per verificare quanto le stime ottenute analiticamente siano simili (o differenti) rispetto ad un'analisi più dettagliata come quella costituita da una simulazione Monte Carlo.

Lo strumento utilizzato per la simulazione è stato GEANT4: un software che simula l'interazione delle particelle con i materiali tramite metodi Monte Carlo, sviluppato da una collaborazione internazionale di cui fa parte anche il CERN [6].

3.1 Codice GEANT4 del dimostratore

La collaborazione che lavora alla ricerca e allo sviluppo del progetto ENUBET ha provveduto a realizzare un codice che descrive la composizione del dimostratore, sia a livello geometrico che a livello di materiali impiegati, utilizzabile per le simulazioni con GEANT4. In figura 3.1 è presente l'interfaccia grafica raffigurante il dimostratore dopo aver eseguito il programma.

A seconda della situazione fisica che si intende simulare, il software prende in input delle macro (file “.mac”) contenenti i parametri necessari per inizializzare il processo, di seguito viene presentato un elenco dei principali:

- Tipologia di particelle che compongono il fascio
- Energia delle particelle
- Origine (coordinate x, y, z) e profilo (sezione trasversale e spread angolare) del fascio
- Numero di eventi da simulare

Fissate le particelle da generare e la loro energia (nel caso in esame kaoni positivi ad 8.5 GeV), nella sezione successiva verrà approfondito in particolare modo il terzo punto di questo elenco.

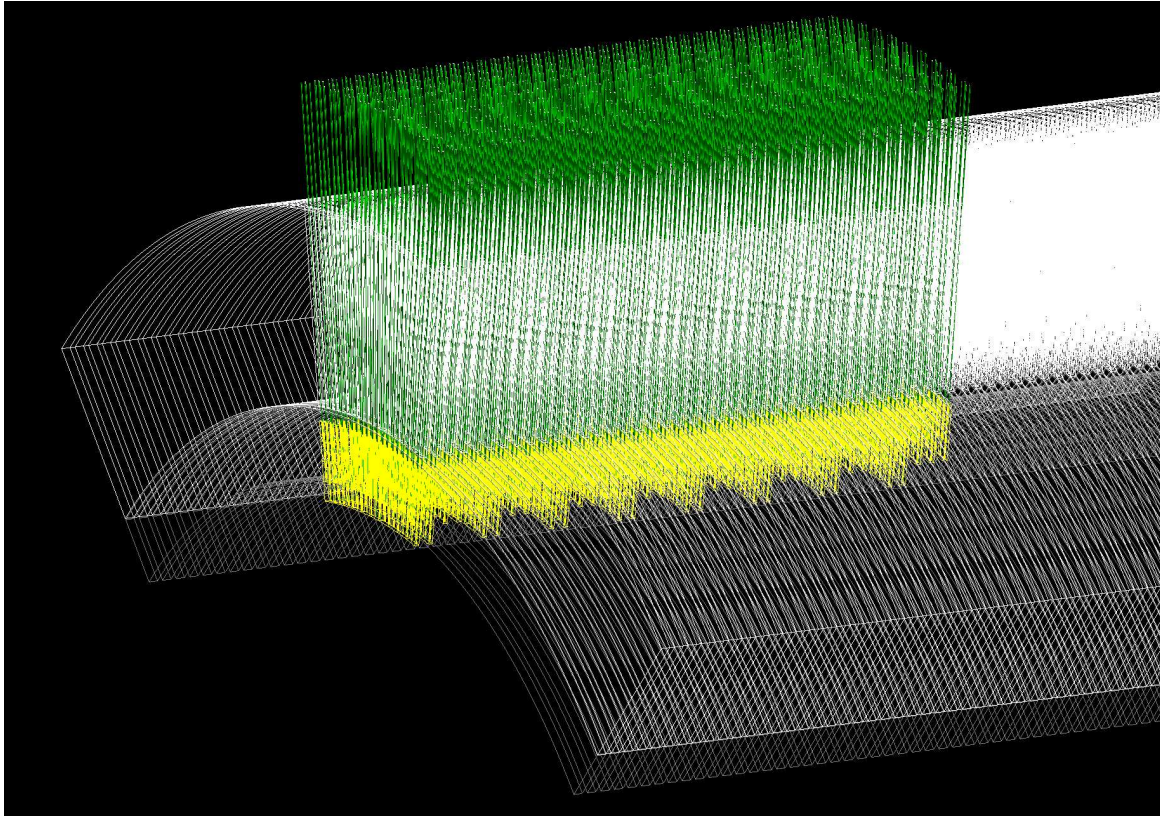


Figura 3.1: Interfaccia grafica di GEANT4 con una visualizzazione del modello del dimostratore.

3.2 Profilo del fascio di K^+

Come elencato in precedenza, alcune tra le informazioni necessarie alla macro in input per lo sviluppo della simulazione sono le coordinate che descrivono la posizione di origine ed il profilo del fascio di K^+ . Prima di iniziare con la trattazione, è opportuno chiarire che con la dicitura “profilo” si intende la definizione a livello geometrico del fascio, che è individuata da due fattori:

- la distribuzione spaziale delle particelle incidenti lungo un piano perpendicolare alla direzione di propagazione (profilo in “ xy ”).
- lo “spread angolare”, che si potrebbe definire come l’ampiezza dell’angolo (lungo le direzioni x e y) entro il quale le particelle nel fascio sono distribuite rispetto a una direzione di propagazione (profilo in θ_x e in θ_y). Questo parametro è importante per caratterizzare la direzionalità e la coerenza del fascio di particelle.

Indicata con z la direzione di propagazione del fascio, con le variabili x e y si intendono rispettivamente la posizione “laterale” (rispetto ad un asse verticale di riferimento) e l’altezza, rispetto al suolo, da cui si decide di far partire i K^+ incidenti. Lungo la direzione z si è scelto di porre l’origine del fascio all’altezza del secondo detector Cherenkov, alla distanza di 649 cm dall’inizio del dimostratore, mentre per l’altezza da terra si è scelto un valore di 129.5 cm, all’incirca 7 cm al di sotto dell’inizio della area instrumentata. Quest’ultimo si è dedotto dalle immagini e dai dati raccolti durante il test beam di Ottobre 2022, in figura 3.2 e 3.3 si riportano delle immagini prodotte durante il test beam riguardanti la configurazione dell’apparato:



Figura 3.2: Vista laterale del dimostratore.

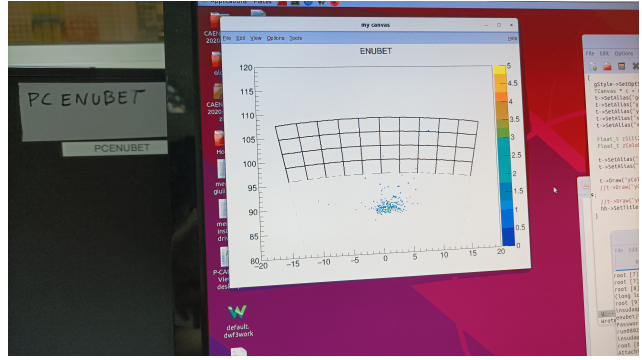


Figura 3.3: Display altezza del fascio.

Per quanto concerne la posizione lungo l'asse x , quest'ultima è stata mantenuta con il valore predefinito di 0 (coincidente, fisicamente, con il "centro" del dimostratore lungo la direzione individuata dall'asse x).

Veniamo ora alla trattazione riguardante il come poter definire il profilo del fascio. L'acquisizione dati di ENUBET è strutturata in *runs*, ciascuno dei quali è caratterizzato dalla natura e dall'energia delle particelle incidenti, oltre alla configurazione complessiva dell'apparato (ad esempio l'altezza del fascio o la sua angolazione). Per ogni *run*, tramite il sistema di DAQ vengono realizzati due file di dati, analizzabili con il software ROOT, contenenti delle quantità fisiche di interesse. Tra le quantità presenti nei file vi sono le coordinate x e y delle tracce dei due tracciatori al Silicio (inicate con la dicitura "xSili"), che possono essere utilizzate per individuare i parametri precedentemente esposti per caratterizzare il profilo del fascio da simulare. Per quanto riguarda la configurazione che è oggetto di questo lavoro, sono disponibili due file di dati da cui è possibile reperire tali informazioni (i run 80247 e 80248). Nelle figure 3.4 e 3.5 è possibile visualizzare, tramite degli istogrammi 2D realizzati con l'ausilio di una macro in ROOT, le tracce lasciate dalle particelle incidenti:

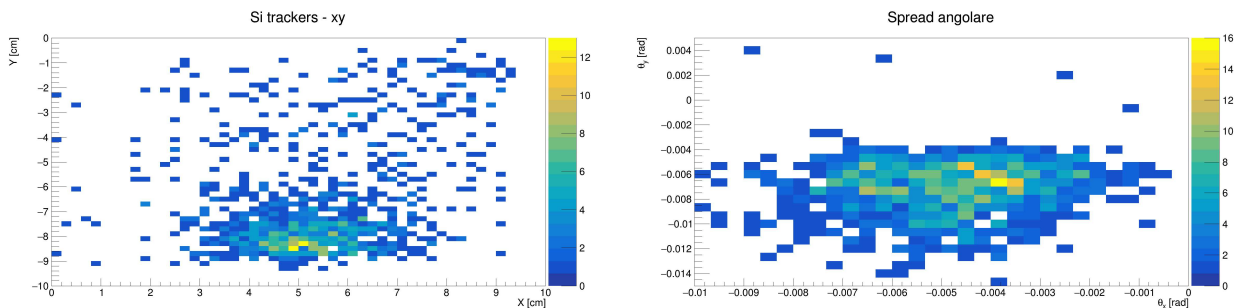


Figura 3.4: Tracce dei tracker al Silicio run 080247. A sinistra abbiamo x vs y e a destra θ_x vs θ_y .

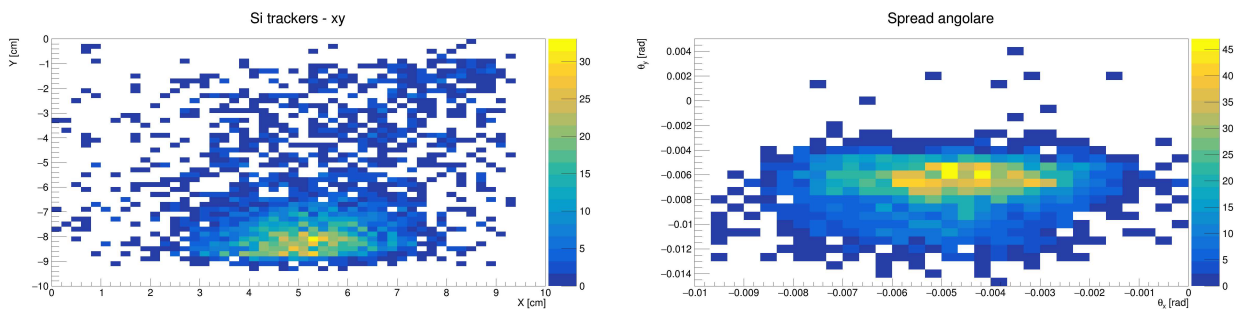


Figura 3.5: Tracce dei tracker al Silicio run 080248.

A questo punto è possibile focalizzarsi singolarmente sulle singole distribuzioni dei 4 parametri cercati:

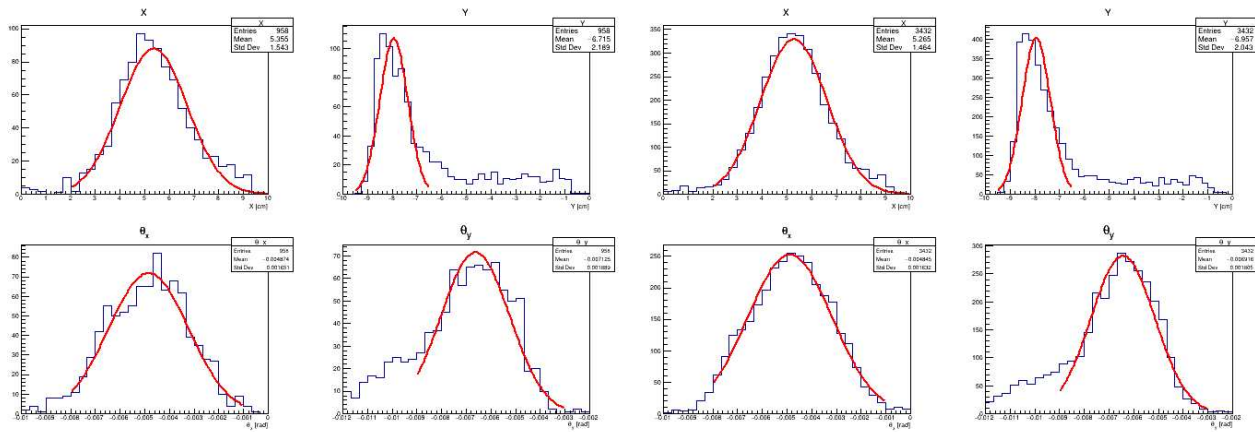


Figura 3.6: Parametri fascio run 080247.

Figura 3.7: Parametri fascio run 080248.

Date le distribuzioni in figura 3.6 e 3.7, per stimare le quantità necessarie alla simulazione si è provveduto ad eseguire per ciascuna di esse un fit gaussiano: nello specifico, il valore su cui si vuole porre l'attenzione è quello corrispondente alla deviazione standard. È opportuno chiarire che i dati che sono stati poi utilizzati per la simulazione del fascio sono stati inferiti prendendo come riferimento solamente il run 080248, dal momento che quest'ultimo risultava avere più eventi a disposizione, oltre al fatto che le distribuzioni di posizione e di spread angolari delle particelle incidenti dei due run erano abbastanza simili.

Nella tabella 3.1 vengono presentati i risultati di tale operazione:

Parametro	Valore
σ_{θ_X}	(1.71 ± 0.03) mrad
σ_{θ_Y}	(1.29 ± 0.02) mrad
σ_X	(1.34 ± 0.02) cm
σ_Y	(0.57 ± 0.01) cm

Tabella 3.1: Valori dei parametri del fascio nei dati come misurati dai trackers al Silicio.

Un aspetto che è possibile notare è il fatto che la coda destra della distribuzione in y è particolarmente popolata di eventi, per cui la scelta di approssimare con una distribuzione gaussiana l'andamento di tali dati potrebbe apparire questionabile. Tuttavia, in prima approssimazione questa scelta è lecita e non incide particolarmente sui risultati ottenuti (si veda in appendice per ulteriori chiarimenti a riguardo). In figura 3.8 si riporta il profilo del fascio utilizzato per la simulazione, ottenuto generando dei dati distribuiti in modo gaussiano con media nulla e deviazione standard data dai valori in tabella 3.1:

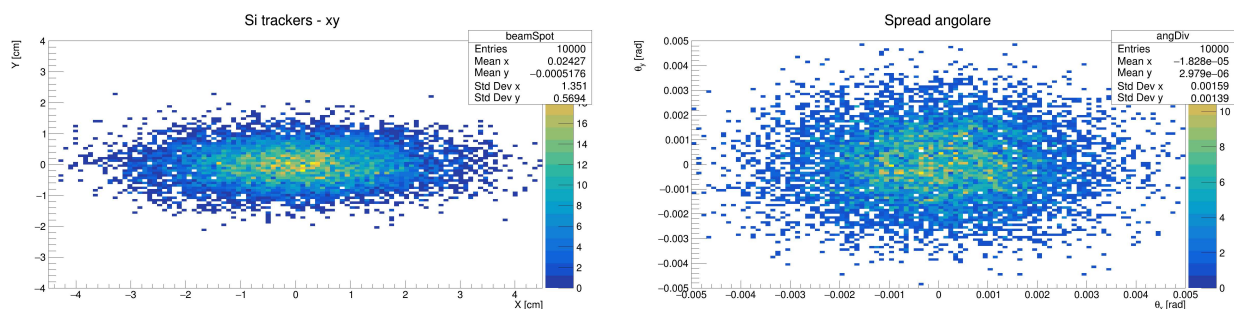


Figura 3.8: Profilo del fascio usato nella simulazione.

3.3 Modifica dei Branching Ratios e plot cumulativo

Al fine di andare a studiare le rate di decadimento dei mesoni K^+ , è necessario sfruttare un'opzione offerta da GEANT4 che riguarda la possibilità di modificare i branching ratio (BR) di decadimento di una data particella. Infatti, eseguendo la simulazione ponendo pari a 1 il BR di un determinato modo di decadimento della particella in questione, si può risalire in questo caso senza ambiguità all'identità della particella carica rivelata all'interno del calorimetro del dimostratore. Avendo poi a disposizione il numero di eventi rivelati ed il numero di K^+ simulati, è possibile stimare la rispettiva rate di decadimento. Sono state quindi eseguite sei diverse simulazioni (una per ogni modo di decadimento) ad alta statistica nella modalità sopra descritta, ciascuna composta da $O(10^5)$ eventi. Per avere il quadro complessivo della situazione reale è necessario però eseguire un passaggio ulteriore, che consiste nel "riscalarlo" le distribuzioni di energia (e di conseguenza il numero di eventi rivelati) per il rispettivo BR. Dividendo poi ogni bin per il numero di K^+ simulati, si ottiene che, fissato un determinato modo, l'integrale della nuova distribuzione di energia riscalata è pari alla rate di decadimento cercata.

Il software ROOT permette di visualizzare l'istogramma cumulativo (in modalità "stack") mantenendo però divisi i modi di decadimento, i quali vengono rappresentati con colori diversi. In figura 3.9 ed in tabella 3.2 si riportano tale grafico ed i risultati ottenuti dalla simulazione.

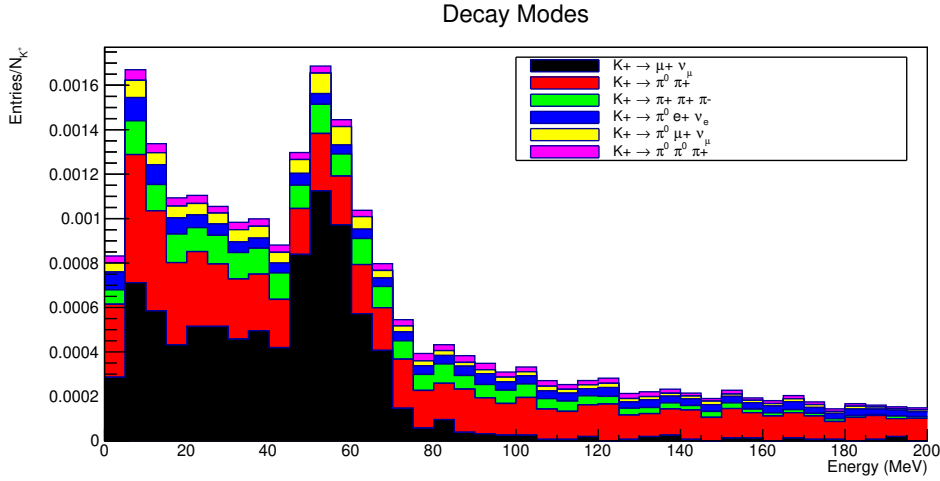


Figura 3.9: Distribuzione di energia nel calorimetro divisa per modo di decadimento. Ogni distribuzione è stata normalizzata al numero di K^+ simulati (10^5).

Modi di decadimento	Branching Ratio (%)	$\frac{N_{par}}{N_{K^+(z1)}} (%)$	Particelle rivelate	Rapporto con stima analitica
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	63.55 ± 0.11	0.89	μ^+	21.6
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	20.66 ± 0.08	0.76	π^+	56.5
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	5.59 ± 0.04	0.25	$2\pi^+$	69.3
$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$	5.07 ± 0.04	0.17	e^+	50.4
$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$	3.35 ± 0.03	0.12	μ^+	55.9
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	1.76 ± 0.02	0.096	π^+	84.2

Tabella 3.2: Tabella combinata che mostra i modi di decadimento, i branching ratio, le rates di decadimento, le particelle rivelate ed il rapporto con il dato stimato analiticamente.

3.3.1 Osservazioni e confronto con il calcolo analitico

In questo paragrafo viene esposta una breve parentesi sui risultati ottenuti. Prendendo nuovamente come riferimento il decadimento K_{e3} , si nota come la stima della rate di decadimento ottenuta attraverso GEANT4 è di molto superiore a quella ricavata analiticamente. Questo fatto potrebbe essere dovuto alle pesanti approssimazioni utilizzate per la stima analitica, in particolare quella relativa all'angolo di emissione costante.

Per questa ragione nel capitolo successivo, in cui si analizzeranno i dati raccolti durante il test beam, i confronti verranno eseguiti prendendo come riferimento i risultati forniti dalla simulazione con GEANT4 che sono certamente più accurati.

Capitolo 4

Confronto con i dati raccolti nel test beam del 2022

Si analizzano ora in questo capitolo due run preliminari di dati raccolti durante il test beam di Ottobre 2022 nella configurazione oggetto di questo studio. Tra le quantità fisiche disponibili registrate dal sistema di DAQ vi è anche la distribuzione di energia complessiva depositata nel calorimetro. Fissato un determinato run, tali valori sono salvati in un file diverso rispetto a quello da cui sono state studiate le tracce lasciate dalle particelle incidenti sui tracker al silicio. Nel caso in esame, tali file sono indicati come run 308 e run 309. In particolare, i valori di interesse sono all'interno dei "branch" (un tipo di struttura dati di ROOT) chiamati "LG" (Low Gain) ed "HG" (High Gain): esse sono due possibili letture offerte dall'elettronica di acquisizione con due range dinamici differenti, uno per i segnali di piccola ampiezza (il primo) e l'altro per i segnali grandi (che saturano la scala LG). Nelle sezioni successive si approfondirà il processo di equalizzazione dei canali e la successiva calibrazione necessaria per poter operare dei confronti con quanto ottenuto dalla simulazione.

4.1 Equalizzazione dei canali

Prima di poter operare dei confronti è necessario eseguire alcuni passaggi preliminari sui dati sperimentali. In particolare, il primo step consiste nell'equalizzare i canali di acquisizione. Infatti, per lavorare con un segnale pulito è necessario che ciascun canale risponda in modo simile quando viene colpito da una particella con la stessa energia. Se uno dei canali rispondesse in modo significativamente diverso dagli altri, potrebbe portare a una misura distorta dell'energia della particella. Fissato un singolo evento, il processo di equalizzazione consiste nel "riscaldare" i segnali rivelati dai canali del calorimetro per la risposta "media" che questi ultimi hanno se colpiti da particelle al minimo di ionizzazione (m.i.p.), il cui tasso medio di rilascio di energia attraverso la materia è costante e vicino al minimo.

È stata quindi realizzata una macro che permette di eseguire questo procedimento: la macro inizia producendo due "mappe" utilizzando un file chiamato "Mapping.txt". Queste mappe collegano le informazioni di posizione dei rivelatori (board e anode) alle coordinate spaziali (r, ϕ, z) all'interno del calorimetro. Successivamente, la macro carica i dati contenuti nel file ROOT: tali dati rappresentano le letture dei segnali dai rivelatori del calorimetro durante l'esperimento. La macro entra quindi in un ciclo che scorre attraverso i dati sperimentali e analizza i segnali dei rivelatori: utilizzando le mappe caricate in precedenza, la macro associa i segnali dei rivelatori alle rispettive posizioni spaziali nel calorimetro e, a seconda della loro posizione secondo le coordinate del calorimetro, vengono divisi per la risposta media ad una mip di quel particolare canale di acquisizione. Viene quindi calcolata l'energia associata ai segnali Low Gain e High Gain dai rivelatori, utilizzando una procedura definita dalla funzione "AddEnergy": questa funzione somma i segnali LG e HG da diversi rivelatori, applicando alcune soglie di taglio per selezionare i segnali validi. Viene dunque prodotta come output, salvata in

degli istogrammi, la distribuzione dell'energia nel calorimetro con i canali equalizzati (Low Gain nel plot superiore ed High Gain nel plot inferiore).

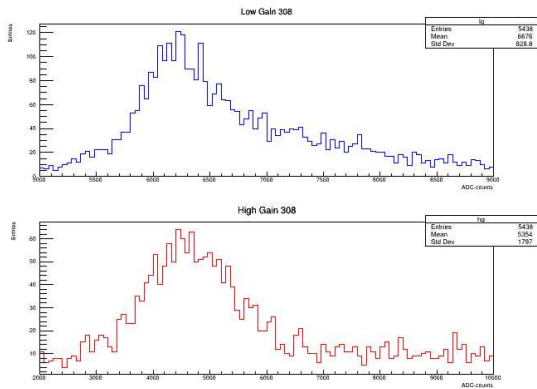


Figura 4.1: Run 308 dati non equalizzati.

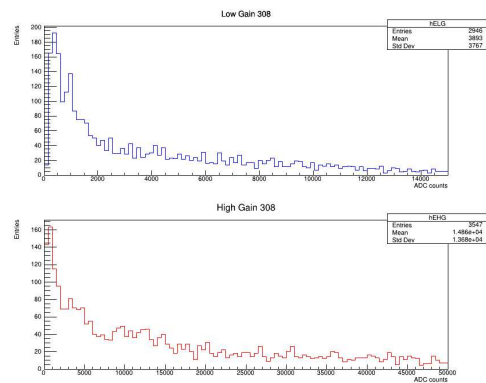


Figura 4.2: Run 308 dati equalizzati.

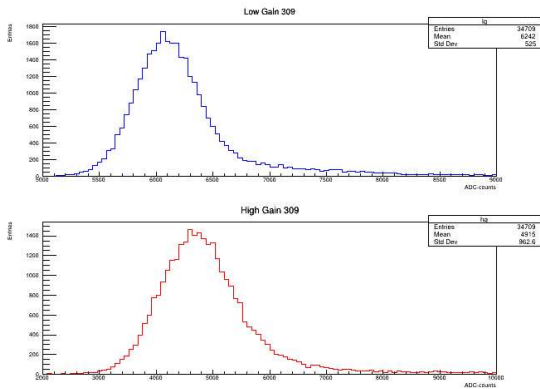


Figura 4.3: Run 309 dati non equalizzati.

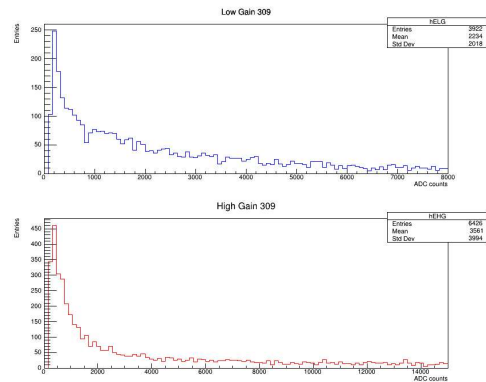


Figura 4.4: Run 309 dati equalizzati.

4.2 Calibrazione con le mip

L'unità di misura delle distribuzioni di energia salvate nei file di dati è "ADC counts", dal momento che vengono trasferiti direttamente dall'elettronica di acquisizione. Per poter fare dei confronti che abbiano un significato fisico, è quindi necessario eseguire un processo di calibrazione che permetta di lavorare in MeV (o qualsiasi altro suo multiplo o sottomultiplo).

Tale operazione viene eseguita andando ad individuare i picchi nelle distribuzioni di energia delle mip. In sostanza, la distribuzione di energia cercata si ottiene scegliendo come particelle incidenti dei μ^+ e impostando l'altezza del fascio in maniera tale che si possa impattare direttamente il calorimetro. La distribuzione di energia rilasciata è ben descritta da una funzione di Landau.

In figura 4.5 si riporta il plot relativo a questa particolare configurazione (dopo l'equalizzazione) ed in figura 4.6 una simulazione dello stesso processo eseguita con GEANT4:

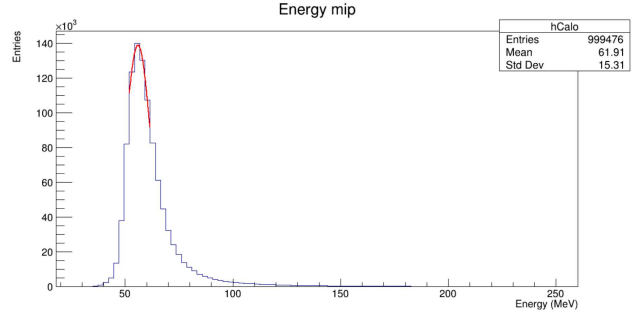
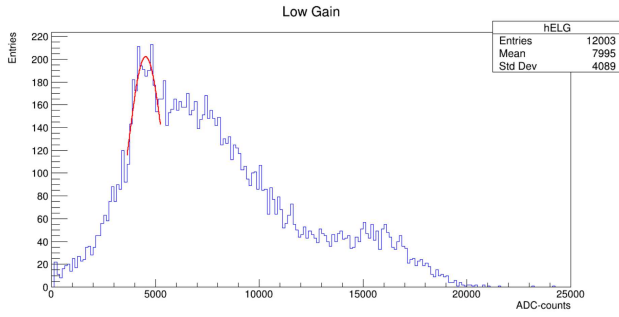


Figura 4.5: Dati equalizzati e fit del picco (Low Gain). Figura 4.6: Simulazione con GEANT4 e fit del picco.

Si può notare che la forma della distribuzione nei dati ha, oltre alla componente di mip delle altre strutture legate alla presenza di altre particelle (elettroni per il picco più a destra e pioni per il picco largo al centro). Sarebbe stato possibile ripulire i dati e selezionare la componente di mip ma per gli scopi di questa analisi è sufficiente che il picco delle mip sia sufficientemente visibile. Successivamente, al fine di individuare dei coefficienti che permettano di passare da ADC counts a MeV, tramite dei fit gaussiani sono stati individuati i picchi principali nelle due distribuzioni (dati sperimentali e simulati, questi ultimi indicati in tabella 4.1 con “MC”), il cui rapporto definisce il coefficiente di calibrazione. Nelle tabelle 4.1 e 4.2 si riportano i risultati di tale procedimento.

LG (ADC c.)	HG (ADC c.)	MC (MeV)
4400 ± 60	$(484 \pm 3) \times 10^2$	56.21 ± 0.01

Tabella 4.1: Tabella con i risultati dei fit gaussiani (con relative incertezze) per individuare i picchi delle mip.

$calLG$ (ADC c./MeV)	$calHG$ (ADC c./MeV)
78 ± 1	862 ± 6

Tabella 4.2: Coefficienti di calibrazione da ADC counts a MeV.

La distribuzione di energia convertita in MeV si ottiene dividendo ciascun bin dell’istogramma che la rappresenta per i coefficienti in tabella, a seconda che la modalità sia Low Gain o High Gain.

Nelle figure 4.7 e 4.8 si riportano le distribuzioni LG ed HG dei run 308 e 309 equalizzate e calibrate:

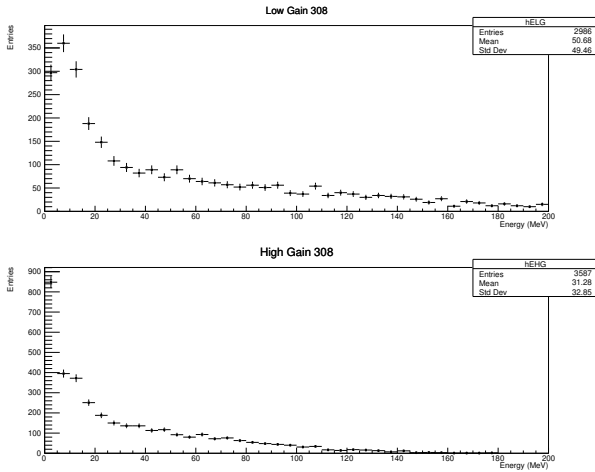


Figura 4.7: Run 308 - dati equalizzati e calibrati.

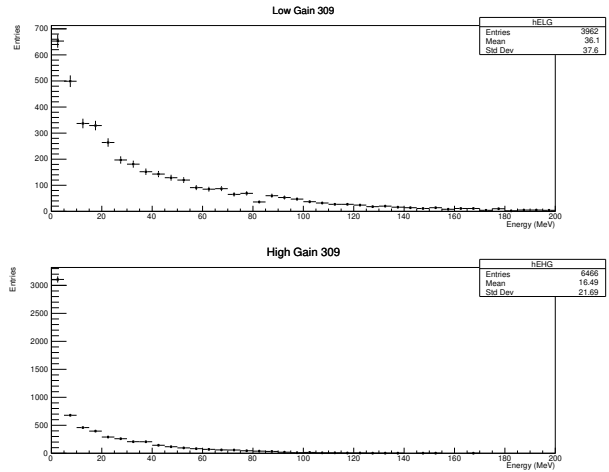


Figura 4.8: Run 309 - dati equalizzati e calibrati.

4.3 Confronto dati-previsioni

In questa sezione si approfondisce ora il confronto tra ciò che risulta dalla simulazione e quanto osservato sperimentalmente. Dati i risultati ottenuti nel capitolo precedente, riportati in tabella 3.2 alla voce “rate di decadimento”, possiamo stimare quanti eventi significativi (particelle prodotte dai decadimenti dei K^+) ci si attende dai run effettuati durante il test beam.

Prima di effettuare questa stima, in tabella 4.3 si riportano delle quantità utili inerenti ai due run di dati sperimentali:

Run	eventi	N. Spill	particelle/spill	tempo di acquisizione
308	5438	17	≈ 250	≈ 360 s
309	34709	113	≈ 250	≈ 2500 s

Tabella 4.3: Dati generali dei due run di K^+

Dove la voce “eventi” si riferisce al numero di del run, “N. Spill” è il numero di spill composto da particelle incidenti che sono state rivelate dai trackers al silicio, “particelle/spill” è il numero di particelle che compone ogni singolo spill in arrivo e “tempo di acquisizione” è si riferisce alla durata del run di acquisizione. Come si può notare dalla figura 2.3, a 8.5 GeV di energia la percentuale di K^+ che compone uno spill di particelle ammonta a circa il 5%, questo fatto implica che il numero di kaoni incidenti sono circa 270 per il run 308 e 1735 per il run 309.

Noti questi risultati, è possibile, utilizzando i dati relativi alle rate di decadimento calcolati in precedenza nella sezione sulla simulazione Monte Carlo, stimare il numero di particelle attese originate da un decadimento di un K^+ . Per calcolarlo, è sufficiente moltiplicare il numero di kaoni presente nel run per la rate associata alla rispettiva modalità di decadimento, sommando infine i risultati che danno la stessa particella rivelata dal calorimetro.

	Run 308	Run 309
particelle rivelate	numero di eventi	numero di eventi
μ^+	2.76	17.6
π^+	3.01	19.2
e^+	0.45	2.88

Tabella 4.4: Eventi attesi nei run per particella rivelata.

Dalla tabella 4.4 si evince che il numero di particelle attese provenienti da decadimenti di K^+ è molto basso. Questo fatto implica che la maggior parte delle entries degli istogrammi dell’energia dei due run di dati siano da attribuire a fondi di varia natura. Questo risultato non è del tutto inatteso,

dal momento che non è presente, come previsto nel set up completo del progetto finale, una linea di trasferimento atta a minimizzare il numero di particelle che costituiscono rumore di fondo (per esempio un sistema adeguato di collimazione per sopprimere le particelle di “halo” del fascio).

Nelle figure successive (dalla 4.9 alla 4.12) vengono presentati i plot sovrapposti degli eventi attesi con i dati sperimentali (si noti la scala logaritmica in y).

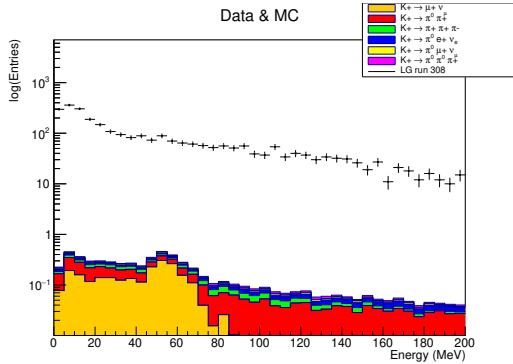


Figura 4.9: Simulazione MC e Run 308 LG.

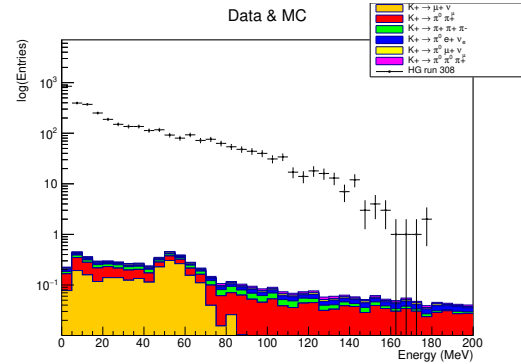


Figura 4.10: Simulazione MC e Run 308 HG.

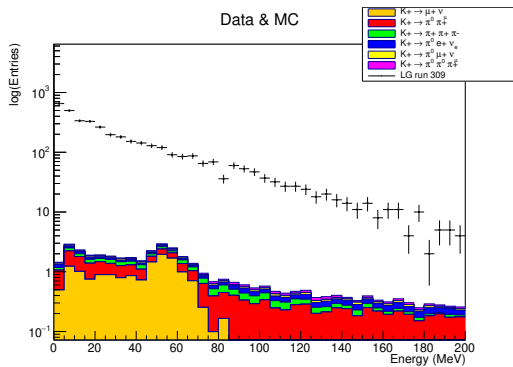


Figura 4.11: Simulazione MC e Run 309 LG.

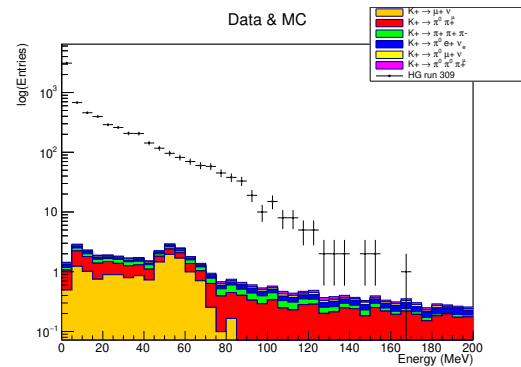


Figura 4.12: Simulazione MC e Run 309 HG.

Come già evidenziato in precedenza, il numero di eventi conteggiati nei dati sperimentali è molto più elevato rispetto a quanto atteso a causa della gran quantità di fondo presente. A tal proposito può essere interessante osservare in un plot bidimensionale la distribuzione di energia depositata nel calorimetro divisa per ogni canale. Nelle seguenti figure (dalla 4.13 alla 4.16) vengono presentate le tracce di alcuni eventi singoli rivelati nel run 308 (direzione del fascio incidente da sinistra verso destra rispetto al singolo plot):

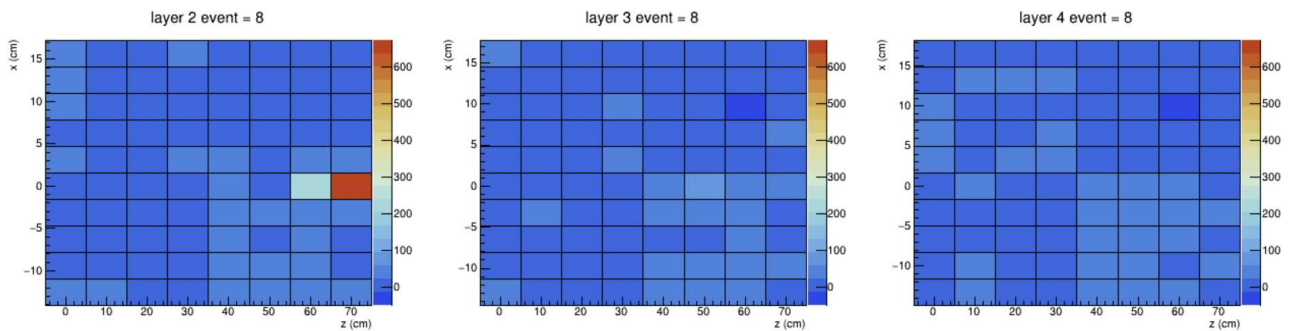


Figura 4.13: Event display di un evento nei dati. In ascissa la coordinata z , in ordinata la ϕ . Il codice di colore è proporzionale all’energia rilasciata nel singolo canale. I tre grafici rappresentano i tre layers radiali.

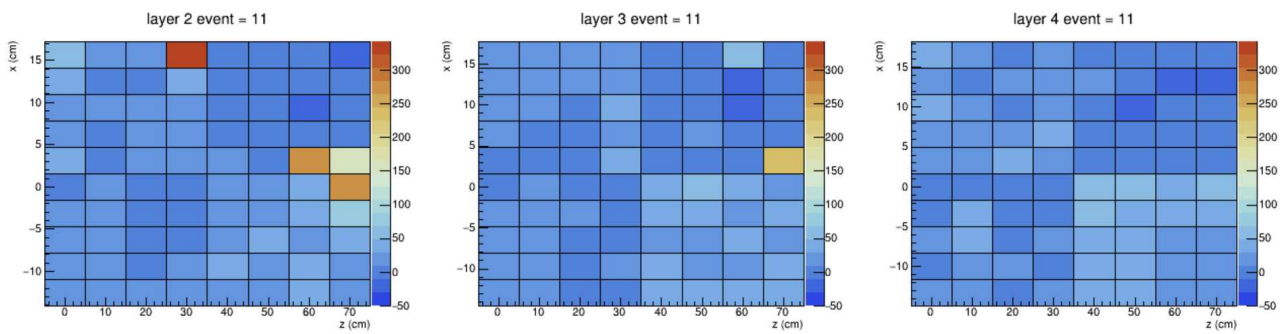


Figura 4.14: Come per la figura precedente.

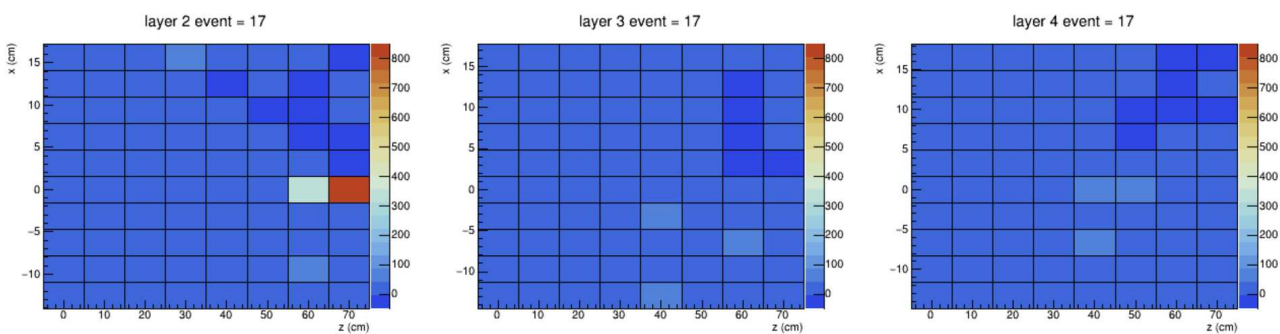


Figura 4.15: Come per la figura precedente.

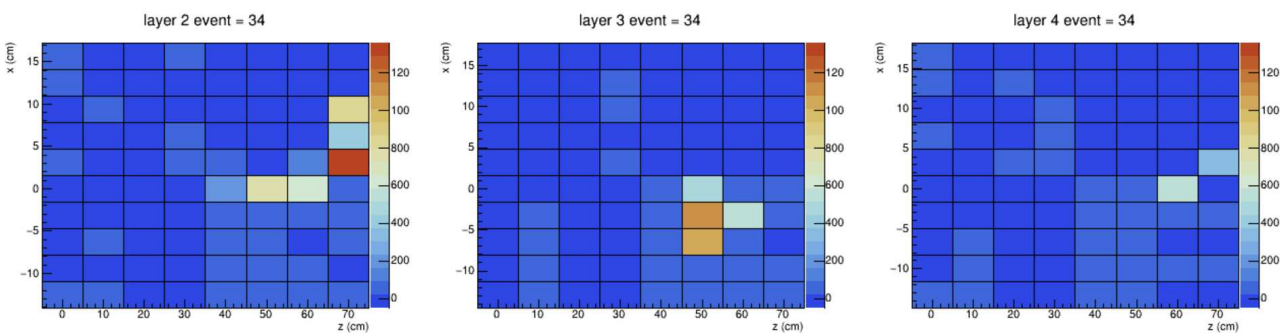


Figura 4.16: Come per la figura precedente.

Nelle figure 4.17 e 4.18 vengono riportate invece le distribuzioni cumulative delle tracce lasciate dalle particelle rivelate; nello specifico, il plot 4.17 è stato realizzato utilizzando una simulazione GEANT4, mentre il 4.18 è relativo ai dati del run 308:

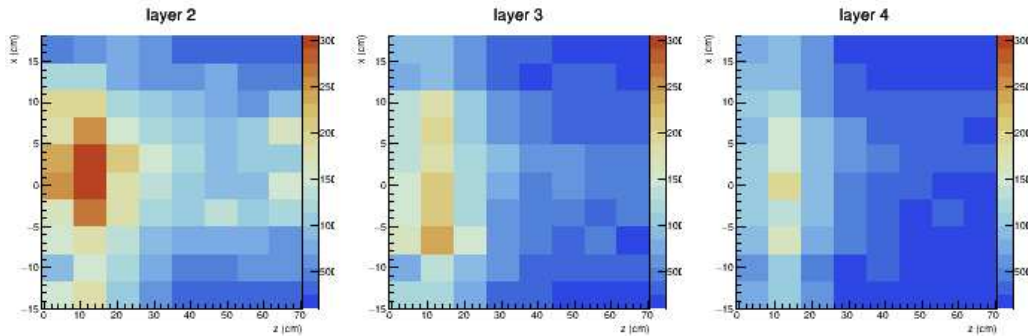


Figura 4.17: Event display simulazione, direzione del fascio incidente da sinistra verso destra rispetto al plot.

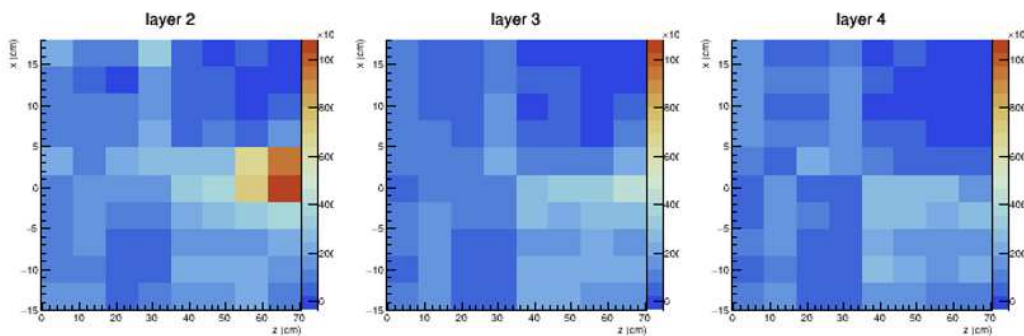


Figura 4.18: Event display Run 308, direzione del fascio incidente da sinistra verso destra rispetto al plot.

Si può notare come la distribuzione dell'energia nei canali del calorimetro sia più omogenea nella simulazione, mentre nei run di dati si osservano delle zone marcatamente più colpite di altre, in particolare nel primo strato, il layer 2. In quest'ultimo si nota infatti una zona carica di eventi, i quali però non proseguono negli strati successivi. Questi segnali potrebbero essere generati ad esempio da dei positroni, prodotti di decadimento dei μ^+ e π^+ , che "sbattono" sul layer 2, arrestandosi.

Un calcolo interessante consiste nello stimare il tempo di acquisizione necessario per avere un campione di kaoni positivi consistente con cui lavorare. Considerati i dati in tabella 4.3, è sufficiente calcolare l'intervallo di tempo tra uno spill di particelle ed il successivo per poter poi stimare il tempo di acquisizione cercato. Noto che la frazione di K^+ in un singolo spill ammonta a circa il 5% e calcolato il numero di spill emessi al secondo, si ottiene che per disporre di un campione di eventi composto da $O(10^6)$ K^+ sarebbe necessaria un'acquisizione della durata di $\approx 1.8 \times 10^6$ s, che corrispondono a circa 20 giorni. Occorre però considerare che esistono dei metodi per ottenere una statistica più favorevole in un tempo molto minore rispetto al nostro run pilota. La DAQ del run di prova infatti, lavorando con i trackers al silicio, introduceva dei tempi morti molto alti infatti per ogni spill venivano tracciate solo 250 particelle. Utilizzando una DAQ con un trigger sul solo calorimetro le rates di eventi accettabili sono superiori di ordini di grandezza. Un altro elemento da considerare è che nella configurazione attuale il rivelatore ha un'accettanza geometrica di circa tre volte superiore (1200 canali di lettura). Per quanto riguarda la riduzione del fondo si può far leva sulla distribuzione del fondo nel piano $z - \phi$ che è marcatamente diversa dal fondo. Questo permette di abbattere il fondo anche solo rinunciando a leggere i due ultimi layer in z nei due settori in ϕ centrali (Fig. 4.18).

Capitolo 5

Conclusioni

Si riassumono ora i risultati principali ottenuti in questo lavoro e vengono proposti eventuali spunti futuri per poter eventualmente migliorarne i risultati e poterlo rendere più completo.

In questo studio si è quantificata la rate di decadimento dei kaoni positivi nel calorimetro del dimostratore di ENUBET. Nel capitolo 2 si è calcolato analiticamente in maniera approssimata tale rate, prendendo come esempio il decadimento K_{e3} . Si riporta nuovamente la tabella 2.1 che raccoglie i risultati ottenuti in termini del rapporto tra i K predetti all'entrata dell'area sperimentale ($N_{K^+}(z_1)$) e i prodotti di decadimento attesi nell'accettazione del dimostratore (N_{par}):

Modi di decadimento	Branching ratio (%)	$\frac{N_{par}}{N_{K^+}(z_1)}$ (%)
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	63.55 ± 0.11	4.1×10^{-2}
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	20.66 ± 0.08	1.3×10^{-2}
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	5.59 ± 0.04	3.6×10^{-3}
$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$	5.07 ± 0.04	3.3×10^{-3}
$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$	3.35 ± 0.03	2.2×10^{-3}
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	1.76 ± 0.02	1.1×10^{-3}

La serie di approssimazioni effettuate si è visto che ha inciso particolarmente sul risultato, evidenziando, una sottostima consistente delle stime più accurate ottenute con la simulazione GEANT4.

Nel capitolo 3 è stata utilizzata una simulazione con metodi Monte Carlo, utilizzando il software GEANT4 per simulare il processo fisico in cui è stata tenuta in considerazione anche la geometria del fascio. Si riporta nuovamente la tabella 3.2 presentata precedentemente con i risultati delle rate divise per modo di decadimento.

Modi di decadimento	Branching Ratio (%)	$\frac{N_{par}}{N_{K^+}(z_1)}$ (%)	Particelle rivelate	Rapporto con stima analitica
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$	63.55 ± 0.11	0.89	μ^+	21.6
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	20.66 ± 0.08	0.76	π^+	56.5
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	5.59 ± 0.04	0.25	$2\pi^+$	69.3
$K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$	5.07 ± 0.04	0.17	e^+	50.4
$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu$	3.35 ± 0.03	0.12	μ^+	55.9
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	1.76 ± 0.02	0.096	π^+	84.2

Nel capitolo 4 si è infine confrontato quanto ottenuto con due acquisizioni dati preliminari in questa configurazione raccolte durante il test beam di Ottobre 2022 nell'area T9 della CERN East Hall. Basandosi sui risultati emersi dalla simulazione, si è dedotto che il quantitativo di eventi rivelato nel calorimetro del dimostratore è al momento dominato da particelle di fondo,

Lo sviluppo naturale del lavoro consiste nell'andare a valutare la natura delle particelle rivelate nel calorimetro andando a studiare precisamente la "topologia" delle tracce lasciate da quest'ultime. A tal proposito, osservando la figura 4.18, si vede come il fondo e il segnale abbiano delle distribuzioni

molto diverse in z e ϕ . Utilizzando queste due variabili quindi si vede una potenzialità notevole nell'incremento del rapporto segnale su fondo che è attualmente molto poco favorevole. Si potrebbe per esempio escludere dal campione i dati che lasciano si concentrano in pochi precisi canali del layer 2 negli come descritto precedentemente.

In relazione al tempo di acquisizione necessario va notato che nel test di prova sono stati utilizzati i tracciatori al silicio che rendono l'acquisizione molto lenta (300 tracce per uno spill di mezzo secondo, ovvero 0.6 kHz). Dopo questa caratterizzazione si potrà acquisire i dati senza i tracciatori al silicio, utilizzando il trigger interno delle schede FERS che può andare a rates molto più elevate (decine di kHz).

Complessivamente quindi si può concludere che non è del tutto certo che la misura dei decadimenti dei K al PS sia del tutto irrealistica a causa dello sfavorevole S/N ratio in quanto vi sono ancora diverse direzioni di miglioramento che possono essere esplorate. Questo studio sarà utile per guidare le future sessioni di presa dati con il calorimetro completo (accettanza 3 volte superiore) che sono previste tra pochi mesi ad Agosto del 2024.

Bibliografia

- [1] F. Acerbi, I. Angelis, L. Bomben, et al. Design and performance of the enubet monitored neutrino beam, 2023.
- [2] F. Acerbi, M. Bonesini, F. Bramati, et al. The enubet positron tagger prototype: construction and testbeam performance. *Journal of Instrumentation*, 15(08):P08001–P08001, August 2020.
- [3] F. Acerbi, I. Angelis, L. Bomben, et al. NP06/ENUBET annual report 2022 for the SPSC. Technical report, CERN, Geneva, 2022.
- [4] A. Longhin and F. Terranova. The NP06/ENUBET SPSC annual report (2023). Technical report, CERN, Geneva, 2023.
- [5] East area information: <https://sba.web.cern.ch/sba/beamsandareas/east/east.htm>.
- [6] Agostinelli et al. Geant4-a simulation toolkit. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 506:250, 07 2003.

Appendice

Confronto con fascio puntiforme

Nel capitolo 2 si è parlato del fatto che, controllando a posteriori, il profilo del fascio non incide particolarmente sugli eventi rivelati nella simulazione. A tal proposito, è stato effettuato un confronto con una simulazione in cui si è utilizzato un profilo del fascio puntiforme e senza spread angolare (nota: in questo caso l'altezza da terra del fascio è pari a 90 cm invece dei 129.5 cm utilizzati in precedenza, quindi si è considerato un Δh diverso). Nello specifico, gli istogrammi nelle figure 1 e 2 rappresentano le distribuzioni di energia nel calorimetro ponendo il BR uguale a 1 per il decadimento K_{e3} :

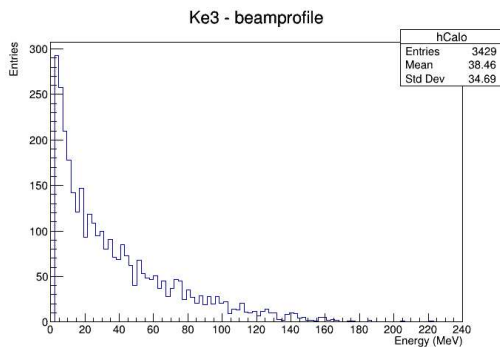


Figura 1: profilo del fascio utilizzato al capitolo 2.

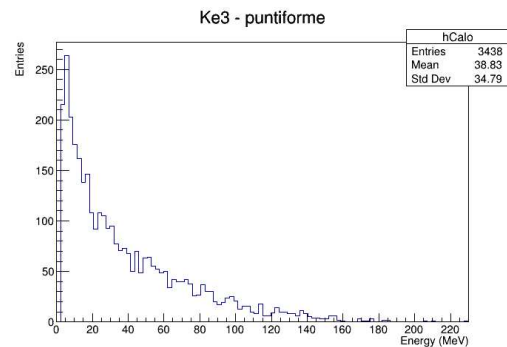


Figura 2: profilo del fascio puntiforme.

La forma delle distribuzioni non mostra una forte dipendenza dalla scelta del profilo del fascio in questo caso.