



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea Triennale in Fisica

Tesi di Laurea

Il progetto ENUBET: una nuova tecnica per aumentare la precisione dei fasci di neutrini elettronici

Relatore: Gianmaria **Collazuol**

Co-relatore: Andrea **Longhin**

Laureando: Mattia **Zoccoletti**

Mat. **1047871**

Anno Accademico 2016/2017

Indice

Introduzione	5
1 Il Neutrino e il progetto ENUBET	6
1.1 Caratteristiche del neutrino	6
1.2 Produzione e rivelazione di neutrini	7
1.3 Il progetto ENUBET	9
2 La tecnica calorimetrica di ENUBET	12
2.1 L'Ultra Compact Module	12
2.2 Il Test Beam	13
2.3 Risultati del Test Beam	15
3 La simulazione Monte Carlo per la propagazione della luce	22
Conclusioni	30
Bibliografia	31

Introduzione

Negli ultimi anni la ricerca scientifica sul neutrino ha subito una notevole accelerazione e sarà senza dubbio uno degli ambiti di maggiore interesse della fisica subatomica anche negli anni a venire. Questo settore è particolarmente attivo sia sul piano teorico che sperimentale. Ad esempio, nel Modello Standard il neutrino è stato assunto privo di massa, ma ciò è in contraddizione con i recenti esperimenti che ne dimostrano la cosiddetta “oscillazione”. Un ulteriore interessante aspetto riguarda gli apparati per rilevare i neutrini e per distinguerne le tipologie. Ciò rappresenta un’autentica sfida tecnologica, dato che il neutrino non interagisce né con il campo elettromagnetico né con la forza nucleare forte, ma solo con la forza nucleare debole (e con il campo gravitazionale, anche se in misura estremamente piccola). Un esempio di tecnologia già messa in atto e funzionante è il rivelatore Super-Kamiokande in Giappone, costruito nel 1983 e poi migliorato nel corso degli anni.

La ricerca, come già anticipato, non si ferma alla sola rivelazione di neutrini, ma si estende allo studio delle loro proprietà: oltre alle già citate tre tipologie conosciute (dette “sapori”) è di grande interesse studiare come il neutrino interagisce con la materia, cioè la sua sezione d’urto. Il progetto ENUBET (*Enhanced NeUtrino BEams from kaon Tagging*) è uno dei più recenti (1 giugno 2016) nell’ambito della fisica del neutrino [1]: ENUBET si pone l’obiettivo di ottenere una sorgente di neutrini elettronici con una precisione mai raggiunta finora, fino a 10 volte maggiore rispetto ai fasci esistenti. Il tutto sfocerà nella realizzazione di un prototipo di tunnel di decadimento strumentato. Ciò offrirà uno strumento per migliorare la stima della sezione d’urto dei neutrini, ma anche per lo studio della violazione CP, che si avvantaggia di una precisa conoscenza della probabilità di interazione dei neutrini elettronici con la materia attraverso una significativa riduzione degli errori sistematici.

Il nostro lavoro si concentrerà in particolare su uno degli elementi innovativi del tunnel di decadimento proposto, e cioè i rilevatori di particelle che lo compongono: confrontando i dati raccolti al CERN sull’efficienza di raccolta di un singolo elemento (*tile* di scintillatore plastico) con una simulazione stabiliremo se essa riesce a riprodurre fedelmente i processi di propagazione e assorbimento dei fotoni nello scintillatore. Questo è estremamente importante per avere un ottimo controllo del rivelatore e ridurre le incertezze sistematiche.

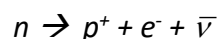
Capitolo 1: Il Neutrino e il progetto ENUBET

1.1 Caratteristiche del neutrino

L'esistenza del neutrino fu teorizzata nel 1930 da Wolfgang Pauli, che interpretò lo spettro continuo del decadimento β non come una violazione della legge di conservazione dell'energia, ma un indicatore del fatto che il decadimento $n \rightarrow p^+ + e^-$ non era a due corpi, ma a tre, cioè del tipo $a \rightarrow b + c + d$. Fu poi effettivamente scoperto nel 1956 da Fred Reines e Clyde Cowan utilizzando un reattore a fissione nucleare.

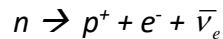
Il neutrino è una particella fondamentale appartenente alla categoria dei leptoni: a questa categoria appartiene un fermione (una particella con spin semi-intero, $\frac{1}{2}$) che a differenza dei quark non interagisce con la forza nucleare forte. In particolare, il neutrino non interagisce nemmeno col campo elettromagnetico, avendo carica nulla, e quindi interagisce solamente con la forza nucleare debole e il campo gravitazionale. Quest'ultima, comunque, è praticamente trascurabile, in quanto la massa del neutrino è estremamente piccola, stimata tra 10^{-5} e 10^{-6} volte quella dell'elettrone. A tutt'oggi esistono solo dei limiti sulle masse dei neutrini; le oscillazioni di sapore (di cui parleremo più avanti) ci danno soltanto indicazioni sulle differenze di massa quadrate.

Ad un neutrino, in analogia con le altre particelle fondamentali, è associato un antineutrino; siccome la carica elettrica è comunque nulla, a differenza per esempio della coppia $e^+ - e^-$, a distinguere un neutrino da un antineutrino è la cosiddetta elicità, cioè in parole povere il verso dello spin rispetto al moto: per il neutrino (o neutrino sinistrorso, con questa distinzione) si avrà sempre elicità negativa, cioè spin diretto nel verso opposto al moto, mentre per l'antineutrino (o neutrino destrorso) elicità sempre positiva, ovvero spin e moto concordi. Per quanto riguarda le reazioni nucleari, il neutrino viene prodotto in coppia con un antileptone carico, l'antineutrino in coppia con un leptone carico. La reazione citata prima si scrive perciò così:



Ma a tal proposito è necessaria una precisazione: esistono in realtà tre specie di neutrini (con le loro corrispondenti antiparticelle) che si accoppiano con i bosoni vettori W e Z^0 , come ha dimostrato negli anni '90 il Large Electron-Positron Collider (LEP), l'enorme acceleratore di particelle del CERN che ha lasciato il posto all'attuale Large Hadron Collider (LHC), misurando i decadimenti di Z^0 . Queste tre specie, chiamate anche *sapori*, sono legate agli altri tre leptoni del Modello Standard: all'elettrone è legato il neutrino elettronico ν_e , al muone μ il neutrino

muonico ν_μ , e al tauone τ il neutrino tauonico ν_τ . Sulla base di tutto ciò, possiamo scrivere ad esempio il decadimento beta del neutrone in una maniera più precisa:



Gli stati di sapore ν_e, ν_μ, ν_τ sono combinazioni di tre autostati “di massa” ν_1, ν_2, ν_3 con masse definite m_1, m_2, m_3 . In generale la massa è stimata minore di $2.2 \text{ eV}/c^2$, quindi un valore estremamente basso, che non basta a dare un contributo significativo alla materia oscura dell’Universo, la cui effettiva spiegazione va cercata altrove.

È ormai provato da una ventina d’anni che il sapore del neutrino può “oscillare”, ovvero cambiare durante la propagazione. Ad esempio è possibile che un neutrino ad esempio muonico si trasformi in uno tauonico. Questo fenomeno è tuttavia di difficile osservazione: ad esempio, nell’esperimento OPERA realizzato con un fascio tra il CERN e i laboratori INFN del Gran Sasso tra il 2007 e il 2012 sono stati osservati solamente 5 candidati ν_τ [2]. Oltre al canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, viene utilizzato il canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ nell’ambito della violazione CP (esperimenti T2K, NOvA); vengono studiate infine anche le oscillazioni dei neutrini solari, atmosferici e dei neutrini prodotti all’interno di reattori nucleari, come nel Daya Bay Neutrino Experiment dedicato agli antineutrini elettronici.

1.2 Produzione e rivelazione di neutrini

Per osservare e studiare i neutrini in laboratorio si possono sfruttare diversi approcci. In generale, i rivelatori sono molto spesso di grandi dimensioni e utilizzano enormi quantità di materiale, per via della scarsa probabilità di interazione. Il flusso di neutrini che la Terra incontra è causato dalle reazioni nucleari che avvengono nelle stelle (compreso il Sole) e durante l’esplosione di una Supernova, ed è uno dei migliori “messaggeri” dell’Universo, in quanto il neutrino può viaggiare per enormi distanze senza interagire e senza perdita di informazione. A tale flusso si somma quello causato dall’interazione fra la radiazione cosmica e l’atmosfera: infatti, molte delle particelle prodotte negli urti sono instabili, e decadono producendo neutrini. Per studiare questi due flussi sono stati costruiti negli anni diversi rivelatori, posti spesso in siti sotterranei per bloccare il più possibile la maggior parte della radiazione cosmica. Il più famoso, e uno dei più importanti, è il già citato Super-Kamiokande [3], aggiornato nel corso degli anni; è costituito da una serie di serbatoi d’acqua pura (per un totale di 50000 tonnellate) rivestiti internamente da circa 10000 tubi fotomoltiplicatori (PMT). Questi rivelatori possono osservare l’effetto Čerenkov delle particelle prodotte nelle interazioni dei neutrini coi nuclei all’interno dei serbatoi, e da esso è possibile ricavare informazioni sulla traiettoria del neutrino.

Un’altra fonte “naturale” di neutrini sono i decadimenti β^- che avvengono spontaneamente all’interno della Terra. Sono le catene di decadimento di ^{40}K , ^{232}Th e ^{238}U a dare i contributi più significativi. Le ricerche su questi cosiddetti geoneutrini sono relativamente recenti, e offrono una buona opportunità per approfondire la nostra conoscenza del nucleo della Terra.

Ovviamente, oltre che studiare i neutrini prodotti al di fuori della Terra, nell'atmosfera o nel nucleo terrestre, possiamo sfruttare delle reazioni nucleari *ad hoc* per produrre in laboratorio un flusso di neutrini: questo è l'ambito su cui la ricerca si è maggiormente concentrata negli ultimi anni. Numerose sono le reazioni che si possono innescare, principalmente con urti fra particelle ad una determinata energia: la scelta dipende da vari fattori, tra le quali le caratteristiche dell'acceleratore, il range energetico d'interesse o la particolare famiglia di neutrini che si vuole produrre. Questi esperimenti rivestono un ruolo centrale nell'ambito della fisica subatomica: sono infatti la base di partenza per lo studio della sezione d'urto dei neutrini, la cui conoscenza approfondita è necessaria per svariate future applicazioni, quali lo studio della violazione CP nel settore leptonic.

Nonostante gli enormi progressi degli ultimi anni, le modalità di produzione di neutrini sono ancora affette da un sostanziale problema: con i metodi attuali non è possibile ottenere una ben definita sorgente di una singola specie di neutrini, ma anzi dal processo si ottengono neutrini con diverso sapore generando difficoltà nell'utilizzo pratico del fascio, come ad esempio per misurare le sezioni d'urto.

Sono di gran lunga i neutrini muonici (ν_μ e $\bar{\nu}_\mu$) quelli la cui sezione d'urto, assoluta o differenziale, è nota con maggiore precisione. Negli apparati tradizionali sono prodotti essenzialmente dal decadimento di pioni, come (per il pione positivo)

$$(1) \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

I pioni sono a loro volta il prodotto di un urto, ad esempio un fascio di protoni che impatta contro un bersaglio (*target*). Questo processo però genera anche kaoni, che possono decadere secondo

$$(2) \quad K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \pi^0$$

Inoltre, anche il muone può decadere, secondo $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Il risultato finale è che il flusso di neutrini ottenuto è composto sia da neutrini muonici che da neutrini elettronici. Il rapporto fra le due specie è variabile: ad alta energia la "contaminazione" è dominata dal decadimento a tre corpi del kaone (K_{e3}), mentre per flussi a bassa energia il maggior contributo è dovuto a muoni che decadono lungo il tunnel di decadimento. In ogni caso la stima precisa del flusso dei soli ν_e risulta difficile: finora, l'incertezza non è mai scesa sotto il 10% [4]. Questo fatto vale anche per i ν_μ ed è legato alla difficoltà di simulare in modo accurato tutto il processo.

1.3 Il progetto ENUBET

L'idea di base di ENUBET è quella di realizzare una sorgente ben controllata di ν_e monitorando la produzione dei positroni all'interno del tunnel di decadimento. Nel seguito elenchiamo le argomentazioni che sostengono questo approccio.

Innanzitutto, per aumentare il rapporto ν_e/ν_μ fra i ν_e prodotti dai decadimenti K_{e3} e i ν_μ derivanti dai pioni si può incrementare l'energia delle particelle che vengono condotte nel tunnel di decadimento (sono dette "secondarie", mentre le primarie sono i protoni che impattano sul target). Infatti tale rapporto è dato da

$$(3) \quad \nu_e/\nu_\mu \simeq R_{K/\pi} \cdot BR(K_{e3}) \cdot \frac{[1 - e^{-L/\gamma_K c \tau_K}]}{[1 - e^{-L/\gamma_\pi c \tau_\pi}]}$$

dove $R_{K/\pi}$ indica il rapporto fra i K^+ e i π^+ all'ingresso del tunnel, $BR(K_{e3}) = 5.07 \pm 0.04\%$ è il rapporto di decadimento (*branching ratio*), L la lunghezza del tunnel, e infine γ e τ rispettivamente i fattori di Lorentz e vite medie di K^+ e π^+ . L'andamento del rapporto in funzione dell'energia (o impulso) delle particelle secondarie è mostrato in Fig.1 [5].

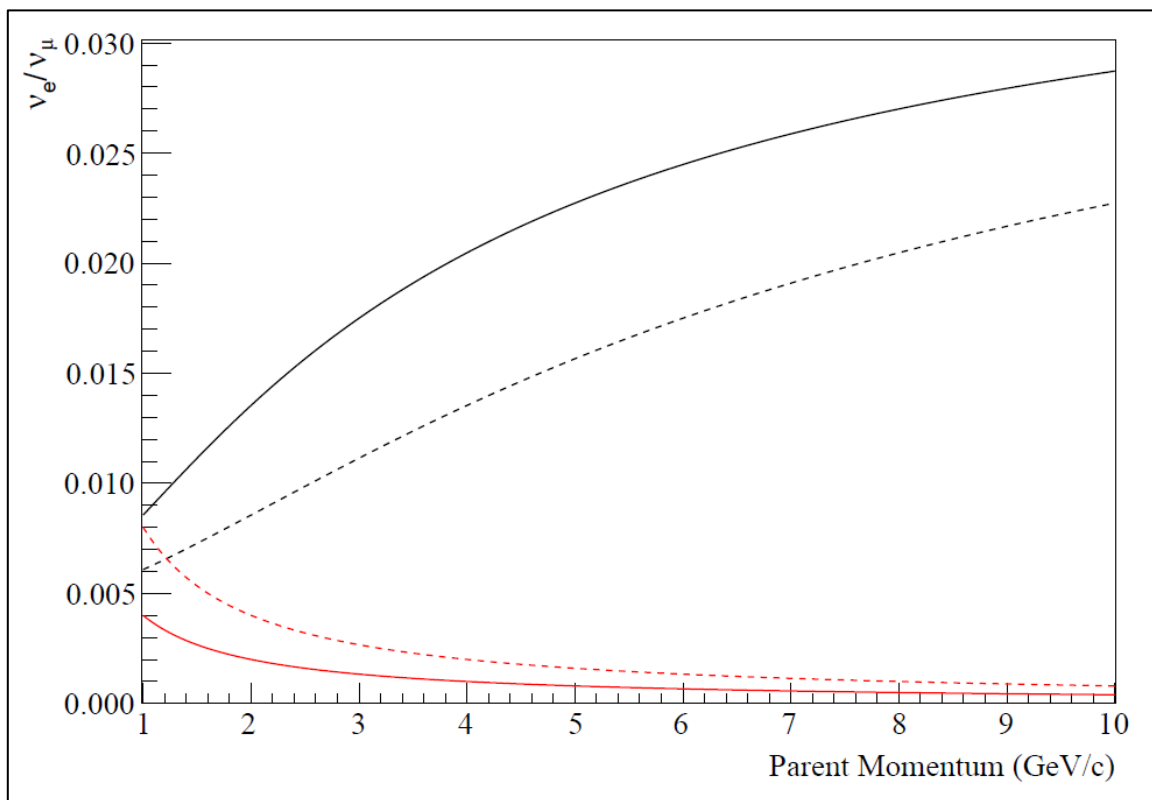


Fig. 1: Andamento del rapporto ν_e/ν_μ in funzione dell'impulso delle particelle secondarie. Le linee continue si ottengono assumendo $L = 50$ m, le tratteggiate si hanno con $L = 100$ m. In rosso è rappresentato il rapporto ν_e/ν_μ con i ν_e prodotti dal decadimento dei muoni.

Da essa possiamo notare che anche una ridotta lunghezza del tunnel di decadimento aiuta a rendere fortemente dominante il contributo di K_{e3} nel flusso dei ν_e . L'incremento di energia dei K^+ e dei π^+ non deve però essere eccessivo, per due motivi: il primo è che il range energetico d'interesse per i ν_e non supera i 4 GeV, l'altro è che la regione di decadimento da instrumentare sarebbe molto grande.

Con questa configurazione i ν_e prodotti all'interno del tunnel derivano quasi totalmente dal decadimento K_{e3} . Infatti il decadimento $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ dei muoni derivanti da (1) è fortemente soppresso. Inoltre, osservando le distribuzioni angolari [6] (Fig. 2 e 3), i positroni prodotti tramite K_{e3} vengono emessi mediamente ad un angolo polare nettamente maggiore rispetto a quelli prodotti dal decadimento dei muoni.

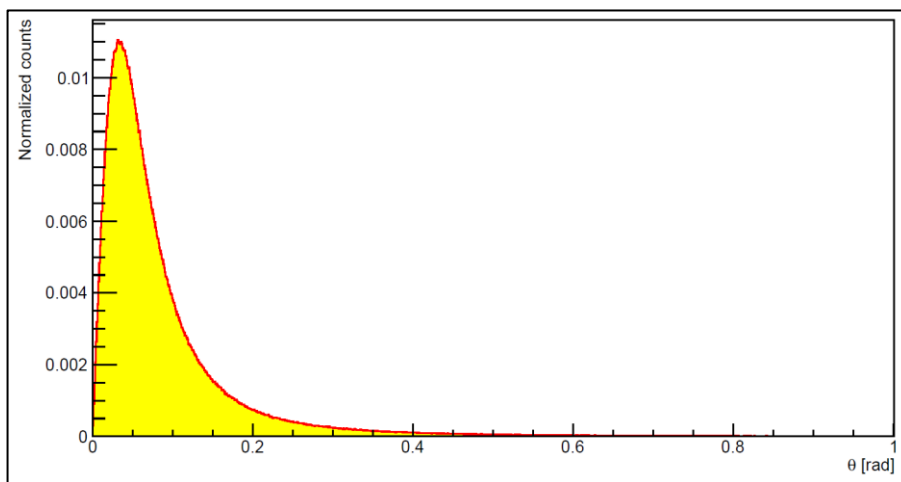


Fig. 2: Distribuzione angolare dei positroni prodotti da K_{e3} nel riferimento del laboratorio (tratte da [6]).

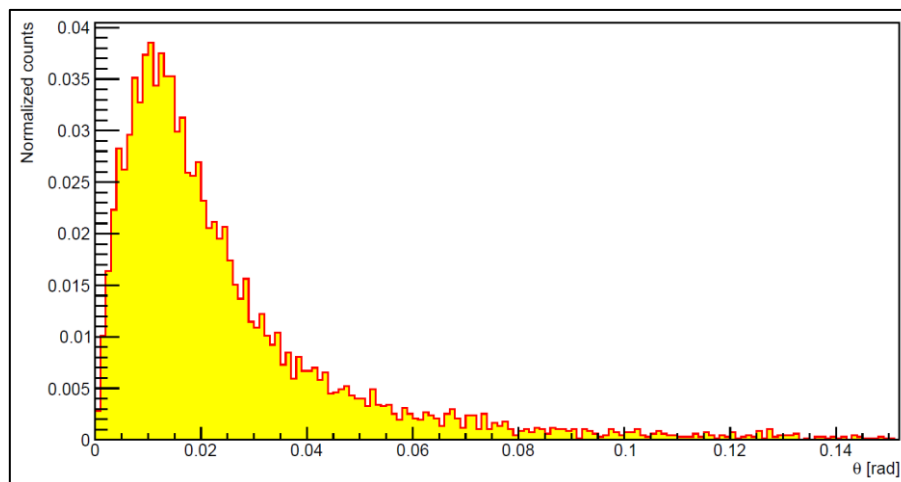


Fig. 3: Distribuzione angolare dei positroni derivanti dal decadimento dei muoni, a sua volta prodotti dai π^+ nel riferimento del laboratorio (tratte da [6]).

L'apparato proposto da ENUBET è schematizzato in Fig. 4 [5] [7]. Nello stadio iniziale, un fascio di protoni primari colpisce un *target* di berillio; da questi urti vengono generati adroni secondari (pioni e kaoni) che vengono opportunamente deviati, collimati e selezionati in segno e momento tramite campi magnetici; i K^+ e π^+ raccolti, che hanno un impulso pari a $8.5 \text{ GeV} \pm 20\%$, vengono condotti all'interno del tunnel di decadimento. Il tunnel è un tubo sotto vuoto di 50 m di lunghezza, con un raggio di 40 cm. Le sue dimensioni sono scelte anche per far sì che il flusso di particelle, che entra nel tubo attraverso una finestra di area $10 \times 10 \text{ cm}^2$, sia interamente contenuto in esso. L'interno del tunnel è completamente rivestito da calorimetri, con lo scopo di intercettare i positroni derivanti da K_{e3} . Infatti il resto delle particelle non decadute, oltre ai muoni prodotti dai pioni, raggiunge la fine del cilindro (*beam dump*) senza impattare contro la parete interna. In [4] si mostra come un'incertezza sistematica dell'1% sul flusso dei ν_e possa considerarsi realistica con un setup come quello descritto. Con un rivelatore di 500 t a 100 m dal target una statistica di 10^4 interazioni di ν_e potrebbe essere raggiunta in 1-2 anni.

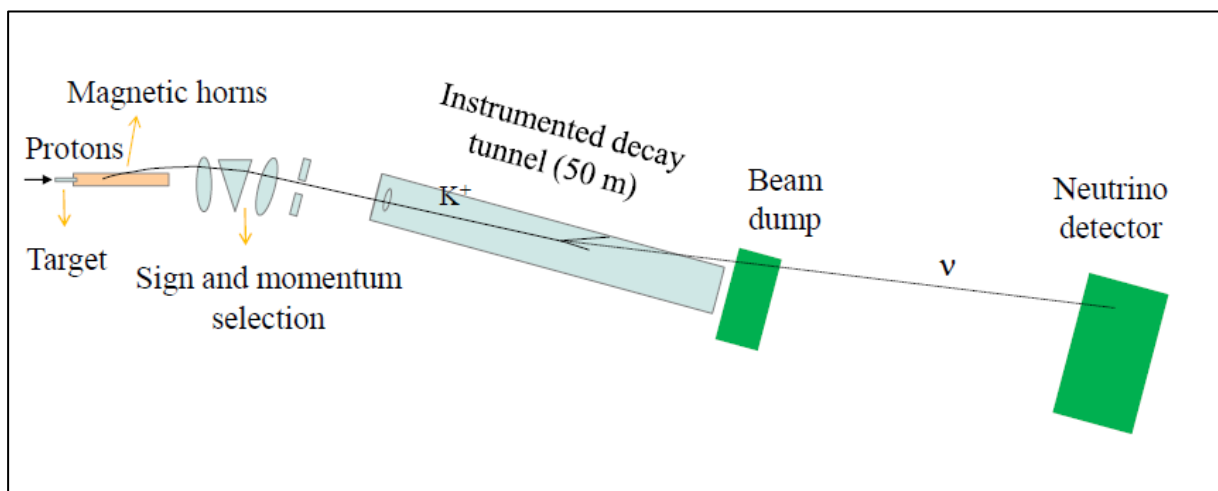


Fig. 4: Schema dell'apparato proposto da ENUBET [4].

Capitolo 2: La tecnica calorimetrica di ENUBET

2.1 L'Ultra Compact Module

Uno degli aspetti più innovativi di ENUBET risiede nella tecnologia calorimetrica studiata appositamente per un'eccellente separazione e/π con un moderato numero di canali di lettura. L'unità di base del calorimetro che riveste completamente il tunnel di decadimento è denominata UCM, acronimo di *Ultra-Compact-Module*, e si basa su una tecnica sviluppata nell'ambito del progetto INFN chiamato SCENTT. L'UCM, di cui riportiamo in Fig. 5 uno schema ed una foto, è un modulo lungo 10 cm che segue il principio dei calorimetri "shashlik": è composto infatti da 5 *tiles* di scintillatore plastico (polistirene o poliviniltoluene, ognuna di dimensione 3×3 cm² e spessore 0.5 cm), alternate da altrettanti strati di ferro (ognuno spesso 1.5 cm); i fotoni della scintillazione vengono letti da delle fibre WLS (*Wavelength Shifter Fibers*): sono chiamate così perché catturano i fotoni emessi dallo scintillatore e ne riemettono altri a frequenza minore. Vi sono 9 WLS per ogni modulo, disposte in griglia 3×3 perpendicolarmente alle *tiles*; ognuna di esse viene collegata in estremità ad un fotomoltiplicatore al silicio (SiPM), che riceverà la luce catturata dalla rispettiva fibra. Questa è una soluzione originale, perché solitamente in questo tipo di calorimetri le fibre vengono tutte raggruppate: il vantaggio è che sommando i segnali dei SiPM e non la luce nelle fibre, si ottiene una superiore omogeneità nel campionamento longitudinale, evitando spazi morti. Tutti e 9 i SiPM, infine, sono alloggiati su una scheda elettronica chiamata PCB.

Il design del modulo è stato studiato appositamente per i fini del progetto, ma è molto conveniente per diverse altre applicazioni [8]. Nell'ambito di ENUBET in particolare, la lunghezza totale dell'UCM corrisponde a $4.3 X_0$, con X_0 lunghezza di radiazione. Siccome un positrone (o un elettrone) cede la propria energia più rapidamente di un pione carico (cioè gran parte della sua energia viene rilasciata nei primi strati dell'UCM), è possibile identificare i positroni, ossia realizzare la separazione e/π , tramite un rapporto fra l'energia depositata negli strati più interni e l'energia totale raccolta sullo strato più esterno. Un calorimetro shashlik composto da array di moduli di questo tipo, inoltre, ha il vantaggio di poter campionare il fascio incidente ogni $4 X_0$.

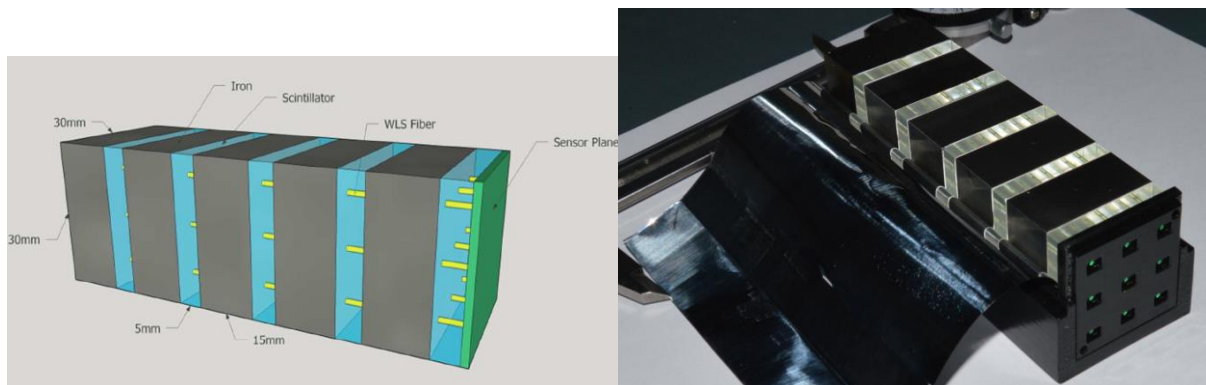


Fig. 5: Uno schema ed una foto del modulo di base UCM. Nota: qui il modulo è ricoperto con uno strato in Tyvek [8].

2.2 Il Test Beam

Per verificare che il modulo di base del calorimetro soddisfi le richieste del progetto, nel luglio 2016 è stato effettuato nell'Area Est del CERN-PS un test su un prototipo costituito da 12 moduli UCM [8]. Come mostrato dalla Fig. 6 [9], ciascuno dei 15 strati di ferro del prototipo può contenere 8 *tiles* di scintillatore; per l'esperimento ne sono state montate la metà, per un totale di 4 UCM per ognuno dei 3 blocchi, posti uno dopo l'altro. Per diffondere al meglio la luce di scintillazione, ogni scintillatore (modello EJ200, in poliviniltoluene) è stato dipinto con una vernice a base di TiO_2 . Dopo questa operazione, sono stati effettuati i 9 fori per *tile*, ciascuno con un diametro 1.2 ± 0.1 mm. Le fibre inserite nei fori hanno un diametro di 1 mm, e i SiPM collegate ad esse hanno una superficie di 1 mm^2 . L'output finale è dato dalla somma dei singoli segnali dati da ogni SiPM (collegati in parallelo); l'elettronica adibita all'acquisizione di questi dati sarà anch'essa sviluppata da ENUBET: in particolare l'intenzione è quella di utilizzare digitizers in grado di acquisire finestre temporali fino ad alcuni ms, e con una risoluzione di alcuni ns in modalità *triggerless*.

Per il test di luglio 2016 sono stati sfruttati fasci di elettroni, muoni e pioni nella linea di fascio T9 del CERN-PS. L'apparato sperimentale del test è schematizzato in Fig. 7. Davanti al prototipo sono posizionati 2 detector al silicio, in grado di monitorare il fascio incidente con una precisione spaziale di $30 \mu\text{m}$; un contatore Čerenkov, assieme ad uno scintillatore plastico seleziona le particelle a monte e genera il trigger. Dopo il calorimetro, invece, sono posizionati un blocco di ferro che funge da assorbitore e uno scintillatore dedicato alla rivelazione di pioni e muoni (*muon catcher*).



Fig. 6: Una foto del prototipo composto da 12 UCM (tratta da [9]). È visibile anche lo stato di verniciatura a base di TiO_2 sulle *tiles*.

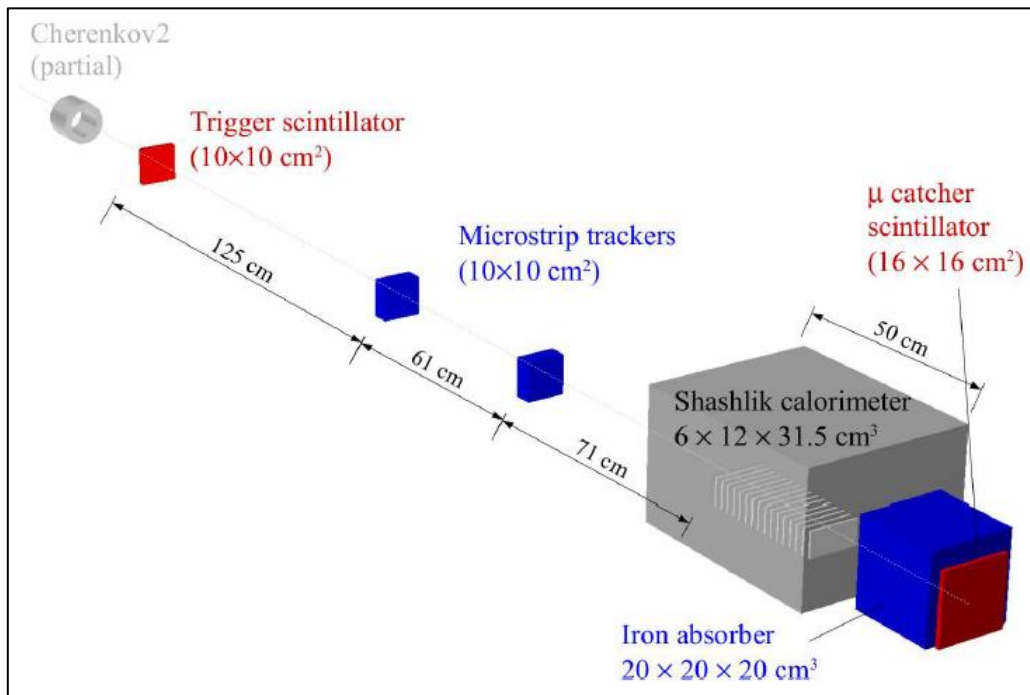


Fig. 7: Schema del test effettuato al CERN-PS nel luglio 2016 (tratto da [9]).

2.3 Risultati del test beam

Tenendo conto del range energetico d'interesse per ENUBET, i fasci di particelle utilizzati durante il test avevano un'energia variabile fra 1 e 5 GeV. Tali fasci, prodotti nella beamline T9 del CERN, hanno una bassissima incertezza in energia. Grazie ad una lunghezza totale pari a $12.8 X_0$, il prototipo è in grado di contenere circa l'80% delle showers elettromagnetiche anche a 5 GeV [10].

Innanzitutto, è importante misurare la risoluzione energetica del prototipo e confrontarla con l'attesa dalle simulazioni effettuate con GEANT4. Ci si aspetta che la risoluzione migliori, cioè che il rapporto σ_E/E diminuisca, all'aumentare dell'energia del fascio. Un fattore determinante per la risoluzione è lo spessore degli strati di ferro: la scelta effettuata (1.5 cm), è più che sufficiente per ottenere la precisione richiesta da ENUBET. L'obiettivo infatti è ottenere una buona separazione e^\pm/π^\pm con una soluzione cost-effective imposta dall'estensione della regione da instrumentare. I risultati del test confermano in pieno quanto previsto: in particolare la risoluzione in energia a 4 GeV è del 10%, e in generale segue l'andamento atteso in \sqrt{E} [10] con un termine stocastico del 18%.

In secondo luogo ci si può chiedere se la risposta del calorimetro in funzione dell'energia del fascio incidente sia lineare. Confrontando le energie totali raccolte, c'è una discrepanza dalla linearità (3.2%) solo nel test col fascio a 5 GeV. Questo effetto può essere dovuto a varie cause, come una saturazione dei SiPM o più probabilmente un non perfetto contenimento dello sciame.

In Fig. 8 è esposto un esempio di acquisizione dati effettuato a 3 GeV. I segnali ricavati dal tagging di muoni (in blu) e di elettroni (in rosso) vengono distinti in modo netto, garantendo la separazione desiderata; in nero rappresenta il segnale totale, a cui contribuiscono anche i pioni e le particelle non completamente contenute. Per evidenziare questi diversi contributi, è necessario in fase di analisi stabilire quando un segnale acquisito deriva da una *mip* o meno. Le *mip* (*minimum ionizing particles*) sono per definizione particelle cariche, la cui perdita di energia per ionizzazione all'interno di un materiale è prossima al minimo; esse perciò corrispondono al minimo della curva di Bethe-Bloch, che descrive l'andamento della funzione di perdita dE/dx per un certo materiale, cioè la perdita di energia media delle particelle per attraversarlo. Generalmente, a queste energie i muoni si comportano quasi esclusivamente come *mip*. Nel caso di ENUBET, sfruttando la digitalizzazione del segnale analogico messa in atto dal convertitore ADC, possiamo stabilire una soglia numerica sotto la quale il segnale viene considerato sempre appartenente ad una *mip*: infatti siccome le *mip* cedono poca energia durante l'attraversamento, ad esse corrisponderà un segnale digitale più basso.

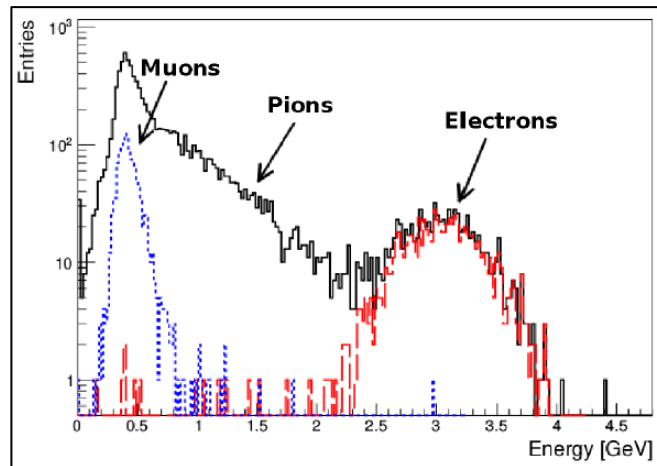


Fig. 8: Risposta del prototipo corrispondente a un fascio incidente di 3 GeV (tratto da [10]).

Per costruire delle mappe di raccolta della luce, cioè per caratterizzare la risposta del rivelatore in funzione della posizione delle particelle, al posto del prototipo fin qui descritto si è utilizzato un singolo modulo UCM (come in Fig. 5), del quale è stata letta una sola fibra WLS (al posto di 9). In questa occasione le *tiles* sono state dipinte con una vernice all'ossido di titanio (TiO) senza effettuare una sabbiatura delle superfici. Data la disposizione simmetrica 3x3 dei fori di ogni *tile*, bastano tre acquisizioni (lettura al centro, lato e angolo) per coprire tutti i casi. Per tutte queste configurazioni l'energia del fascio è stata impostata a 4 GeV; a questa energia il fascio è dominato da pioni e muoni. Inoltre per velocizzare il procedimento in questo caso il trigger era costruito utilizzando in "and" un piccolo scintillatore plastico posto direttamente dietro l'UCM con lettura singola.

Durante l'analisi dati, è necessario scartare le tracce non contenute in un'area fiduciale o non perpendicolari al calorimetro: questo viene realizzato richiedendo durante l'elaborazione che siano mappati solamente i conteggi all'interno di un'area circoscritta (*contained*), e che il punto d'impatto del fascio, che è determinato con una risoluzione di poco superiore a 30 μm grazie ai tracciatori al silicio posti a monte del calorimetro (Fig. 7), sia lo stesso per ogni *tile* del modulo (*straight*).

Il risultato finale è visibile in Fig. 9: le tre distribuzioni dei punti d'impatto sul calorimetro sono pesate con l'ampiezza del segnale misurato, così da enfatizzare la maggiore ampiezza dei segnali in prossimità della fibra WLS letta.

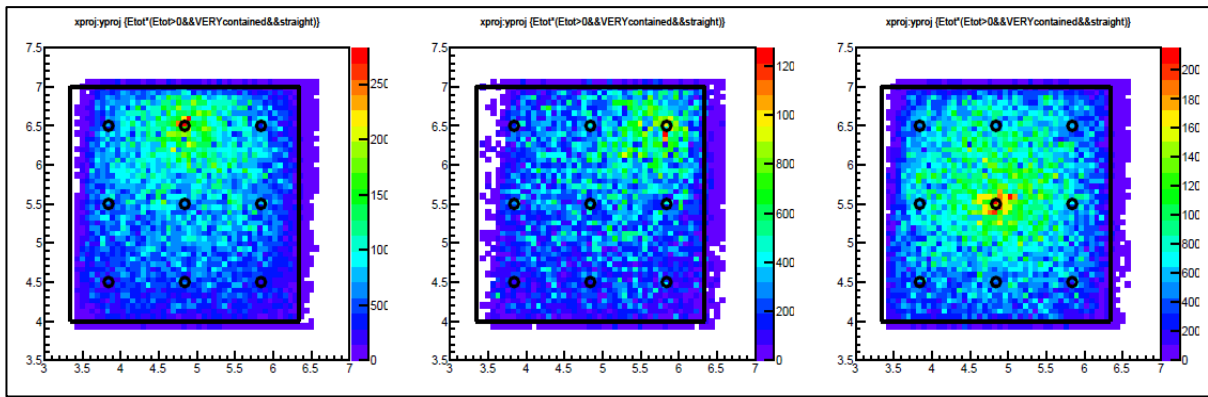


Fig. 9: Mappe di luce ottenute leggendo una fibra posta lateralmente (a sinistra), in un angolo (al centro) e al centro (a destra).

Ci si aspetta che le distribuzioni delle ampiezze dei segnali presentino l'andamento tipico della funzione di Landau. Per verificarlo suddividiamo in 9 parti uguali la superficie della *tile* di scintillazione. Per ciascuna di queste aree consideriamo lo spettro dei conteggi ADC e lo fittiamo con una curva di Landau. In Fig. 10, 11 e 12 sono mostrati i grafici così ottenuti per le configurazioni *center*, *side* e *corner* rispettivamente.

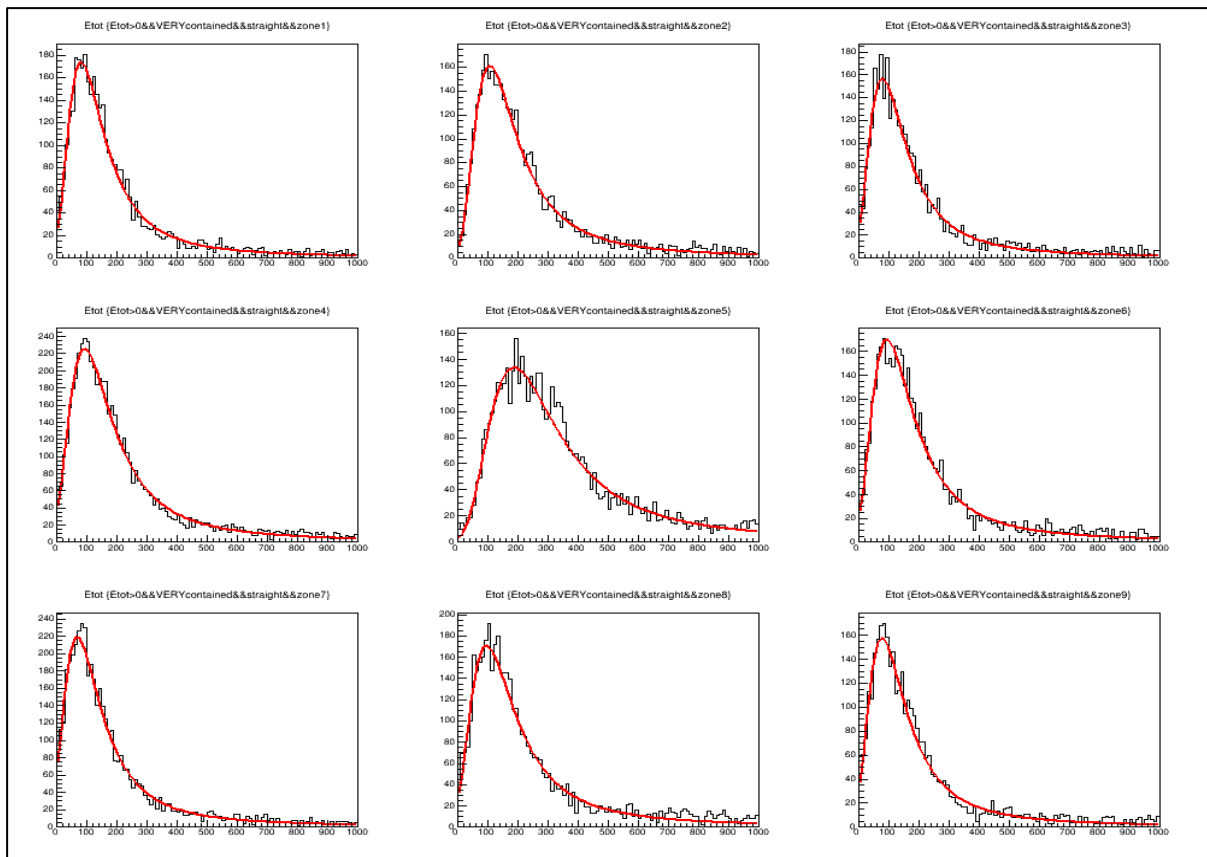


Fig. 10: Spettri ADC per ognuna delle 9 zone (lettura della fibra centrale).

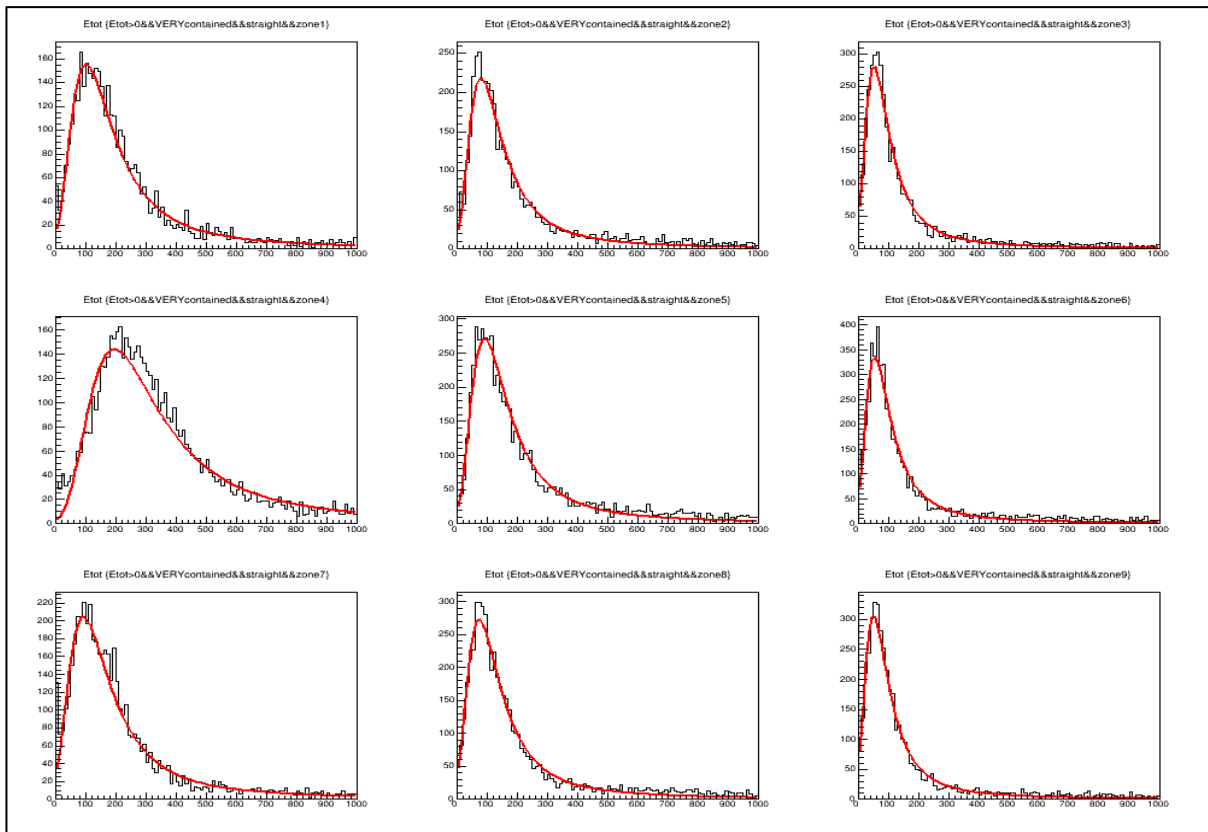


Fig. 11: Spettri ADC per ognuna delle 9 zone (lettura di una fibra posta lateralmente).

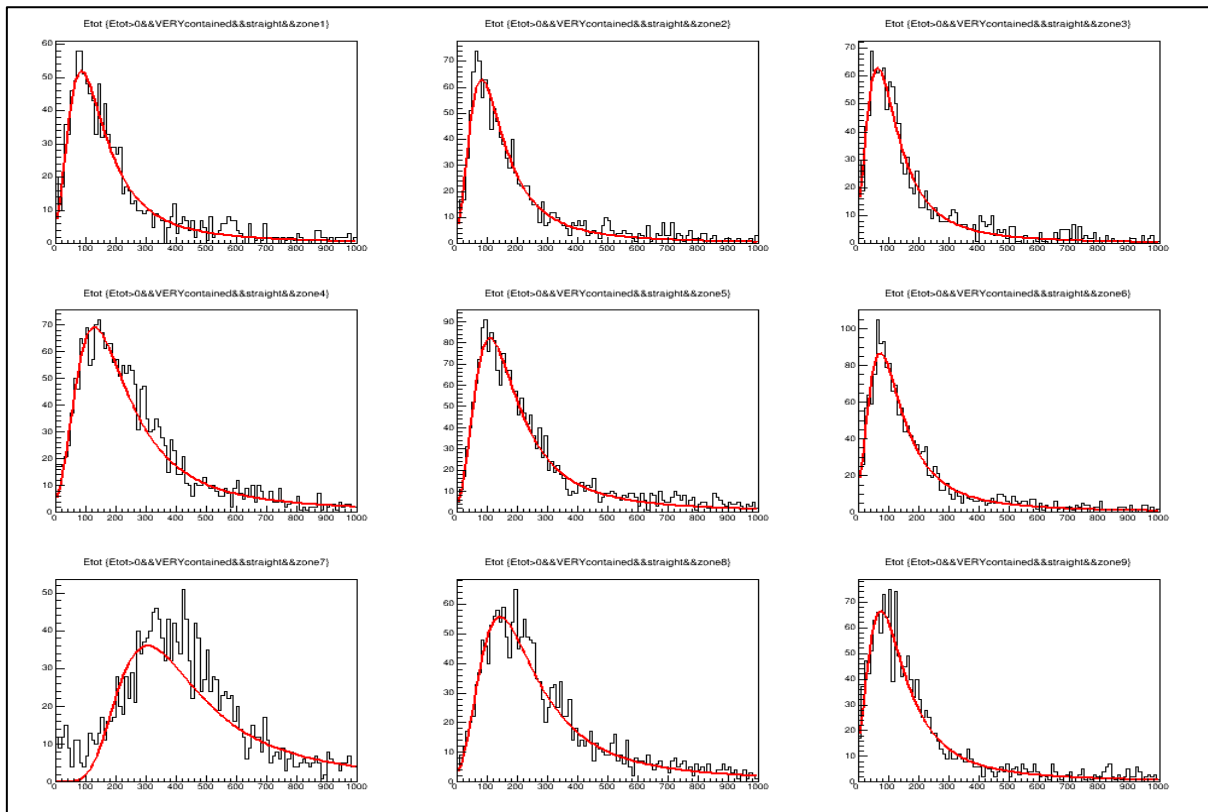


Fig. 12: Spettri ADC per ognuna delle 9 zone (lettura della fibra posta in un angolo).

Regioni	Parametri	center		side		corner	
		valore	errore	valore	errore	valore	errore
Zona 1	MPV	89.6	1.4	110.9	1.6	94.1	2.6
	Sigma	38.5	0.8	46.0	0.9	40.3	1.7
Zona 2	MPV	116.4	1.6	86.8	1.2	89.1	2.3
	Sigma	45.5	0.9	35.5	0.8	37.0	1.5
Zona 3	MPV	87.1	1.5	56.8	0.9	70.8	2.2
	Sigma	39.1	0.9	25.6	0.6	33.4	1.5
Zona 4	MPV	102.7	1.4	211.6	2.3	141.2	2.8
	Sigma	46.3	0.8	77.2	1.4	57.2	1.6
Zona 5	MPV	203.5	2.3	99.5	1.2	119.3	2.3
	Sigma	74.9	1.4	40.1	0.7	46.8	1.3
Zona 6	MPV	103.0	1.6	59.5	0.8	80.0	2.0
	Sigma	44.7	0.9	26.5	0.5	36.4	1.2
Zona 7	MPV	76.9	1.4	101.5	1.5	325.1	5.2
	Sigma	39.3	0.8	44.7	0.9	90.1	3.8
Zona 8	MPV	106.2	1.6	80.9	1.1	155.8	3.2
	Sigma	47.8	1.0	35.4	0.7	61.9	1.9
Zona 9	MPV	85.7	1.6	54.9	0.9	83.0	2.5
	Sigma	40.0	0.9	25.3	0.5	40.2	1.4

Tabella 1: Stima del valore più probabile (MPV) ed estimatore della larghezza (Sigma) per ogni fit Landau delle Fig. 10, 11 e 12. La numerazione delle aree è la stessa delle tre figure precedenti.

La Tabella 1 riassume i parametri significativi di tutte le curve di Landau ottenute. Sono stati ricavati col fit eseguito dal programma ROOT usando TMath: Landau. In tutti i casi si osserva un ottimo accordo dei dati analizzati con le distribuzioni attese per la perdita di energia su uno spessore sottile, confermando il buon funzionamento della strumentazione. Viene riscontrato un andamento anomalo solamente nel plot relativo alla Zona 7 della Fig. 12 (che è anche il massimo della configurazione corner): sarebbe preferibile, in questo caso, effettuare il fit su una serie ridotta di valori, escludendo quelli più bassi.

Tra gennaio e febbraio 2017 il modulo UCM è stato nuovamente testato, questa volta servendosi dei raggi cosmici, da collaboratori di ENUBET dell'Università dell'Insubria a Como. In questa occasione è stata analizzata solamente la configurazione con la fibra posta al centro. Il SiPM utilizzato per raccogliere la luce è del tutto analogo a quelli sfruttati al CERN-PS; è allora sensato confrontare i primi risultati delle analisi dati ottenute a Como (Fig. 13), con quelli ricavati al CERN-PS (Fig. 10). Il principio con cui esse sono state ricavate è lo stesso: si divide l'area del *tile* formando una griglia 3x3, e si esamina lo spettro ADC separatamente in ognuna delle 9 regioni. I valori più probabili (MPV) ricavati dai 9 fit Landau di ciascun esperimento vengono raccolti in Fig. 14: per il confronto entrambi i set di dati sono stati normalizzati. Per un ulteriore raffronto si può osservare (Fig. 15) l'andamento del rapporto fra i MPV normalizzati, includendo le barre d'errore. Precisiamo che per il test con i raggi cosmici sono incluse tracce ad angolazioni maggiori rispetto a quelle del CERN-PS; escludendo dal confronto

questi eventi tuttavia l'accordo peggiora. Le discrepanze osservabili fra i due esperimenti sono tuttora oggetto di studi: un campione di raggi cosmici perpendicolari più cospicuo aiuterà a comprendere le differenze residue che si osservano.

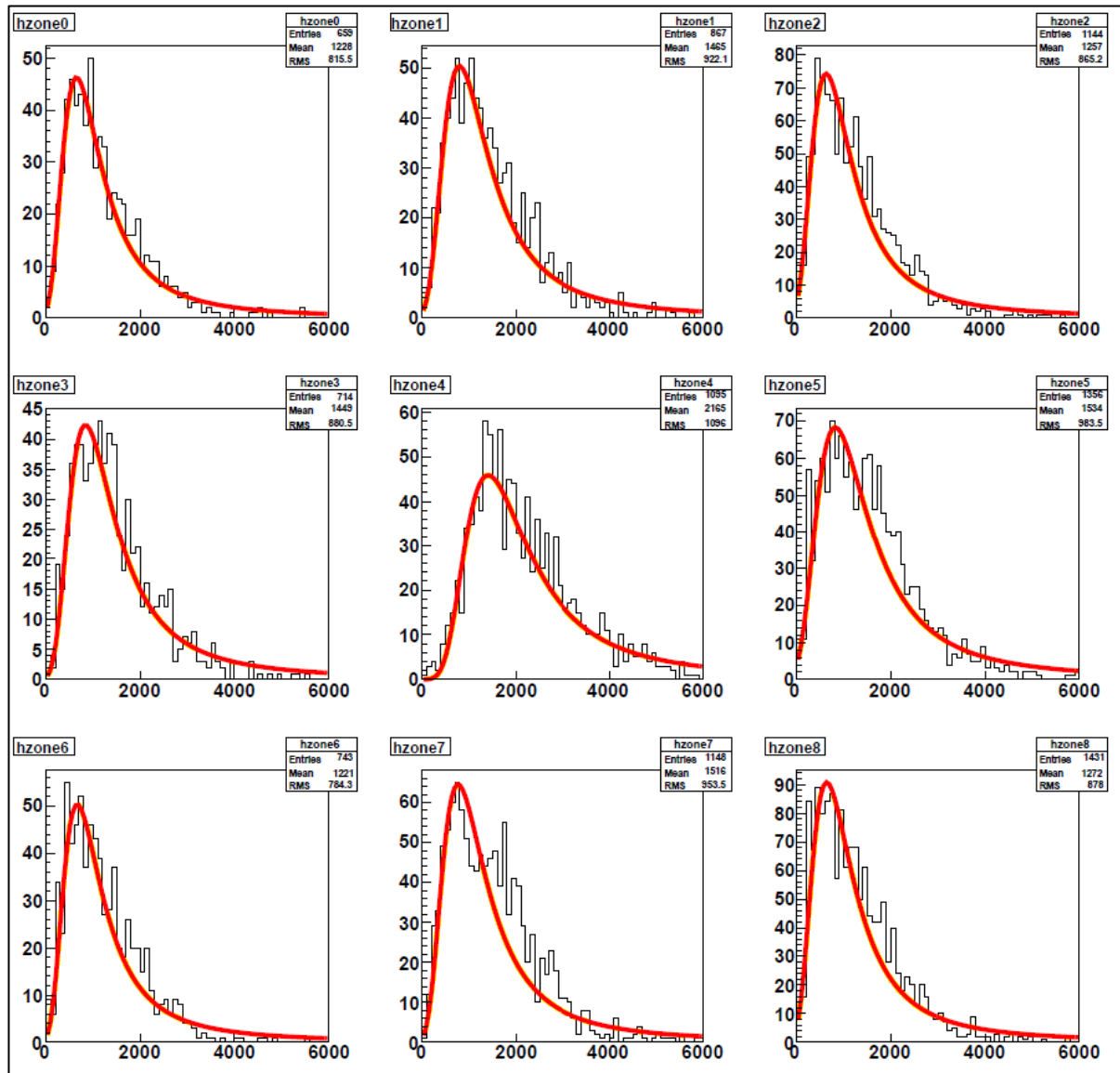


Fig. 13: Spettri ADC del test effettuato a Como coi raggi cosmici [11].

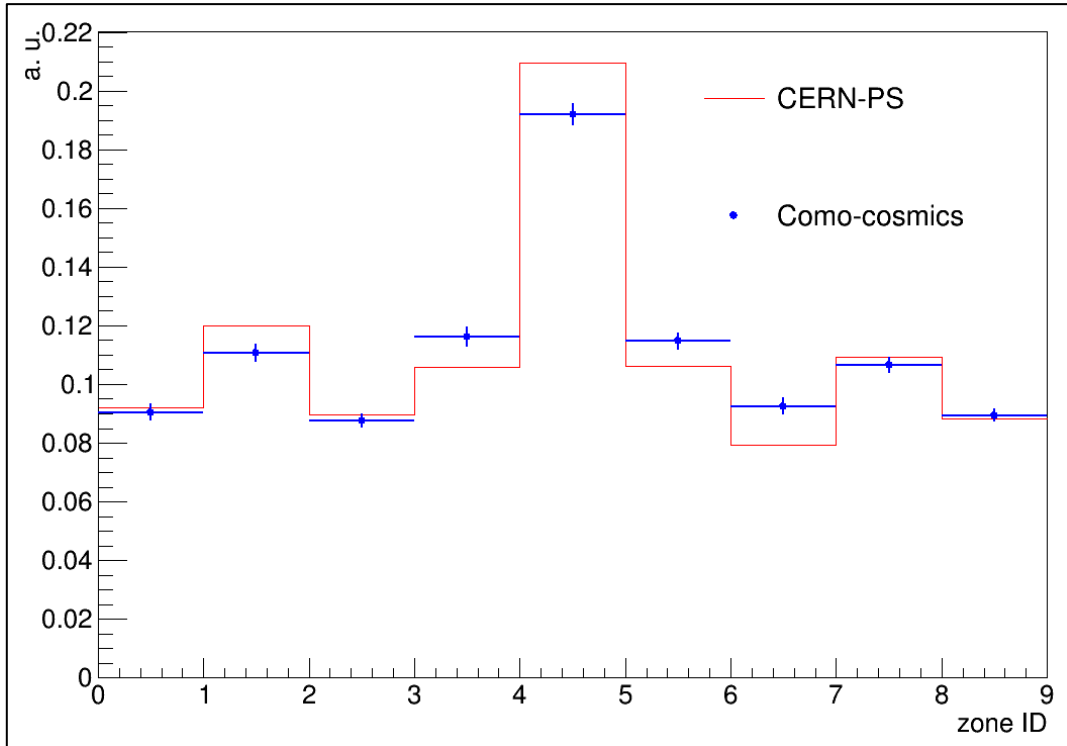


Fig.14: Confronto tra gli MPV dei fit Landau dei test effettuati a Como e al CERN-PS (per quest'ultimo non sono visualizzate le barre d'errore).

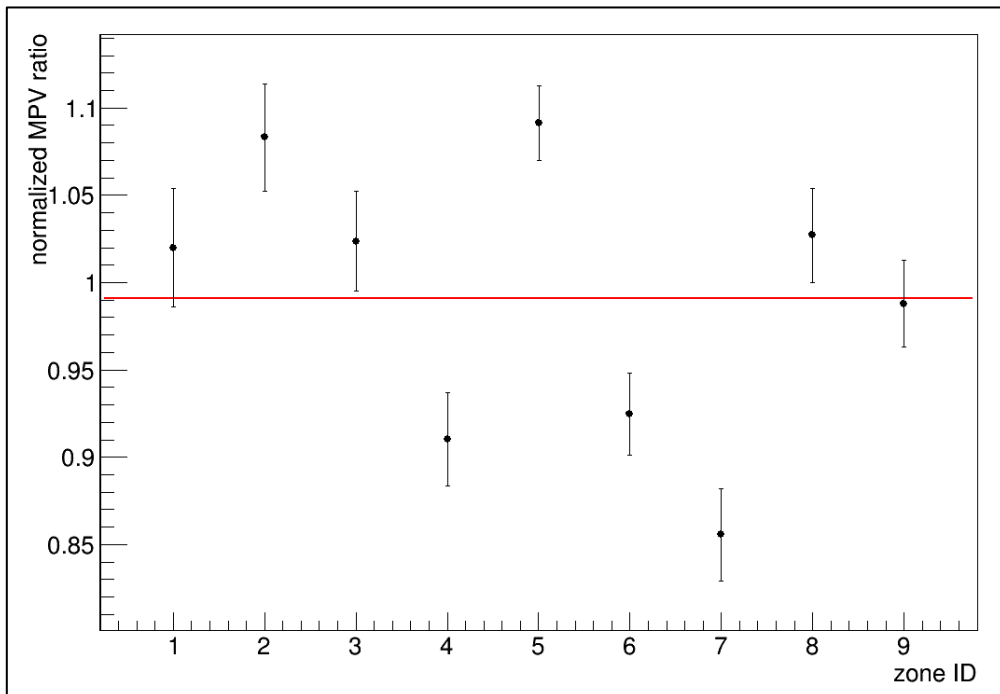


Fig. 15: Andamento del rapporto fra i MPV normalizzati (CERN-PS/Como).

Capitolo 3: La simulazione Monte Carlo per la propagazione della luce

Con l'aiuto di una simulazione Monte Carlo (MC) cercheremo ora di capire se è possibile prevedere in modo preciso la propagazione della luce di scintillazione nelle *tiles*. Se ciò fosse confermato allora significherebbe che controlliamo tutti i meccanismi di propagazione e riflessione della luce che entrano in gioco quando le *tiles* sono attraversate dalle particelle cariche; inoltre, un'applicazione di questa tecnica calorimetrica nell'apparato proposto da ENUBET garantisce un ottimo controllo della strumentazione e delle sistematiche.

Va detto che esistono simulazioni MC in GEANT4 che possono essere prese in considerazione nel nostro caso, ma questo è un tentativo di descrivere i dati con un modello semplice e completamente sotto controllo. Descriviamo brevemente il funzionamento della nostra simulazione: dopo aver scelto la geometria della *tile* (superficie, spessore, posizione e diametro dei fori) e i corretti indici di rifrazione (pari a 1 per l'aria e a 1.58 per il poliviniltoluene) viene impostato il numero di punti nel piano per cui viene simulato il passaggio di particelle cariche perpendicolari alla *tile*. Lungo queste traiettorie vengono emessi isotropicamente i fotoni. Poi si specifica quanti fotoni associare ad ognuno dei punti nel piano, determinando perciò anche il numero totale di fotoni simulati. Si sceglie inoltre un fattore di attenuazione e la lunghezza e il numero di step per la propagazione di ogni fotone: è importante che quest'ultimo valore non sia troppo basso, altrimenti è possibile che la traiettoria simulata s'interrompa prima che il fotone impatti una parete. La riflessione del fotone è un aspetto cruciale di questa simulazione; il codice permette di impostare una riflessione puramente speculare (cioè con angolo di riflessione sempre coincidente con quello di incidenza) o una diffusione Lambertiana (perdendo memoria della direzione iniziale), cioè tale che la luce venga riemessa in modo proporzionale al coseno dell'angolo di riflessione. La simulazione, inoltre, tiene conto non solo delle riflessioni sulle pareti laterali, ma anche di quelle sulle superfici interne cilindriche dei fori: se in particolare l'angolo di incidenza sulla superficie interna di un cilindretto è minore dell'angolo di riflessione totale, il fotone è considerato rivelato dalla fibra. Infine, è possibile scegliere una probabilità di assorbimento del fotone in corrispondenza delle superfici. La Tabella 2 riassume tutti i parametri che di volta in volta sono stati impostati.

Parametri per la simulazione	Simulazioni MC					
	(i)	(ii)	(iii)	(iv)	(v)	(vi)
Sampling nel piano	10000	10000	10000	10000	10000	10000
Fotoni per punto	100	1000	1000	1000	1000	1000
Numero di step	10000	10000	10000	10000	10000	10000
Lunghezza step (in mm)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Lunghezza di attenuazione (in m)	1	1	1	1	3.8	1
% assorbimento superficie	0%	8%	8%	4%	8%	8%
Tipo di rifl./diff.	Lamb.	Lamb.	Geom.	Geom.	Geom.	Geom.
Binning per mappa	50x50	3x3	3x3	3x3	3x3	50x50

Tabella 2: parametri scelti per le simulazioni Monte Carlo.

È stato realizzato anche un programma che consente di creare un modello 3D di una *tile* visualizzando la traiettoria di un singolo fotone. in Fig. 16 è mostrato un esempio: con i parametri iniziali impostati in questo caso, il fotone è stato raccolto dalla fibra centrale.

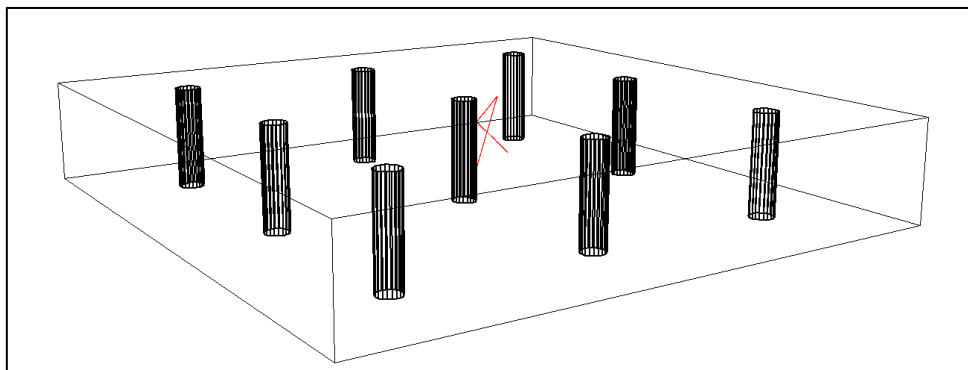


Fig. 16: Simulazione della traiettoria di un fotone in un modello 3D della *tile*.

Proviamo innanzitutto a capire se la diffusione puramente Lambertiana è da preferire per descrivere al meglio i dati, trascurando momentaneamente la probabilità di assorbimento sulla superficie. In Fig. 17 mostriamo il risultato della simulazione (i), da confrontare con le mappe in Fig. 9. In questo caso è stato scelto un binning di 50x50 punti per mappa: ad ogni punto mappato corrisponderanno perciò circa 400 fotoni. Dal confronto emerge che la simulazione non riproduce fedelmente i dati: infatti il segnale lontano dalla fibra letta sembra essere troppo debole.

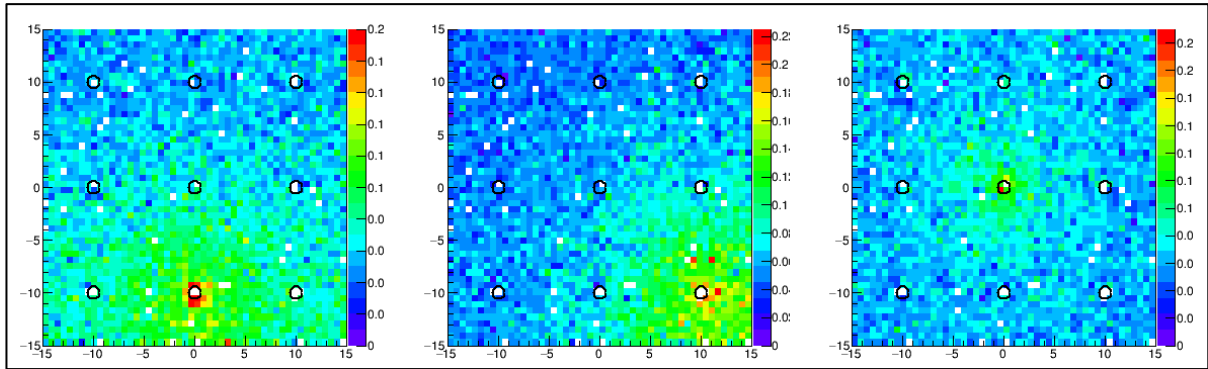


Fig. 17: Simulazione (i) con diffusione puramente Lambertiana (binning 50x50, parametri elencati nella Tabella 2).

Il binning 50x50 è utile per simulare mappe con risoluzione spaziale simile a quelle in Fig. 9. Tuttavia per rendere i confronti più semplici risulta conveniente passare ad un binning 3x3 sia per i dati raccolti al CERN-PS che per la simulazione. Così facendo viene enfatizzata la differenza di segnale tra le regioni vicine alla fibra esaminata e quelle lontane. Ritorniamo perciò al caso precedente di diffusione puramente Lambertiana scegliendo il binning 3x3. Questa volta consideriamo anche una probabilità di assorbimento sulla superficie dell'8% (una percentuale elevata, ma certamente più realistica rispetto ad una percentuale nulla). Per compensare questo nuovo effetto, innalziamo inoltre a 1000 il numero di fotoni per punto nel piano. Effettuiamo il nuovo confronto in Fig. 18: l'eccessivo abbassamento del segnale lontano dalle fibre lette, solo marginalmente visibile in precedenza, è ora evidente.

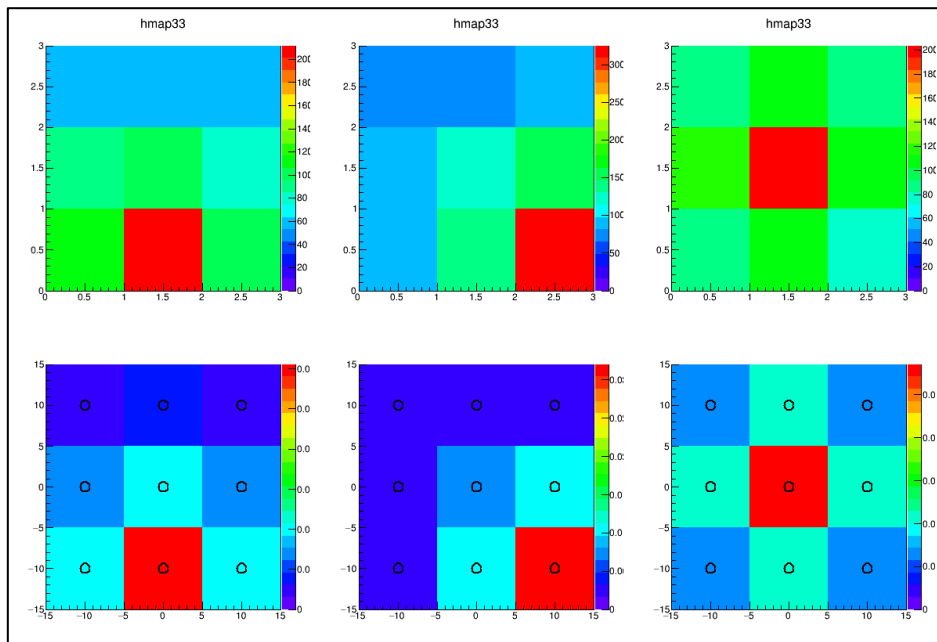


Fig. 18: Confronto fra i dati presi al CERN-PS (in alto) e la simulazione (ii) con diffusione puramente Lambertiana (in basso, parametri elencati nella Tabella 2).

Proviamo allora ad impostare nella simulazione (iii) la riflessione puramente speculare (geometrica), mantenendo inalterati tutti gli altri parametri: come mostrato in Fig. 19, l'accordo con i dati sperimentali è nettamente migliore. Il programma calcola anche l'efficienza di raccolta globale, che risulta essere in questo caso dell'8.2%.

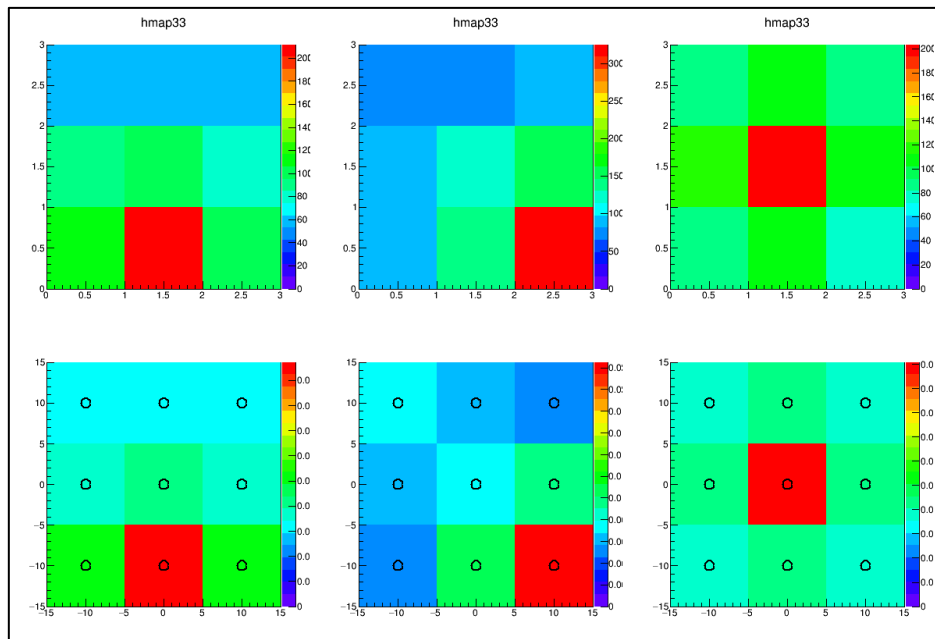


Fig. 19: Confronto fra i dati presi al CERN-PS (in alto) e la simulazione (iii) con riflessione puramente speculare (in basso, parametri elencati nella Tabella 2).

In Fig. 20 confrontiamo attraverso tre istogrammi unidimensionali tutti i valori (normalizzati) dei bin delle 2 simulazioni precedenti; includiamo inoltre altre due simulazioni: la (iv), analoga alla (iii) ma con probabilità di assorbimento del 4%, e la (v), in cui è stata impostata la lunghezza di attenuazione dichiarata per la *tile* modello EJ200. Possiamo notare per la simulazione (iv) un leggero abbassamento di tutti i bin massimi rispetto alla simulazione (iii), mentre i restanti valori restano quasi invariati. La simulazione (v) presenta invece solo minime differenze con la (iii).

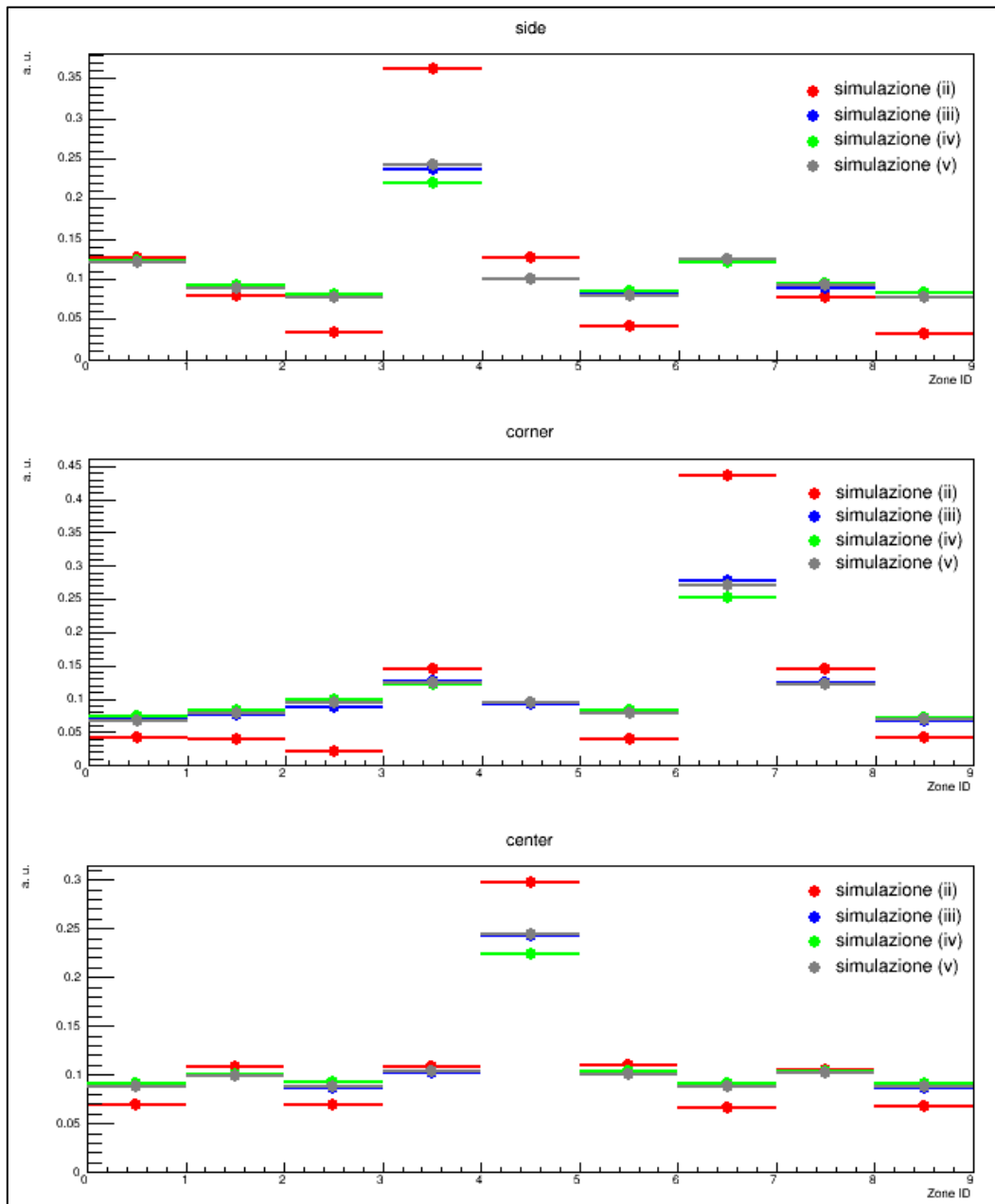


Fig. 20: Istogrammi unidimensionali in cui vengono confrontati i valori dei bin delle simulazioni (ii), (iii) e (iv) (parametri elencati nella Tabella 2).

La simulazione che si accorda maggiormente con i dati raccolti al CERN-PS risulta essere la (iii) (Fig. 21). Sono stati introdotti dei fattori di normalizzazione globali per ciascuna delle tre configurazioni per tenere conto di possibili differenze introdotte dal riposizionamento dei SiPM. Questi fattori risultano essere 0.90 per la lettura della fibra laterale, 1.20 per quella in un angolo e 0.88 per quella centrale. In futuro, con un tuning più raffinato dei parametri, ci si aspetta di eliminare questi fattori correttivi ad hoc.

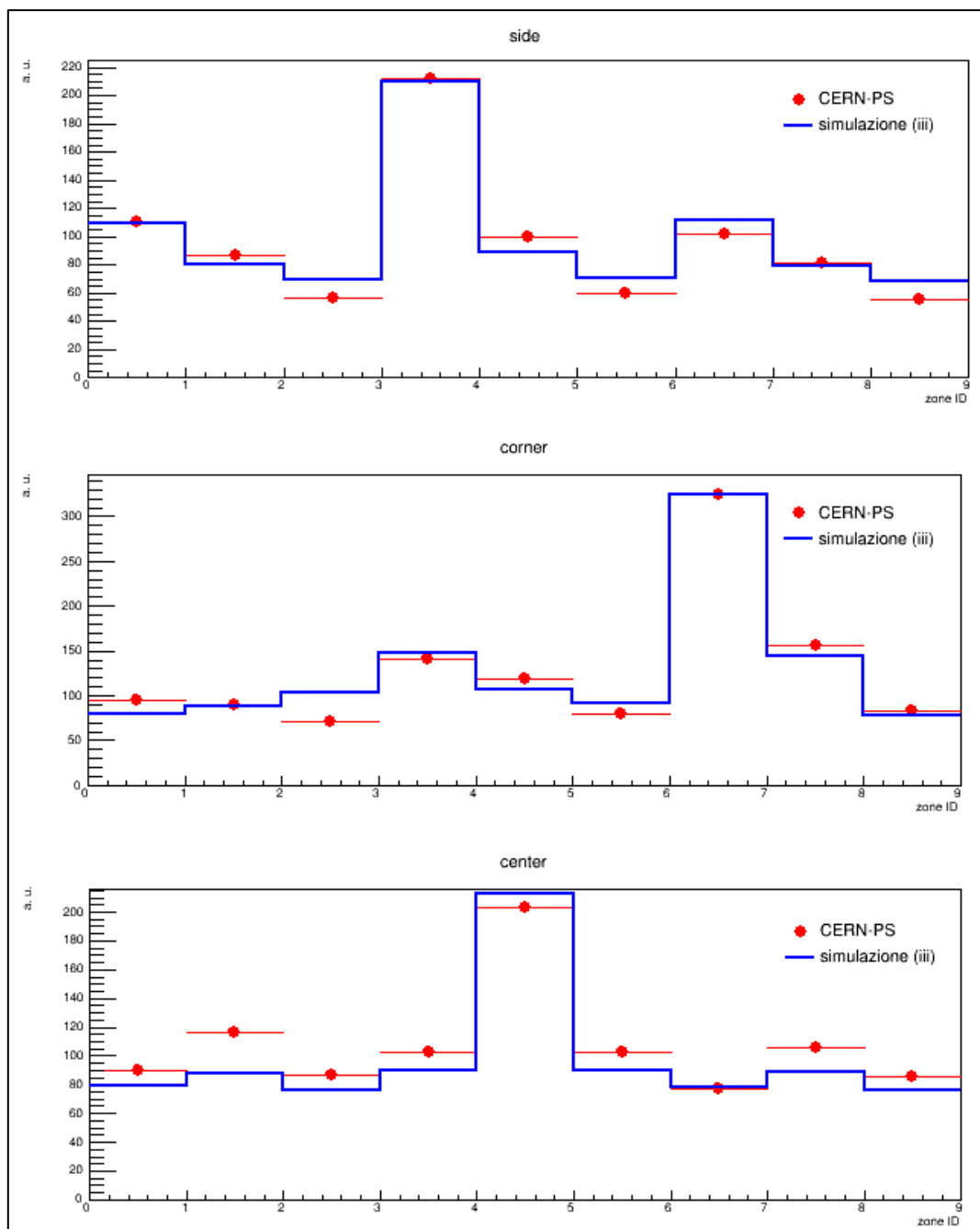


Fig. 21: Confronto fra i bin dei dati raccolti al CERN-PS con la simulazione (iii) (parametri elencati nella Tabella 2).

È altamente improbabile, tuttavia, che nella realtà tutte le riflessioni siano effettivamente di tipo speculare. Infatti, ritornando ad un binning 50x50 e limitando il range sull'asse Z al 3% (simulazione (vi)), emergono discrepanze con i dati (Fig. 22): gli eventi sono troppo "piccati" in prossimità della fibra letta, e si nota un effetto di "ombreggiatura" dato dai fori che non è possibile verificare nei dati a causa del limitato numero di tracce disponibili.

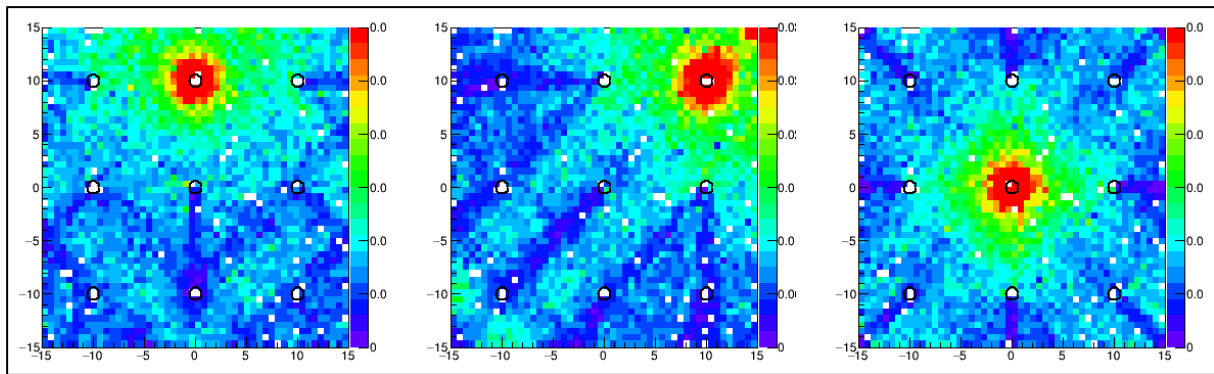


Fig. 22: Simulazione (vi) con riflessione puramente speculare (binning 50x50, range sull'asse Z al 3%).

In base a tutte queste considerazioni, deduciamo che il miglior accordo con i dati si ha imponendo che la riflessione dei fotoni sia per la maggior parte degli eventi speculare, e con una percentuale minore Lambertiana, o con un andamento della distribuzione dell'angolo di emissione più complicato.

Introduciamo ora una serie di simulazioni con un diverso obiettivo. In tutti gli esperimenti e le simulazioni finora esaminate è stata presa in considerazione solo una tipologia di *tile* per la scintillazione. Ciò non toglie comunque che sia ipotizzabile l'utilizzo di altri moduli calorimetrici, con caratteristiche diverse. Ad esempio, sono già in corso dei test per verificare la possibilità di usare scintillatori silicici (polysiloxane), che permetterebbero di evitare la foratura delle *tiles*. Infatti questo materiale verrebbe iniettato allo stato liquido in un apposito contenitore contenente le 9 fibre, per poi subire un riscaldamento che porta alla sua solidificazione: in tal modo ogni fibra aderirebbe perfettamente alla *tile*. Inoltre, per quanto riguarda la geometria della singola *tile*, è interessante capire come varia la risposta aumentando il suo spessore, o incrementando leggermente il diametro dei fori effettuati su di essa. Tutte queste prove necessiterebbero di tempo e risorse extra per essere realizzate; è decisamente preferibile, quindi, simulare queste variazioni grazie al nostro modello, per capire anticipatamente se ciascuna di esse è da prendersi in considerazione per i fini del progetto, o se invece è da scartare a priori.

Iniziamo col vedere se una *tile* di scintillatore silicico garantirebbe una buona efficienza dell'apparato. Nella simulazione dovremmo quindi imporre l'indice di rifrazione del polysiloxane (1.50, al posto di 1.58 per il poliviniltoluene): questo modificherebbe automaticamente l'angolo di riflessione totale (che passa da 39.3° a 41.8°), a cui è inevitabilmente legata l'efficienza di raccolta dei fotoni. In Fig. 23 vengono mostrate le mappe di luce ottenute impostando gli stessi parametri utilizzati per produrre le mappe in Fig. 19: è evidente che il risultato finale subisce variazioni minime. La simulazione inoltre indica che l'efficienza di raccolta è 8.1%, sostanzialmente invariata. Utilizzare quindi *tiles* di scintillatore silicico, mantenendo la stessa geometria, non sembra quindi causare effetti indesiderati, e può essere considerata un'ottima alternativa a quanto finora considerato. L'assenza di uno spessore d'aria in questo caso però non viene considerato nel nostro modello, nel quale si assume che i fori siano in aria. Simulare un diverso indice di rifrazione per i fori verrà esplorato in futuro.

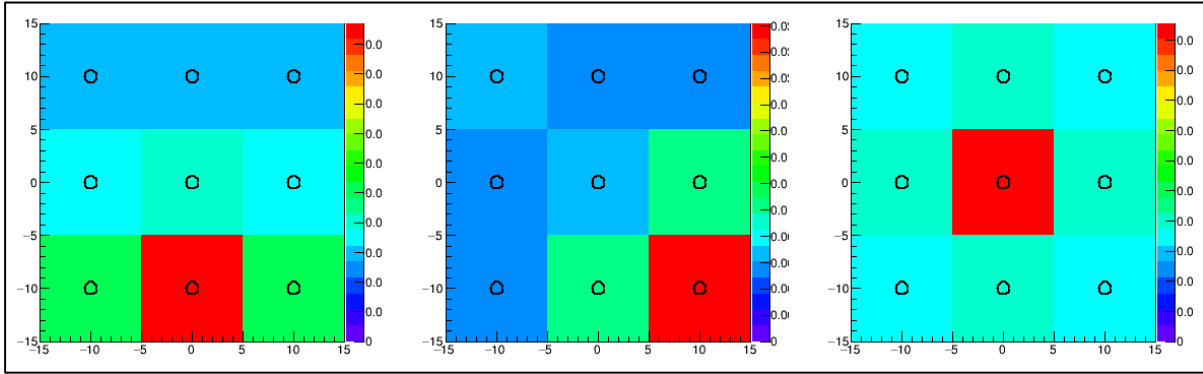


Fig. 23: Mappe di luce ottenute imponendo l'indice di rifrazione del polysiloxane e con gli stessi parametri della simulazione (iii), elencati nella Tabella 2.

Passiamo ora ad una nuova variazione: portiamo il raggio di ogni foro a 1 mm (al posto di 0.6 mm) mantenendo inalterata la loro posizione e tutti gli altri parametri della simulazione. In Fig. 24 possiamo notare come le mappe di luce siano molto simili a quelle in Fig. 19; cambia però, com'era prevedibile, l'efficienza di raccolta, che passa da 8.2% a 12.1%. Ne deduciamo che un leggero aumento del raggio dei fori che ospitano le fibre potrebbe portare un beneficio significativo. In caso di *tile* in materiale plastico sarebbe necessario utilizzare fibre di diametro maggiore: ad esempio nel mercato esistono fibre di diametro 2 mm.

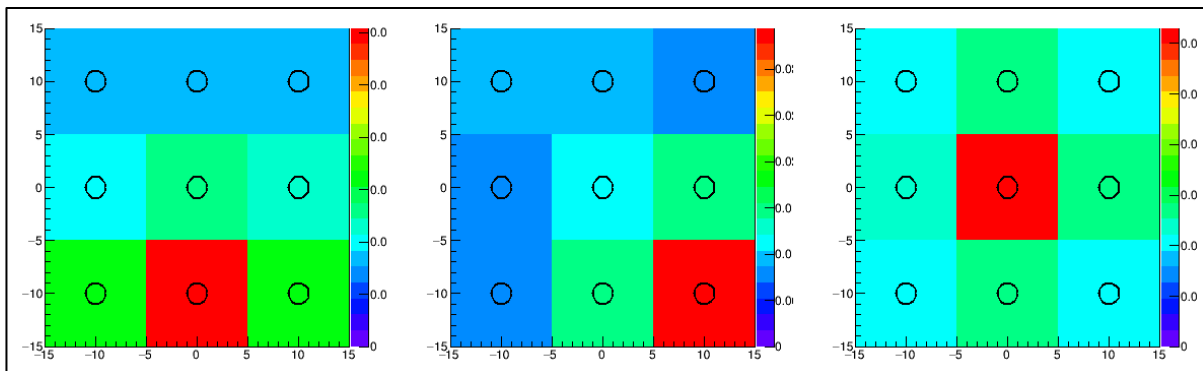


Fig. 24: Mappe di luce ottenute aumentando il raggio dei fori della *tile* e con gli stessi parametri della simulazione (iii), elencati nella Tabella 2.

Infine, proviamo a raddoppiare lo spessore della *tile*, passando da 5.5 a 11 mm. Ancora una volta, come si può capire dalla Fig. 25, le mappe di luce non si discostano affatto da quanto osservato simulando la *tile* standard. Il programma prevede un leggero aumento dell'efficienza di raccolta, che arriva al 9.0%. Tuttavia va detto che i fotoni prodotti e raccolti per *tile* sarebbero circa il doppio, considerando la funzione di perdita di energia dE/dx .

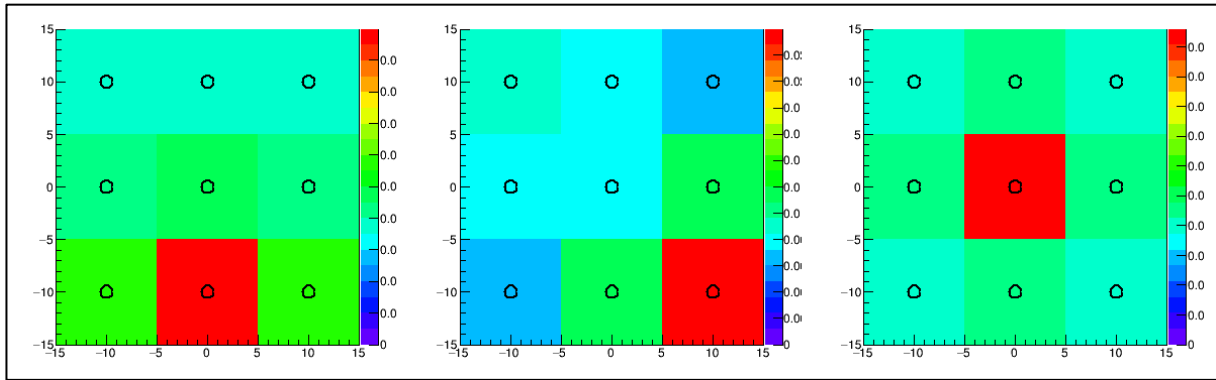


Fig. 25: Mappe di luce ottenute raddoppiando lo spessore della *tile* e con gli stessi parametri della simulazione (iii), elencati nella Tabella 2.

Conclusioni

Grazie all'analisi dei dati raccolti al CERN-PS e all'Università dell'Insubria di Como abbiamo valutato il funzionamento dell'innovativo modulo calorimetrico proposto da ENUBET. I risultati sono promettenti e permettono di avere una prima idea delle potenzialità e delle aree di miglioramento dell'apparato. In particolare è stato descritto come viene effettuata la separazione e/π , ed è stato verificato il buon monitoraggio della produzione dei positroni. Quest'ultima potrà essere sfruttata per migliorare sensibilmente la conoscenza della sezione d'urto dei neutrini elettronici, la cui produzione è legata a quella dei positroni, finalizzando così l'obiettivo del progetto.

La ricerca sperimentale tuttavia non si ferma qui. A novembre 2016 al CERN-PS è stato eseguito un nuovo test beam, simile a quello precedente di luglio. Sono già stati pianificati test ancora più avanzati su un prototipo di calorimetro di dimensioni maggiori, per studiarne in modo più approfondito le caratteristiche di separazione e rivelazione. Oggetto di ulteriori prove è inoltre l'elettronica di supporto al calorimetro: sono già stati effettuati ad esempio nuovi test su diverse varianti di SiPM.

Infine anche la simulazione Monte Carlo per la propagazione dei fotoni di scintillazione necessita di alcuni affinamenti. Ad esempio può essere incorporata la possibilità di includere in ogni simulazione entrambe le opzioni sulla riflessione dei fotoni. Nonostante questo, siamo comunque riusciti ad ottenere un quadro generale che permette di ricostruire piuttosto fedelmente i dati sperimentali, facilitando così le future analisi e gli sviluppi del progetto, e assicurando un buon controllo dell'intero calorimetro in fase operativa.

Bibliografia

- [1] <http://enubet.pd.infn.it/> homepage del sito ufficiale del progetto ENUBET.
- [2] N. Agafonova *et al.* (OPERA Collaboration), *Observation of a first ν_τ candidate event in the OPERA experiment in the CNGS beam*, in *Physics Letters B*, vol. 691, n° 3, 2010, pp. 138-145, arXiv:1006.1623.
- [3] <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/sk/index-e.html>
- [4] A. Longhin, L. Ludovici, F. Terranova, *A novel technique for the measurement of the electron neutrino cross section*, pag. 2, arXiv:1412.5987v2 [hep-ex] (7 Apr 2015).
- [5] A. Longhin, L. Ludovici, F. Terranova, *A novel technique for the measurement of the electron neutrino cross section*, pag. 4, arXiv:1412.5987v2 [hep-ex] (7 Apr 2015).
- [6] Matteo Cobelli, *Simulazione del tunnel di decadimento strumentato per l'esperimento ENUBET*, Tesi di Laurea triennale, Università degli Studi di Milano-Bicocca, A.A. 2015/2016, pagg. 5-6.
- [7] A. Longhin *et al.*, *A non-conventional neutrino beamline for the measurement of the electron neutrino cross section*, arXiv:1512.08202v1 [hep-ex] (27 Dec 2015).
- [8] e [10] A. Berra, C. Brizzolari, S. Cecchini, F. Chignoli, F. Cindolo, G. Collazuol, C. Delogu, A. Gola, C. Jollet, A. Longhin, L. Ludovici, G. Mandrioli, A. Margotti, V. Mascagna, N. Mauri, R. Mazza, A. Meregaglia, A. Paoloni, L. Pasqualini, G. Paternoster, L. Patrizii, C. Piemonte, M. Pozzato, F. Pupilli, M. Prest, G. Sirri, F. Terranova, E. Vallazza, L. Votano, *Shashlik Calorimeters with Embedded SiPMs for Longitudinal Segmentation*, IEEE Transactions on Nuclear Science, ID TNS-00683-2016.R1 (2015) pagg. 2-5.
- [9] https://wiki.infn.it/progetti/enubet/working_material/tbsummer2016
- [11] Valerio Mascagna, comunicazione privata.