

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

---

Scuola di Scienze  
Dipartimento di Fisica e Astronomia  
Corso di Laurea in Fisica

**Test su un prototipo di rivelatore per la misura di  
sezione d'urto del  $\nu_e$**

**Relatore:**  
**Prof. Maurizio Spurio**

**Presentata da:**  
**Mattia Paladino**

**Correlatore:**  
**Dott. Michele Pozzato**

Anno Accademico 2017/2018



# Indice

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Introduzione</b>   | <b>4</b>  |
| <b>1 I neutrini</b>   | <b>5</b>  |
| 1.1 La scoperta del neutrino . . . . .                                      | 5         |
| 1.2 Interazione debole . . . . .  | 7         |
| 1.3 Oscillazioni dei neutrini . . . . .                                     | 9         |
| 1.3.1 Le oscillazioni di sapore nel vuoto e la violazione di $CP$ . . . . . | 10        |
| 1.3.2 Le oscillazioni di sapore nella materia . . . . .                     | 12        |
| <b>2 Il progetto ENUBET</b>   | <b>14</b> |
| 2.1 Introduzione al progetto ENUBET . . . . .                               | 14        |
| 2.2 La tecnica calorimetrica . . . . .                                      | 18        |
| 2.3 Il photon-veto ( $t_0$ ) . . . . .                                      | 21        |
| <b>3 Descrizione del test sul prototipo di calorimetro</b>                  | <b>23</b> |
| 3.1 Descrizione e costruzione del prototipo di calorimetro . . . . .        | 23        |
| 3.2 Descrizione del set-up sperimentale del Test Beam . . . . .             | 26        |
| 3.3 Analisi preliminare . . . . .   | 28        |
| <b>Conclusione</b>  | <b>31</b> |
| <b>Bibliografia</b>   | <b>33</b> |



# Introduzione

L'esistenza del neutrino venne teorizzata nel 1930 da Wolfgang Pauli e venne effettivamente scoperto nel 1956 da F. Reines e C. Cowan utilizzando un reattore a fissione nucleare. Col passare degli anni si venne a conoscenza del fatto che esistono tre tipologie di neutrini: neutrino elettronico, neutrino muonico e neutrino tauonico. Questi tre tipi, chiamati sapori, sono legati agli altri tre leptoni del Modello Standard, di cui il neutrino è una componente fondamentale: all'elettrone ( $e^-$ ) è legato il  $\nu_e$ , al muone ( $\mu$ ) è legato il  $\nu_\mu$  ed al tauone ( $\tau$ ) è legato il  $\nu_\tau$ . Ad ogni neutrino è associato, in analogia con le altre particelle fondamentali, un antineutrino, che viene distinto dal neutrino attraverso l'elicità. La fisica dei neutrini è, tuttavia, ancora ricca di incomprensioni: molte proprietà di queste particelle ancora non si conoscono, come la loro massa, la loro sezione d'urto e il loro numero.

Il progetto ENUBET propone un'iniziativa con lo scopo di far luce su alcuni dei misteri che circondano le nostre conoscenze sui neutrini, la quale verrà descritta in seguito.

Nel primo capitolo di questo elaborato, si farà un'introduzione sulla scoperta dei neutrini e sulle proprietà che li descrivono.

Nel secondo capitolo, si introdurranno gli scopi del progetto ENUBET e verrà descritto il modo in cui questo progetto ha intenzione di approcciarsi alle problematiche legate alle incertezze sul flusso ed alla misura della sezione d'urto; inoltre si discuterà delle tecniche adottate dal progetto per raggiungere i propri obiettivi.

Nel terzo capitolo verrà descritta l'attività di laboratorio da me svolta presso la sede dell'INFN di Bologna, nella quale ho assistito alla costruzione di un prototipo di calorimetro destinato ad essere sottoposto ad un test beam presso il CERN di Ginevra. Successivamente verrà discussa l'analisi dei dati prodotti dal suddetto test ed elaborati attraverso l'utilizzo del software ROOT.

# Capitolo 1

## I neutrini

### 1.1 La scoperta del neutrino

Con la formulazione della struttura teorica necessaria per la comprensione dei fenomeni atomici e sub-atomici e il raffinamento delle tecniche sperimentali per la rilevazione e la misura delle proprietà delle particelle cominciò, poco meno di un secolo fa, a formarsi il modello standard del microcosmo, di cui il neutrino è un costituente fondamentale [1] [2].

Nel 1886 venne scoperta la radioattività grazie ad Henry Becquerel e nei primi anni del 1900 fu già evidente che la radiazione emessa dai materiali radioattivi poteva essere catalogata in tre tipi differenti, che furono chiamati  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  a seconda della loro capacità di penetrazione della materia. I decadimenti  $\alpha$  e  $\gamma$  presentavano spettri discreti di energia (le energie dei raggi  $\alpha$  e  $\gamma$  erano costanti per un determinato materiale radioattivo) mentre lo spettro energetico degli elettroni misurati nel decadimento  $\beta$  risultò continuo per ogni materiale.

Il processo radioattivo dei nuclei che comunemente chiamiamo decadimento  $\beta$  rappresenta una trasmutazione di un elemento  $(Z, N)$ , dove  $Z$  è il numero di protoni ed  $N$  è il numero di neutroni, verso un nucleo  $(Z + 1, N - 1)$  (decadimento  $\beta$  negativo) oppure  $(Z - 1, N + 1)$  (decadimento  $\beta$  positivo). Sin dall'inizio del 1900 era noto che nel decadimento  $\beta$  negativo un elettrone veniva emesso dal nucleo:

$$(Z, N) \rightarrow (Z + 1, N - 1) + e^- \quad (1.1)$$

L'energia dell'elettrone era tipicamente di parecchi MeV, molto maggiore rispetto alla sua energia di riposo (0.511 MeV). Se un nucleo a riposo subisce il decadimento, la conservazione dell'energia e la conservazione dell'impulso impongono che il nucleo prodotto e l'elettrone rincolino nella stessa direzione e verso opposto. Poiché il nucleo presenta una massa estremamente maggiore rispetto a quella dell'elettrone, la sua velocità di rinculo è

trascurabile e di conseguenza l'elettrone deve essere emesso con un'energia costante che coincide con tutta quella che viene rilasciata nel decadimento.

Tuttavia, i risultati sperimentali erano in completo disaccordo rispetto alle previsioni teoriche appena descritte; infatti l'elettrone presentava uno spettro continuo di energia, sino a raggiungere il livello massimo previsto (quello in cui l'elettrone trasporta tutta l'energia). In pratica, il decadimento sembrava violare la conservazione dell'energia e dell'impulso.

Nel 1930, Wolfgang Pauli tentò di fornire una spiegazione a questi aspetti, proponendo l'idea dell'esistenza di una particella priva di carica, quindi difficilmente rilevabile, che viene emessa insieme all'elettrone:

$$(Z, N) \rightarrow (Z + 1, N - 1) + e^- + \bar{\nu}_e . \quad (1.2)$$

Questa nuova particella doveva quindi trasportare l'energia, la quantità di moto e il momento angolare che risultavano mancanti nelle osservazioni sperimentali. Pauli battezzò questa particella con il nome di "neutrone".

Nel 1932, James Chadwick identificò una particella neutra di massa confrontabile a quella del protone che denominò a sua volta neutrone.

Enrico Fermi si rese conto immediatamente che questa non era la particella prevista da Pauli, decise quindi di differenziare la nomenclatura delle due particelle: chiamò neutrone la particella pesante identificata da Chadwick e neutrino la particella prevista da Pauli, molto più leggera del neutrone; inoltre, Fermi iniziò la formulazione della teoria matematica che permette di descrivere il decadimento beta in termini quantitativi, teoria che sarebbe poi passata nella formulazione delle interazioni deboli. Nella sua teoria, Fermi suggerì la possibilità di una reazione in cui i neutrini potevano interagire con la materia, tale processo corrisponde al decadimento beta inverso, cioè la cattura di un neutrino da parte di un nucleo, accompagnata dall'emissione di un elettrone. Il processo è il seguente:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n . \quad (1.3)$$

Dalla teoria di Fermi era chiaro che la possibilità di rivelare sperimentalmente i neutrini era legata alla reazione (1.3). Le difficoltà erano legate alla necessità di discriminare l'interazione di un  $\bar{\nu}_e$  da un comune evento di decadimento beta positivo di un nucleo. Per poter essere certi di rivelare il processo (1.3) esistevano due tipologie di problemi: la prima era legata alla piccola probabilità di interazione del neutrino prevista dalla teoria di Fermi; infatti, per avere la possibilità di osservare qualche interazione, occorreva un flusso enorme di  $\bar{\nu}_e$ ; la seconda, invece, era data dal fatto che nello stato finale della (1.3) compaiono un positrone ed un neutrone: quest'ultima è una particella neutra difficile da rilevare, ma che deve essere osservata per poter essere sicuri che il positrone misurato non sia quello proveniente da un altro decadimento.

Nel 1954, negli Stati Uniti, i fisici Clyde Cowan e Frederick Reines ebbero l'idea di utilizzare come sorgente di neutrini un reattore nucleare dalla potenza di circa 150 Megawatt ed un rivelatore composto da due contenitori di 200 litri di acqua disposti tra tre contenitori di scintillatore liquido, ciascuno dalla capacità di 1400 litri. Nell'acqua era disciolto un sale di cadmio, elemento che ha una elevata affinità per catturare neutroni liberi. A seguito della cattura del neutrone, il cadmio si trova in uno stato eccitato che ritorna allo stato fondamentale con l'emissione di raggi gamma per circa 8 MeV: questo secondo segnale permette di rivelare il neutrone nell'evento. I ricercatori effettuarono numerose prove per assicurarsi che il segnale fosse autenticamente dovuto alla reazione del  $\bar{\nu}_e$ . L'esperimento prese dati per cinque mesi: 900 ore con il reattore alla massima potenza e 250 ore con il reattore spento. Ciò che si osservò fu che il numero di eventi in coincidenza ritardata era molto più numeroso (4 o 5 volte maggiore) con il reattore ON anziché con il reattore OFF. L'esperimento non permise solo di affermare l'esistenza del neutrino, ma anche di verificare quantitativamente la teoria del neutrino di Fermi.

Nel 1962 venne identificato il neutrino della seconda famiglia, ossia il neutrino muonico  $\nu_\mu$ : mentre i neutrini della prima famiglia durante l'interazione producono solo elettroni (e gli  $\bar{\nu}_e$  producono sempre positroni  $e^+$ ), i neutrini della seconda famiglia, durante l'interazione, producono sempre dei  $\mu^-$  (e gli  $\bar{\nu}_\mu$  sempre  $\mu^+$ ). I muoni si distinguono dall'elettrone perché hanno massa maggiore e sperimentalmente lasciano segnali differenti nei rivelatori di particelle.

Nel 1975 venne scoperto un nuovo leptone, il tau ( $\tau$ ), di massa 1777 MeV, molto maggiore rispetto a quella dell'elettrone e del muone. Si ipotizzò quindi che anche a questo leptone fosse associato un altro neutrino che venne identificato nel 2001 dall'esperimento DONUT al laboratorio Fermi negli Stati Uniti; questo neutrino prende il nome di neutrino tauonico e lo si indica con  $\nu_\tau$ .

## 1.2 Interazione debole

I neutrini sono leptoni privi di carica elettrica e quindi, in quanto leptoni, non sono sensibili all'interazione nucleare forte e, in quanto elettricamente neutri, non lo sono neanche rispetto all'interazione elettromagnetica. Ciò significa che i neutrini interagiscono soltanto per il tramite dell'interazione debole. Interazione debole e neutrini sono quindi strettamente legati tra loro e la comprensione dei fenomeni che coinvolgono i neutrini implicano una vasta e precisa conoscenza dell'interazione debole [3].

Nel modello standard del microcosmo ci sono due famiglie di fermioni di spin 1/2, i quark ed i leptoni, ognuna composta da sei elementi distinti da varie proprietà, come la carica elettrica, la massa e da uno specifico numero quantico detto di sapore. Questi fermioni interagiscono con le quattro interazioni fondamentali: l'interazione gravitazionale, l'interazione elettromagnetica e le due interazioni nucleari, forte e debole. Le quattro interazioni fondamentali sono mediate da altre particelle, chiamate bosoni (a spin in-

tero), che vengono scambiate tra le particelle che interagiscono. Mentre l'interazione forte agisce solo tra particelle dotate di carica di colore (quark, gluoni e loro composti), l'interazione elettromagnetica e quella debole interagiscono sia tra quark che tra leptoni. Il mediatore dell'interazione elettromagnetica è il fotone, mentre l'interazione debole è mediata dallo scambio dei bosoni  $W^\pm$ , la cui massa è di circa 80 GeV, e  $Z^0$ , con una massa di circa 91 GeV.

L'interazione debole è caratterizzata da un raggio d'azione molto piccolo (dell'ordine di un centesimo di fm) e presenta un'intensità molto debole e, di conseguenza, non sarebbe identificabile se non producesse fenomeni attribuibili esclusivamente alla sua presenza. Per esempio, l'interazione debole è la sola in grado di modificare il sapore dei quark e dei leptoni. Le reazioni indotte dalle interazioni deboli sono classificate come leptoniche quando sono coinvolti solo leptoni, semi-leptoniche quando sono coinvolti sia leptoni che adroni, e non leptoniche quando non ci sono leptoni coinvolti.

Dato che l'interazione debole prevede un accoppiamento tra i leptoni e i bosoni  $W^\pm$  e  $Z^0$ , è necessario capire come avvenga questo accoppiamento: si pensò ad una analogia con l'interazione elettromagnetica, in cui il bosone mediatore dell'interazione è il fotone. Il modo di accoppiarsi doveva essere tale da prevedere la corretta somma dei momenti angolari delle particelle interagenti e, di conseguenza, si pensò che questo metodo di accoppiamento, per le proprietà di simmetria rotazionale, ricordava quello di un vettore a tre dimensioni. Tuttavia, questo metodo venne messo in crisi con la scoperta della violazione di parità dell'interazione debole.

La non conservazione della parità è una delle caratteristiche fondamentali dell'interazione debole. La parità di un'entità fisica indica come questa si comporta quando si inverte il sistema di coordinate in modo da definire i vettori di posizione con segno negativo. In termini matematici si può definire un operatore di parità  $P$  che, applicato all'operatore di posizione  $r$ , lo trasforma in  $-r$ , ovvero  $P(r) = -r$ . Gli autovalori dell'operatore di parità possono essere solo  $+1$ , parità positiva, o  $-1$ , parità negativa. Tutte le quantità vettoriali con parità negativa (come la velocità) vengono definite come vettori polari. Con i vettori polari si possono costruire altre quantità che presentano proprietà di parità differenti. Per esempio, il prodotto scalare di due vettori polari produce una quantità scalare che ha parità positiva, mentre il prodotto vettoriale di due vettori polari produce un vettore che non cambia segno sotto parità (questo tipo di vettore è detto vettore assiale). Il prodotto scalare tra un vettore polare ed uno assiale produce una quantità scalare con parità negativa detta assiale (pseudoscalare).

Tuttavia, se l'accoppiamento fosse puramente vettoriale (di tipo V), la violazione di parità non sarebbe rivelata, così come non sarebbe possibile osservarla nel caso in cui la struttura algebrica dell'accoppiamento con bosoni a spin 1 ammettesse un accoppiamento di tipo vettor-assiale (di tipo A). Questo accade perché la violazione di parità avviene solo nel caso in cui entrambi i tipi di accoppiamento sono presenti nell'ampiezza di transizione del processo debole. Quadrando la combinazione lineare del termine di tipo V e di tipo A, il termine di interferenza presenta un segno diverso se la parità viene modificata:

$$|V + \alpha A|^2 = V^2 + \alpha^2 A^2 + 2\alpha V A , \quad (1.4)$$

e, applicando l'operatore di parità  $P$ :

$$P(|V + \alpha A|^2) = (-V)^2 + \alpha^2 A^2 - 2\alpha V A . \quad (1.5)$$

A lungo si è cercato il valore del coefficiente  $\alpha$  e, verso la fine degli anni '60 del secolo scorso, si concordò che  $\alpha = -1$ : per questo motivo, l'accoppiamento dell'interazione debole prende il nome  $V - A$ .

Questo metodo di accoppiamento, che implica la massima violazione di parità, ha delle conseguenze molto importanti per la fisica dei neutrini. Per fare chiarezza, è necessario introdurre una nuova quantità, detta *elicità*, definita come:

$$h = \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|\mathbf{p}|} \quad (1.6)$$

L'elicità è una quantità pseudoscalare e vale +1 quando  $\sigma$ , che rappresenta lo spin della particella, è esattamente allineato alla direzione del moto, indicata dalla direzione del suo impulso  $\mathbf{p}$  e vale -1 in caso contrario; ovviamente assume anche tutti i valori intermedi quando non c'è l'esatto allineamento o anti-allineamento.

In realtà la quantità che viene conservata nei processi indotti dall'interazione debole non è l'elicità ma una quantità leggermente differente chiamata chiralità che, al contrario dell'elicità rimane costante indipendentemente dal sistema di riferimento nella quale si osserva (è un invariante relativistico). Per l'accoppiamento  $V - A$ , sono sensibili all'interazione debole solo le particelle con chiralità -1 (sinistrorsa), e le antiparticelle con chiralità +1 (destrorsa). Per particelle prive di massa, i valori di elicità e chiralità coincidono: la chiralità sinistrorsa coincide con l'elicità sinistrorsa e quindi si ha l'autovalore -1, analogamente si ha una corrispondenza tra chiralità ed elicità destrorsa con rispettivo autovalore +1. Dato che, per particelle con massa nulla, chiralità e elicità coincidono, ne consegue che neutrini privi di massa possono essere identificati solamente se il loro spin è anti-allineato alla direzione del modo, il contrario vale per l'identificazione degli antineutrini.

### 1.3 Oscillazioni dei neutrini

La famiglia dei leptoni del modello standard è rappresentata da sei particelle e sei antiparticelle. Limitandoci alle particelle, i costituenti dei leptoni sono l'elettrone ( $e^-$ ), il muone ( $\mu$ ) e il tau ( $\tau$ ): queste particelle hanno le stesse caratteristiche dell'elettrone fatta eccezione per la massa (105.6 MeV per il  $\mu$  e 1777 MeV per il  $\tau$ ); inoltre, muoni e tau sono particelle instabili e, di conseguenza, una volta prodotte decadono in particelle

più leggere. Queste tre particelle vengono denominate leptoni carichi. Ogni leptone carico ha a sua volta il rispettivo neutrino: il neutrino elettronico ( $\nu_e$ ), muonico ( $\nu_\mu$ ) e tauonico ( $\nu_\tau$ ), di conseguenza si dice che i neutrini hanno un sapore, ed i tre stati  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  e  $\nu_\tau$  sono detti autostati di sapore. Ciò che contraddistingue un neutrino di una famiglia da un altro è che, in un'interazione debole, un neutrino si trasforma esclusivamente nel suo leptone corrispondente. L'unico metodo che ha fornito delle misure di massa per i neutrini è quello proposto da Bruno Pontecorvo nel 1957, che si basa sulla cosiddetta oscillazione dei neutrini. La spiegazione di questo fenomeno, offerta dalla meccanica quantistica, è che il neutrino sia dato da una composizione di neutrini (di tipo 1, 2 e 3) di masse diverse. Per quanto riguarda le masse, si osserva che due neutrini appartenenti ai primi due stati hanno tra di loro una differenza di massa minore della differenza di massa con il terzo stato. Convenzionalmente gli stati più vicini vengono denominati con  $\nu_1$  e  $\nu_2$  con masse  $m_1 < m_2$  rispettivamente. Al momento non è noto se  $m_3$  sia maggiore o minore di  $m_{1,2}$ ; tale ambiguità viene definita gerarchia delle masse: se  $m_3 > m_{1,2}$ , la gerarchia si dice *normale*, in caso contrario si dice *invertita* [3].

### 1.3.1 Le oscillazioni di sapore nel vuoto e la violazione di $CP$

Considerando i tre autostati di sapore del neutrino, si potrebbe pensare che ognuno dei neutrini abbia separatamente una massa, tuttavia può accadere che i neutrini con massa definita (autostati di massa) non coincidano con i tre stati di sapore. Gli autostati di massa vengono generalmente indicati con  $\nu_i$ , dove  $i = 1, 2, 3$ . Tra gli autostati di massa e quelli di sapore intercorre una relazione lineare tramite una matrice unitaria  $3 \times 3$ :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \mathbf{U} \cdot \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

La matrice  $\mathbf{U}$  viene detta matrice di mescolamento che, nel caso  $3 \times 3$  è definita come:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{-i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

In questo caso, la matrice di mescolamento dipende da tre angoli di mescolamento  $\theta_{ij}$ , da una fase  $\delta$  che rappresenta le violazioni di  $CP$  e viene scritta come il prodotto di tre matrici di mescolamento elementari [4].

Veniamo ora al fenomeno delle oscillazioni di sapore: supponendo che un neutrino con un'energia  $E$  ben definita venga prodotto da un'interazione, questo si trova in uno stato di sapore iniziale. Tale stato è dato da una sovrapposizione di stati di massa, ciascuno

dei quali evolverà come un'onda con frequenza differente a causa del dualismo onda-particella. La conseguenza di ciò è che il neutrino sarà generalmente una combinazione diversa degli stati di massa rispetto a quella iniziale e di conseguenza vi è una probabilità non nulla che il neutrino abbia cambiato il proprio stato di sapore iniziale. Il fenomeno delle oscillazioni viola quindi il numero leptonico di famiglia.

Se si considerano solo i due sapori  $e$  e  $\mu$  e quindi solo due autostati di massa con masse  $m_1$  ed  $m_2$ , la probabilità di conversione ad una data distanza  $L$  dalla sorgente è data da

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left( \frac{\Delta m^2}{4\hbar c E} L \right) \quad (1.9)$$

dove  $\theta$  è l'angolo di mescolamento e  $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ .

Inoltre, per la conservazione della probabilità si ha:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} = 1 - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}. \quad (1.10)$$

Ciò che si comprende da questo scenario semplificato in cui figurano solo due sapori è che le oscillazioni sono insensibili alla massa assoluta dei neutrini: le oscillazioni dei neutrini non sono in grado di fornire informazioni sulle masse assolute.

Nel caso a tre generazioni, la formula di oscillazione è molto più complessa ed implica due scale di oscillazione: una dovuta alla differenza di massa  $\Delta m_{12}^2 = m_2^2 - m_1^2$  e un'altra dalla differenza di massa più grande  $\Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2$ .

Questo caso è di fondamentale importanza perché perfette di osservare le violazioni di  $CP$  nel settore leptonico: una delle trasformazioni più note nella fisica è la trasformazione di parità, ovvero la riflessione delle coordinate spaziali ed è ben noto che le interazioni deboli non siano invarianti rispetto a questa trasformazione. Questa caratteristica fu dimostrata per la prima volta nel 1957 in un celebre esperimento eseguito da madame Wu, nel quale si mostrò che nel decadimento  ${}^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$ , l'elettrone era emesso preferenzialmente nella direzione opposta allo spin del nucleo di cobalto (l'elettrone non viene emesso nella direzione dello spin, cosa che si dovrebbe osservare).

In fisica delle particelle vi è una seconda simmetria detta coniugazione di carica (o  $C$ ) in cui si sostituiscono le particelle con le antiparticelle; anche in questo caso, le interazioni elettromagnetiche, gravitazionali e nucleare forte sono invarianti sotto  $C$  ma lo stesso non si può dire per le interazioni deboli, ovvero, se in un processo vengono scambiate le particelle con le corrispondenti antiparticelle si ottiene un processo che non è osservabile in natura. Viene introdotta di conseguenza la combinazione  $CP$ , in cui simultaneamente si scambiano le particelle con le corrispondenti antiparticelle e si invertono le cariche, ed anch'essa presenta delle violazioni, in questo caso sia rispetto all'interazione debole, sia rispetto all'interazione forte. Le violazioni di  $CP$  costituiscono quindi una sostanziale asimmetria nel comportamento di particelle ed antiparticelle. Per quanto riguarda i neutrini, c'è da dire che se questi fossero esattamente di massa nulla, non vi sarebbero

violazioni di  $CP$  nel settore leptonic, in particolare queste violazioni possono avvenire tanto per i neutrini quanto per gli antineutrini: quando si sostituisce un neutrino con la sua antiparticella si opera una trasformazione  $CP$ , questo accade perché i neutrini sono oggetti chirali, ovvero hanno spin orientato nella direzione opposta al moto (sinistrorsi), mentre gli antineutrini hanno lo spin orientato nella direzione del moto (destrorsi).

### 1.3.2 Le oscillazioni di sapore nella materia

Quando i neutrini attraversano la materia le probabilità di oscillazione del neutrino possono essere modificate. Nella materia ordinaria la componente  $\nu_e$  avrà un accoppiamento con gli altri elettroni, e lo stesso avverrà per le altre tipologie di neutrini con le rispettive particelle; infatti i neutrini di tutti i sapori possono interagire scambiandosi bosoni  $Z^0$  virtuali con i quark e gli elettroni del mezzo attraversato. Tuttavia i neutrini elettronici hanno anche una seconda possibilità, nella quale  $\nu_e$  ed elettroni del mezzo attraversato si scambiano tramite un'interazione di corrente carica attraverso l'emissione o l'assorbimento di un bosone  $W$  virtuale.

Nella seconda tipologia di interazione la componente elettronica del neutrino acquista una massa quadratica effettiva data da:

$$A = 2\sqrt{2}(\hbar c)^3 G_F N_e E \quad (1.11)$$

dove  $G_F$  è la costante di Fermi ed  $N_e$  è la densità di elettroni della materia attraversata dai neutrini. Questo fenomeno da origine ad una modifica dell'equazione di evoluzione del sapore, nota anche come l'equazione MSW (Mikheyev - Smirnov - Wolfenstein), secondo la quale, per un sistema semplificato con due sole generazioni di neutrini, l'equazione di evoluzione degli stati di sapore viene scritta nella seguente forma:

$$i \frac{\partial}{\partial x} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_a \end{pmatrix} = \frac{1}{2\hbar c E} \left[ \frac{\Delta m^2}{2} \begin{pmatrix} -\cos 2\theta & \sin 2\theta \\ \sin 2\theta & \cos 2\theta \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} A(x) & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_a \end{pmatrix}, \quad (1.12)$$

dove  $\nu_a$  può essere il  $\nu_\mu$  o il  $\nu_\tau$  o una combinazione dei due ed  $A$  è dato dall'equazione (1.9).

La modifica dell'equazione di MSW è detto effetto MSW. Se il neutrino attraversa una porzione di materia a densità costante, si può vedere che la probabilità di oscillazione può essere riscritta come:

$$P^M = 1 - \sin^2 2\theta^M \sin^2 \left( \frac{4\pi L}{\lambda_\nu^M} \right) \quad (1.13)$$

dove  $\theta^M$  e  $\lambda_\nu^M$  sono l'angolo di mescolamento e la lunghezza d'onda di oscillazione effettiva nella materia:

$$\sin 2\theta^M = \frac{s_{2\theta}}{\sqrt{\frac{A}{(\Delta m^2 - c_{2\theta})^2} + 2_{2\theta}^2}} \quad (1.14)$$

$$\lambda_\nu^M = \frac{\lambda_\nu}{\sqrt{\frac{A}{(\Delta m^2 - c_{2\theta})^2} + 2_{2\theta}^2}} \quad (1.15)$$

dove  $c_{2\theta} = \cos(2\theta)$  e  $s_{2\theta} = \sin(2\theta)$ .

Dalle equazioni precedenti si nota come, se si verifica la condizione  $A = \Delta m^2 \cos 2\theta$ , si possa ottenere un mescolamento massimale e quindi una notevole amplificazione dell'ampiezza di oscillazione. Questo stato è detto di risonanza.

In generale, il neutrino attraversa strati di materia a densità variabile, per cui può attraversare lo stato di risonanza: tale effetto può portare ad una amplificazione degli effetti di oscillazione.

# Capitolo 2

## Il progetto ENUBET

### 2.1 Introduzione al progetto ENUBET

Le sfide della fisica dei neutrini risiedono nell'osservazione di piccole perturbazioni che sono attribuite agli effetti causati dalla violazione  $CP$  nel settore leptonic, dalla gerarchia di massa del neutrino e dalla presenza di ulteriori stati di neutrini leggeri che sono singoletti nei gruppi di gauge del Modello Standard. Nessuna di queste sfide, però, può essere affrontata in modo efficace se le proprietà dei neutrini sono scarsamente conosciute, come nel caso della sezione d'urto. La necessità di misurazioni precise di questa quantità ha dato vita ad un ricco programma sperimentale, negli Stati Uniti e in Giappone, che ha ottenuto risultati impressionanti; tuttavia, la misura delle sezioni d'urto del neutrino rimane limitata dalla conoscenza dei flussi iniziali nei fasci di neutrini convenzionali e, a causa di questa condizione, non si raggiunge un livello soddisfacente di precisione (circa 5-10%). Nuove fonti di neutrini, come Neutrino Factory e Beta Beams, possono superare questi limiti e fornire sorgenti di neutrini intense e ben controllate. In particolare, la struttura proposta da nuSTORM (Neutrinos from STORed Muons) - che si basa sulla produzione di neutrini dai decadimenti dei muoni - può raggiungere una precisione dell'1% sulle sezioni d'urto. Mentre nuSTORM risulta ideale per le misurazioni della sezione d'urto, i fasci di neutrini convenzionali hanno ancora un grande potenziale per tentare di ridurre gli effetti sistematici legati alle incertezze sul flusso. La pratica più semplice per ridurre queste incertezze al di sotto dell'1% è quella di sfruttare dei decadimenti semileptonici a tre corpi di kaoni carichi. Si considerino i seguenti decadimenti:

$$K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0 \quad (2.1)$$

$$K^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \pi^0 \quad (2.2)$$

Il processo (2.1) è denominato  $K_{e3}$  ed offre una fonte pura di  $\nu_e$  che può essere monitorata dall'osservazione di positroni nel tunnel di decadimento che vengono prodotti da (2.1).

Il progetto ENUBET (Enhanced NeUtrino BEams from kaon Tagging) è stato approvato nel 2016 per una durata di cinque anni ed ha lo scopo di dimostrare la fattibilità dell'approccio del fascio monitorato, progettando e costruendo un rivelatore in grado di identificare i positroni generati dai decadimenti  $K_{e3}$  all'interno del tunnel di decadimento [5]. Una sorgente di neutrini controllata, come quella proposta da ENUBET, potrebbe essere sfruttata da futuri esperimenti miranti alla precisione dell'1% nella misura della sezione d'urto del neutrino elettronico, oppure potrebbe anche essere sfruttata nella ricerca dei neutrini sterili. Infine, ENUBET intende impostare la prima "pietra miliare" verso un fascio di neutrini a marcatura temporale, in cui il  $\nu$  al rivelatore è correlato nel tempo con i positroni prodotti nel tunnel di decadimento.

Per aumentare il rapporto fra i  $\nu_e$ , prodotti dai decadimenti  $K_{e3}$ , e i  $\nu_\mu$ , derivanti dal decadimento dei pioni, si può incrementare l'energia delle particelle che vengono condotte nel tunnel di decadimento. Questo rapporto è dato da:

$$\frac{\nu_e}{\nu_\mu} \simeq R_{K/\pi} BR(K_{e3}) \left[ \frac{1 - e^{\frac{-L}{\gamma_K c \tau_K}}}{1 - e^{\frac{-L}{\gamma_\pi c \tau_\pi}}} \right] \quad (2.3)$$

dove  $R_{K/\pi}$  indica il rapporto fra i  $K^+$  ed i  $\pi^+$  all'ingresso del tunnel,  $BR(K)_{e3} = 5.07 \pm 0.04\%$  è il *branching ratio* (rapporto di decadimento),  $L$  rappresenta la lunghezza del tunnel ed infine  $\gamma$  e  $\tau$  rappresentano, rispettivamente, i fattori di Lorentz e le vite medie di  $K^+$  e di  $\pi^+$ . Qui di seguito, viene riportato, in Figura 2.1, il rapporto dato da (2.3) in funzione dell'energia delle particelle secondarie.

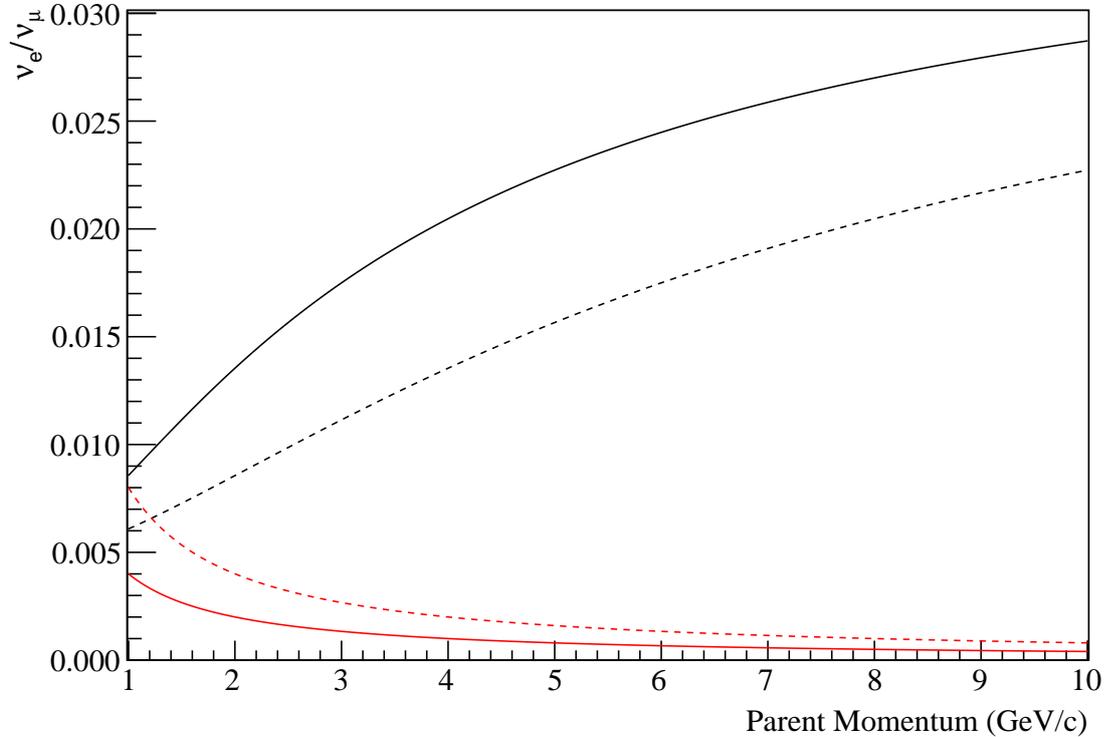


Figura 2.1: Le linee nere descrivono l'andamento del rapporto  $\nu_e/\nu_\mu$  in funzione dell'impulso delle particelle secondarie. Le linee continue si ottengono nel caso in cui la lunghezza del tunnel del decadimento  $L = 50\text{m}$ , mentre le linee tratteggiate si ottengono con  $L = 100\text{m}$ . Le linee in rosso rappresentano invece il rapporto  $\nu_e/\nu_\mu$  con i  $\nu_e$  prodotti dal decadimento di muoni [8].

Dalla Figura (2.1) si osserva che la ridotta lunghezza del tunnel di decadimento aiuta a rendere fortemente dominante il contributo di  $K_{e3}$  nel flusso dei neutrini elettronici. Tuttavia, l'incremento di energia dei  $K^+$  e dei  $\pi^+$  non deve essere eccessivo poiché il range energetico di interesse per i  $\nu_e$  non supera i 4 GeV. Grazie a questa configurazione, i  $\nu_e$  prodotti all'interno del tunnel di decadimenti derivano quasi totalmente dal decadimento  $K_{e3}$ , infatti il decadimento dei muoni derivanti da

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (2.4)$$

risulta essere fortemente soppresso.

Si discuterà ora dell'apparato proposto da ENUBET. Nello stadio iniziale, un fascio di protoni colpisce un bersaglio (*target*) di berillio (Be), in questo modo avvengono degli urti nei quali vengono generati adroni secondari ( $\pi^+$  e  $K^+$ ) che vengono opportunamente deviati, collimati e selezionati in segno e momento tramite campi magnetici; i ( $\pi^+$  e  $K^+$  raccolti presentano un impulso pari a  $8.5 \pm 20\%$  GeV e, in questo modo, vengono condotti all'interno del tunnel di decadimento. Il tunnel di decadimento è un tubo sotto vuoto lungo 50m e con un raggio di 40cm. Queste dimensioni sono state scelte appositamente per far sì che il flusso di particelle entrante sia interamente contenuto in esso. L'interno del tunnel è completamente rivestito da calorimetri con lo scopo di intercettare i positroni derivanti da  $K_{e3}$ , poiché il resto delle particelle non decadute, insieme ai muoni prodotti dai pioni, raggiunge la fine del tunnel di decadimento (*Beam Dump*) senza alcun impatto con la parete interna e, quindi, senza nessuna rivelazione da parte dei calorimetri. Si è mostrato che, con un setup come quello appena descritto, vi è una buona possibilità di ottenere un'incertezza sistematica dell'1% sul flusso di  $\nu_e$ . Qui sotto, in Figura (2.2) vi è una schematizzazione dell'apparato proposto da ENUBET che è appena stato descritto.

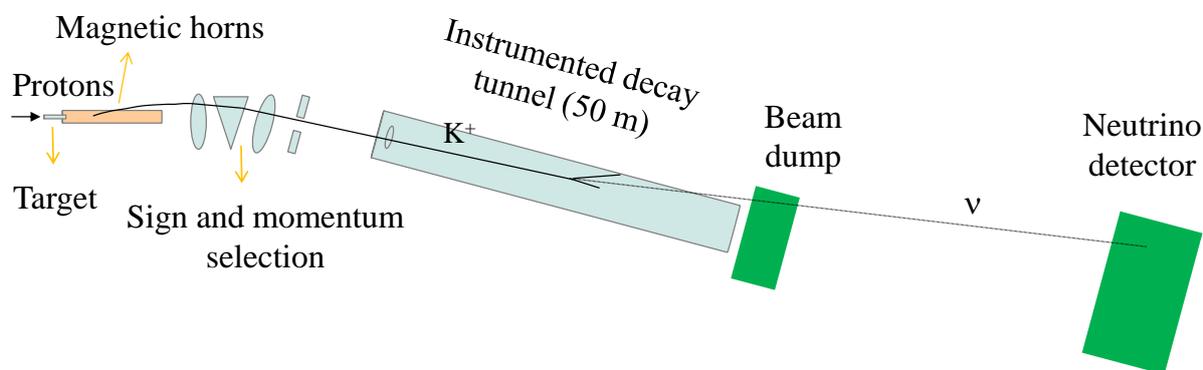


Figura 2.2: Disposizione dell'apparato proposto da ENUBET (non in scala) [8].

## 2.2 La tecnica calorimetrica

L'identificazione di positroni che presentano un'energia di pochi GeV può essere ottenuta utilizzando calorimetri veloci con segmentazione longitudinale. Il progetto ENUBET fa affidamento su una tecnologia calorimetrica che è stata studiata appositamente per un'ottima separazione  $e^+/\pi^+$  e con un moderato numero di canali di lettura. L'unità di base del calorimetro che riveste completamente il tunnel di decadimento è denominata UCM (*Ultra Compact Module*) e segue il principio dei calorimetri "shashlik" citeenubet4. L'UCM (vedi Figura 2.3 e 2.4) è un modulo lungo 10 cm composto da 5 *tiles* di scintillatore plastico (polistirene o poliviniltoluene), ognuna di dimensione  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  e con uno spessore di 0.5 cm, alternate da altrettanti strati di ferro, ognuno spesso 1.5 cm; i fotoni emessi dalle *tiles* di scintillatore vengono catturati e letti dalle fibre WLS (*WaveLength Shifter*) che, a loro volta, ne rimettono altri con una minore frequenza. Vengono utilizzati calorimetri di campionamento costruiti con scintillatori plastici perchè risultano essere molto veloci, convenienti e la loro risposta alle particelle cariche può essere caratterizzata con alta precisione.

Per ogni modulo UCM vi sono 9 WLS disposte in griglia  $3 \times 3$  perpendicolarmente alle *tiles* ed ognuna di esse viene collegata in estremità ad un SiPM (fotomoltiplicatore al silicio), di diametro  $1 \text{ mm}^2$ , il quale riceverà la luce catturata dalla rispettiva fibra.

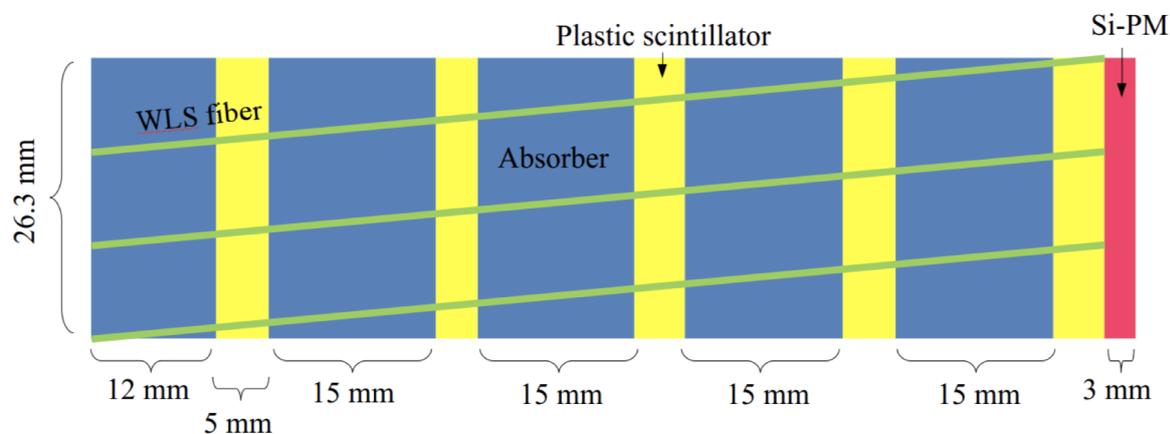


Figura 2.3: Schematizzazione dell'unità di base Ultra Compact Module [6].

Il livello di lettura dei fotoni racchiude i nove SiPM, che vengono poi incapsulati in una scheda elettronica PCB, e una maschera di plastica che collega le fibre all'area attiva del SiPM. Il segnale portato al di fuori del modulo tramite il routing PCB e i cavi Kapton, che impiegano una tecnologia attualmente sviluppata da INFN. Infine il segnale viene letto in modalità senza trigger dai *digitizers* di forme d'onda che campionano e registrato l'uscita sommata dei nove SiPM.

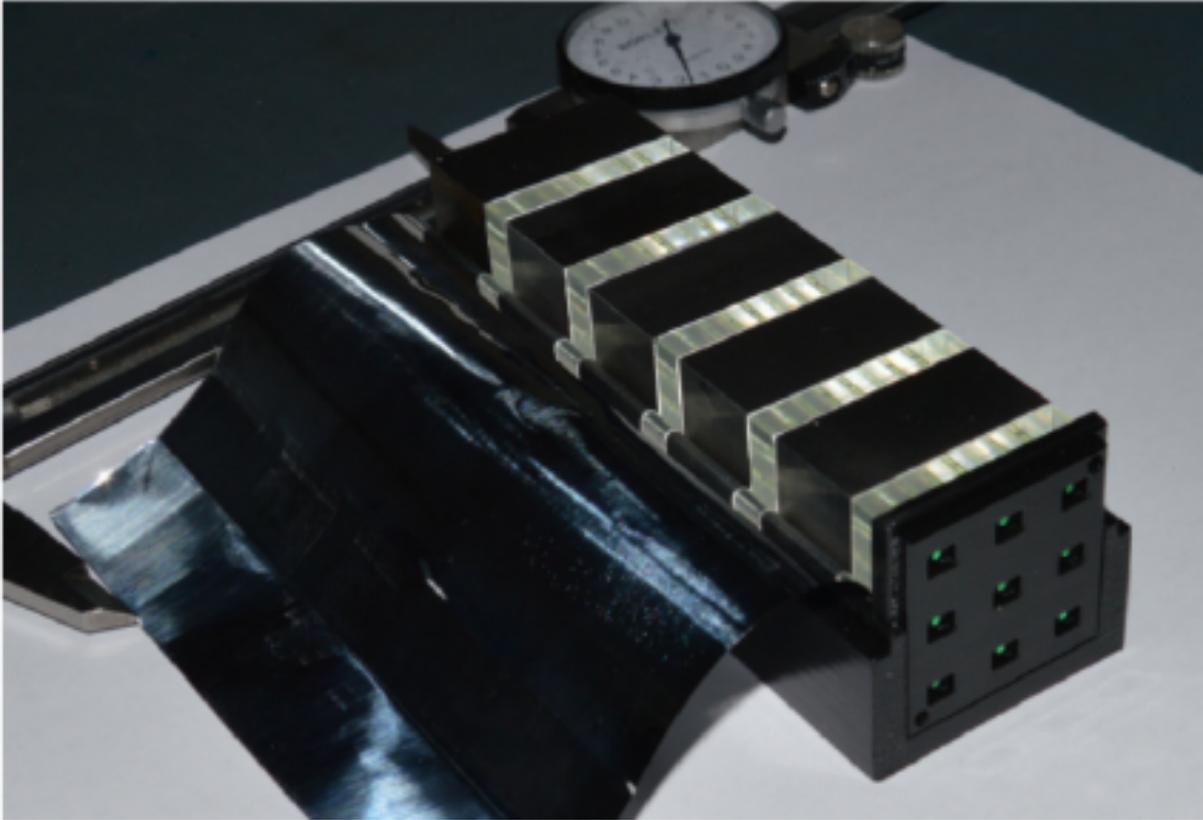


Figura 2.4: Prototipo UCM realizzato dal progetto ENUBET [7].

Il calorimetro (vedi Figura 2.5) ha un raggio interno  $R = 40$  cm. È composto da due strati di UCM con  $40 < R < 46$  cm e, per raggi più ampi, viene posizionato un modulo esterno chiamato OUCM (*Outer UCM*). La densità della fibra del OUCM è identica a quella del UCM, tuttavia la sua segmentazione longitudinale risulta più imprecisa.

La separazione  $e^+/\pi^+$  si ottiene utilizzando l'energia depositata in ciascun UCM e nei moduli esterni. Le cascate elettromagnetiche prodotte dai positroni sono interamente contenute all'interno dei due UCM mentre quelle prodotte dai pioni sono molto più penetranti e, di conseguenza, i pioni che presentano angoli polari maggiori depositano gran parte della propria energia nei moduli OUCM, mentre quelli con angoli più piccoli verranno registrati dai moduli interni, tuttavia il numero di UCM che verranno colpiti sarà molto maggiore rispetto a quello dato dai positroni.

La lunghezza totale dell'UCM corrisponde a  $4.3X_0$ , dove con  $X_0$  si fa riferimento alla lunghezza di radiazione. Siccome un positrone cede la propria energia più rapidamente di un pione carico (cioè rilascia gran parte della sua energia nei primi strati dell'UCM), è possibile identificare i positroni e quindi realizzare la separazione  $e^+/\pi^+$  tramite il

rapporto fra l'energia depositata negli strati più interni e l'energia totale raccolta sullo strato più esterno.

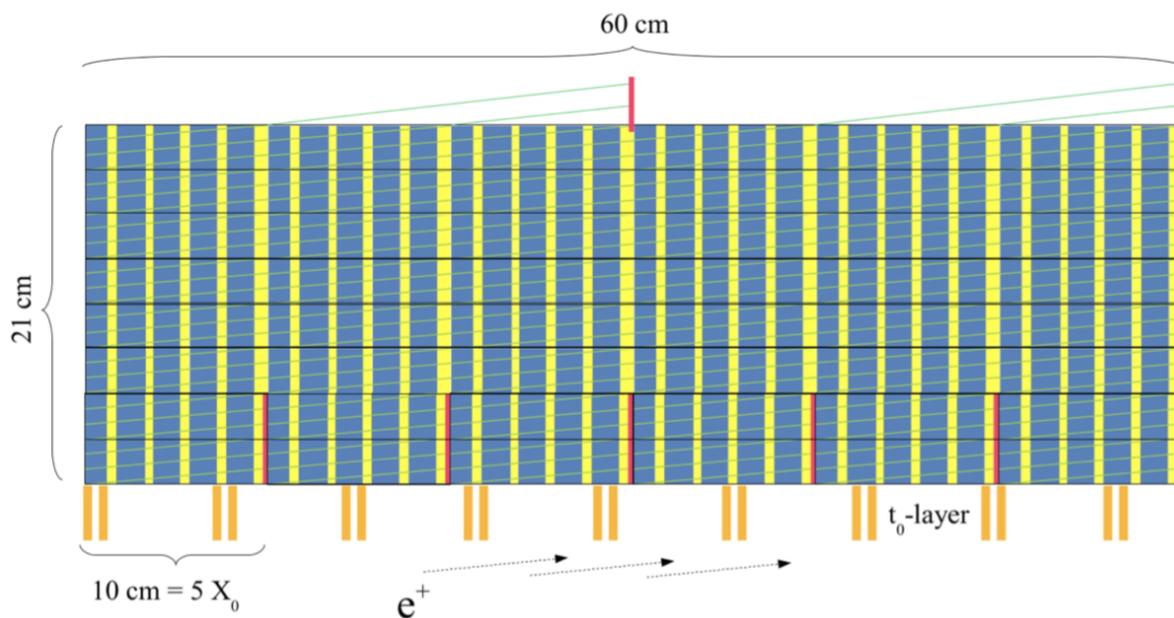


Figura 2.5: Schematizzazione di un intero modulo composto da due strati interni (6 UCM per ogni strato) e sei strati esterni (1 OUCM per ogni strato). Il design del modulo è stato studiato appositamente per i fini del progetto [6].

## 2.3 Il photon-veto ( $t_0$ )

Al di là dell'errata identificazione  $\pi^+ \rightarrow e^+$ , un'altra fonte principale di rumore di fondo nei campioni di positroni è dovuta ai fotoni che raggiungono il tagger di positroni e che vengono generati dal decadimento del  $K^+$ , che decade in una coppia di pioni:



È quindi necessario rimuovere questa contaminazione e, per farlo, si utilizza un photon-veto (detto anche  $t_0$  layer), il quale è in grado anche di fornire informazioni approssimative sul punto d'impatto della particella e il tempo assoluto dell'evento. Le opzioni di base del  $t_0$  si basano su tecnologie standard: in questa configurazione, l'unità di base consiste in un doppietto di tiles di scintillatore plastico; ogni tile presenta una superficie di circa  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  ed uno spessore di 0.5 cm e viene letta da una fibra WLS collegata ad un SiPM. Il doppietto di tiles viene montato al di sotto del raggio interno del calorimetro ed i piani sono orientati parallelamente alle tiles di scintillatore del tagger di positroni (vedi Figura 2.6). Le tiles adiacenti compongono un anello (raggio interno: 37 cm, raggio esterno: 40 cm) installato all'interno del tagger di positroni.

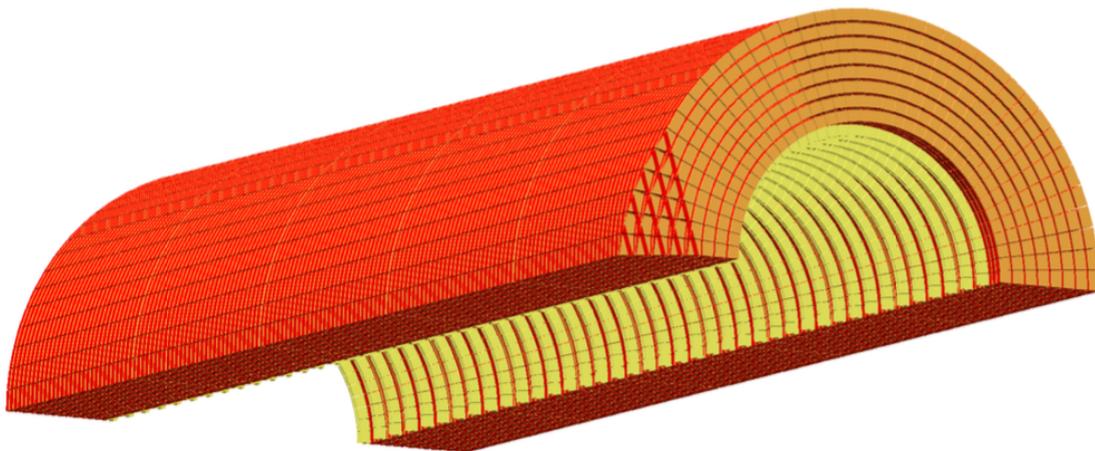


Figura 2.6: Il prototipo del tagger di positroni ideato dal progetto ENUBET. Questo prototipo presenta una lunghezza di 3 m ed un raggio esterno di 61 cm [5].

Finché le particelle provenienti dai decadimenti dei Kaoni vengono emesse con angoli polari inferiori a 400 mrad, la distanza tra gli anelli viene scelta in modo da avere almeno un doppietto che viene colpito da qualsiasi particella che raggiunge il tagger (in media, un positrone che raggiunge il calorimetro, colpirà 5 doppietti di tiles). Questo requisito bloccherà la stragrande maggioranza dei fotoni generati dal decadimento (2.5).

In questa condizione, al positrone (o all'elettrone) è associata una quantità di energia, all'interno del calorimetro, compatibile con quella da cui viene generata una cascata elettromagnetica e produce un segnale nel primo doppietto che risulta essere compatibile con una *mip*. Le mip (minimum ionizing particles) sono particelle cariche la cui perdita di energia per ionizzazione all'interno di un materiale è prossima al minimo; di fatto esse corrispondono al minimo della curva di Bethe-Bloch, che descrive la perdita di energia media delle particelle per attraversare un certo materiale.

La disposizione di un doppietto è utile a rimuovere i fotoni rimanenti, cioè quelli che si convertono in una coppia  $e^+e^-$  nel primo strato del doppietto (probabilità di conversione  $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ ) e rilasciano un'energia compatibile con un mip. A loro volta queste particelle saranno sottoposte al photon-veto poiché depositeranno un'energia compatibile con due mips nel secondo strato del doppietto. Nella fase preparatoria di ENUBET, le prestazioni del  $t_0$  sono state valutate nel progetto di base ed è stato confermato un rigetto del fotone con una probabilità del 99%.

L'opzione di base del photon-veto risulta molto interessante grazie alla tecnologia del rivelatore sottostante, la quale è ben consolidata. Tuttavia questa presenta anche degli svantaggi che meritano di essere notati.

La disposizione del doppietto implica un raddoppiamento di canali di lettura e l'uso di un SiPM accoppiato ad una fibra WLS riduce l'efficienza del conteggio dei fotoni. Si possono trovare alternative molto interessanti nei contatori di silicio, i quali offrono dimensioni più piccole ed un  $X_0$  più efficiente rispetto agli scintillatori plastici, oppure nei pad in silicole, i quali possono essere impiegati ottimamente al prezzo di un calo di efficienza della risoluzione temporale, che tuttavia non è cruciale per la misurazione della sezione d'urto.

# Capitolo 3

## Descrizione del test sul prototipo di calorimetro

### 3.1 Descrizione e costruzione del prototipo di calorimetro

Il progetto ENUBET dispone di una tecnologia calorimetrica, già descritta nella sezione 2.2, studiata per ottenere un'ottima separazione  $e^+/\pi^+$ . Questa struttura risulta efficiente per gli scopi del progetto, tuttavia presenta alcune problematiche relative ai lunghi tempi di lavorazione per la costruzione dell'apparato, soprattutto nel caso in cui si volesse costruire un prototipo in grande scala, e alla posizione dei SiPM. Con questa struttura, infatti, i SiPM connessi alle fibre WLS si trovano molto vicini al fascio di particelle prodotto durante il Test Beam e, di conseguenza, vengono sottoposti a radiazione. Per ridurre questo tipo di complicazioni è stata trovata un'alternativa che non prevede l'utilizzo del modello "shashlik".

Il nuovo tipo di UCM è composto da 5 tiles di scintillatore, ognuna di dimensione  $3 \times 3 \text{ cm}^2$  e con spessore di 0.5 cm, alternate da 5 strati di ferro, ognuno spesso 1.5 cm. I fotoni emessi dalle tiles di scintillatore vengono catturati e letti da fibre WLS lunghe 40 cm che però vengono posizionate ed incollate ai lati di ciascuna tile. Successivamente le cinque coppie di fibre verranno collegate ad un SiPM, che sarà a sua volta incapsulato in una scheda elettronica per permettere la lettura del segnale da parte dei digitizers.

In questo modo si ottiene un miglioramento del segnale dovuto al maggior numero di fibre WLS (10 anziché 9) ed alla minor radiazione al quale sono sottoposti i SiPM; inoltre, dal punto di vista della lavorazione, la costruzione risulta decisamente più semplice.

Nella costruzione del prototipo sono state utilizzate delle tiles di scintillatore EJ-204 ai lati delle quali sono state incollate due fibre WLS BCF-92. Le tiles EJ-204 sono prodotte dalla Eljen Technology, sono fatte di poliviniltoluene e presentano un'alta efficienza di scintillazione; inoltre risultano particolarmente adatte per i sistemi di rivelatori ad alte

prestazioni {ej204. Le fibre WLS BCF-92 sono prodotte dalla Saint-Gobain, presentano uno spettro di emissione su luce verde ed un decay time pari a 2.7 ns [12].

Per la costruzione del prototipo sono state assemblate 18 UCM disposte su tre piani, per un totale di 90 tiles di scintillatore, alternate da altrettanti strati di ferro, e 180 fibre WLS (vedi Figura 3.1).



Figura 3.1: Prototipo in fase di assemblaggio presso la sezione di Bologna dell'INFN (foto scattata durante l'attività di tirocinio).

Per permettere il passaggio delle fibre connesse alle tiles dei piani più bassi sono state fatte nelle scanalature negli strati di ferro. Una volta posizionati tutti e 18 gli UCM sono state posizionate delle lastre per rendere l'apparato più stabile. Fatto ciò si sono dovute raccogliere le fibre appartenenti a ciascun UCM per poi connetterle al rispettivo SiPM (vedi Figura 3.2), i quali sono poi stati collegati a loro volta ad una scheda elettronica.



Figura 3.2: Prototipo quasi ultimato in cui tutte le fibre WLS sono state collegate al rispettivo SiPM (foto scattata durante l'attività di tirocinio).



Figura 3.3: Prototipo a lavorazione terminata (foto scattata durante l'attività di tirocinio).

## 3.2 Descrizione del set-up sperimentale del Test Beam

Una volta terminata la costruzione presso l'INFN, il prototipo è stato portato al CERN di Ginevra per poter essere sottoposto al Test Beam.

Sono stati eseguiti diversi tipi di test: alcuni per analizzare il comportamento del calorimetro, altri per valutare l'efficienza delle tiles di scintillatore. Nel seguito, descriverò il setup sperimentale previsto per l'analisi dei  $t_0$  rappresentato in Figura 3.4.

Per il test, si è utilizzato un fascio di pioni con un'energia di circa 4 GeV parallelo al setup, caratterizzato da tre fototubi (PMT), in cui il fototubo centrale, disposto tra PMT1 e PMT2, viene utilizzato come veto. A seguire vi sono due supporti in plastica contenenti ognuno due  $t_0$  per la rivelazione del segnale. Ad ogni  $t_0$  sono attaccate due fibre WLS lunghe 40 cm che vengono connesse al SiPM, tramite il quale verrà trasmesso un segnale al digitizer.

Con questo setup sono state effettuate varie misure, alcune delle quali prevedevano l'utilizzo di un blocco di materiale plastico (Delrin), disposto tra il primo fototubo (PMT1) ed il veto, e di una lastra di ferro, disposta tra il veto ed il secondo fototubo (PMT2).

L'aggiunta di questi due elementi è stata fatta per ottenere misure di separazione sulle particelle che attraversano il rivelatore: il fascio di pioni carichi, una volta superato il primo fototubo, entra nel blocco di Delrin, all'interno del quale, attraverso il processo di scambio carica, parte dei pioni carichi diventano  $\pi^0$ , che decadono in una coppia di fotoni. Le particelle passano poi attraverso il veto, utilizzato per selezionare le particelle,

e raggiungono la lastra di ferro, all'interno della quale i fotoni hanno una probabilità di decadere in una coppia  $e^+e^-$ . In questo modo vi sono almeno due particelle che attraversano le tiles di scintillatore.

Tuttavia, queste componenti aggiuntive non sono da considerare per quanto riguarda l'analisi eseguita sulle tiles di scintillatore che verrà discussa nella sezione successiva.

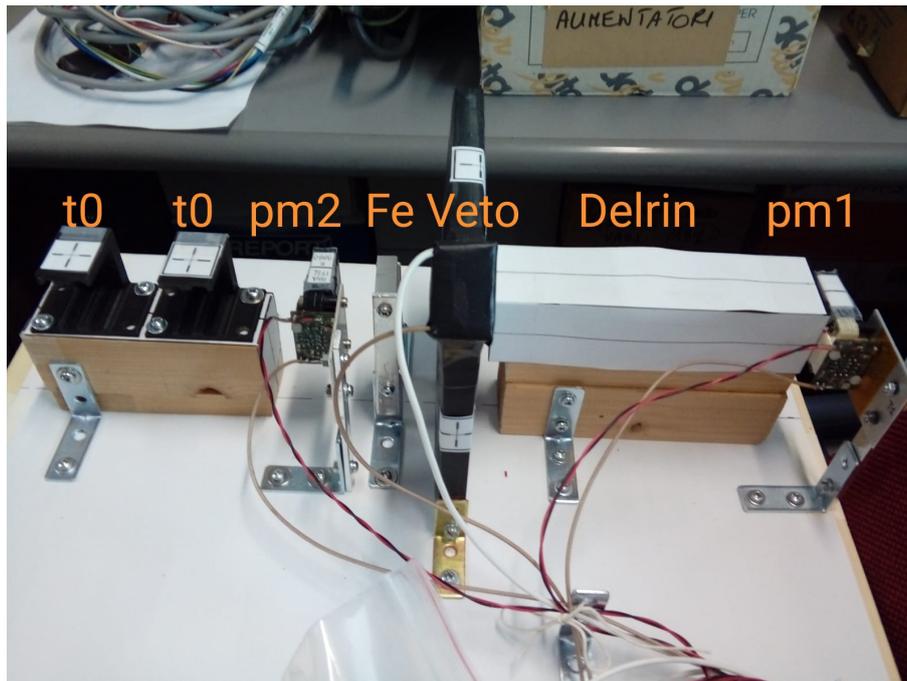


Figura 3.4: Setup sperimentale utilizzato durante il Test Beam al CERN per valutare il corretto funzionamento delle tiles di scintillatore (foto scattata durante l'attività di tirocinio).

### 3.3 Analisi preliminare

I dati raccolti dal Test Beam sono stati successivamente analizzati con il software di analisi dati ROOT.

L'analisi preliminare è stata effettuata sulle misure registrate durante il test eseguito per verificare l'efficienza dei  $t_0$ , in particolare si sono volute analizzare la risposta alla singola particella e il timing tra il secondo fototubo (PMT2) e la prima tile di scintillatore, indicata con T06.

Per quanto riguarda la risposta alla singola particella, vengono selezionati i singoli pioni carichi che attraversano il rivelatore, ciò che si vuole osservare con questa analisi è come risponde il rivelatore al passaggio della singola particella generata dal fascio. Nel grafico in Figura 3.5 viene registrata, per ogni evento, l'ampiezza del segnale: in questo modo si ottiene una distribuzione che ci dice come si comporta il rivelatore al passaggio di una particella.

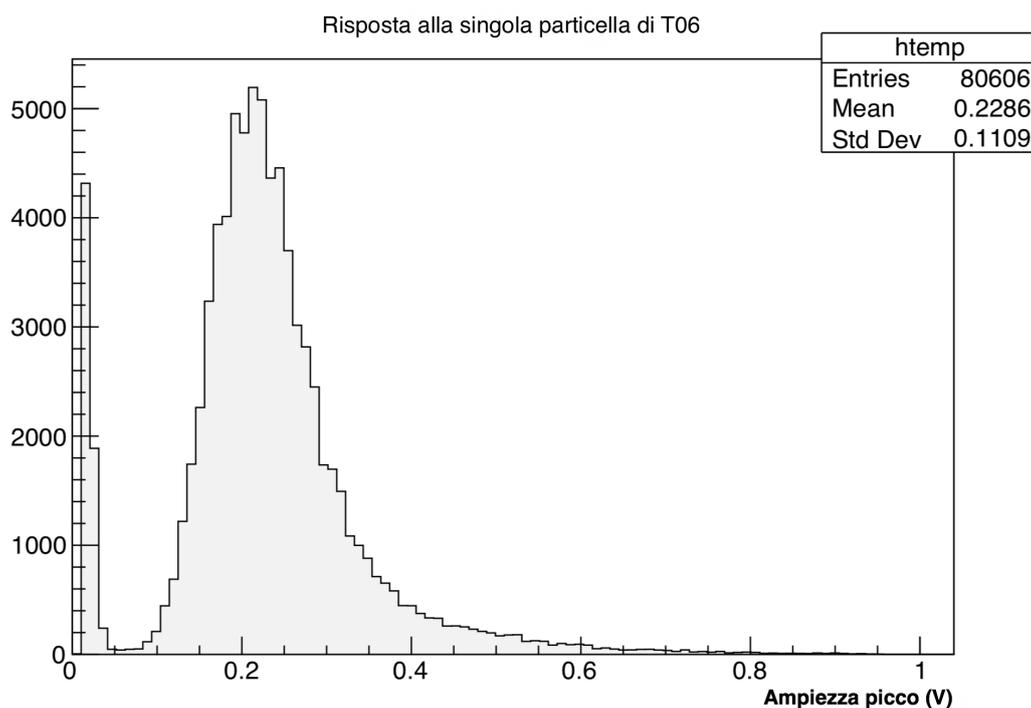


Figura 3.5: Descrizione della risposta del photon-veto T06 al passaggio della singola particella. Per questa analisi sono stati considerati circa 80000 eventi, sull'asse orizzontale vi sono le ampiezze dei picchi misurate in Volt, sull'asse verticale vi è il numero di eventi. Il picco iniziale a  $V < 0.05$  è dato dal rumore di fondo in assenza di segnale generato dal digitizer e prende il nome di pedestal.

La distribuzione associata al precedente grafico è la cosiddetta "distribuzione di Landau", la quale descrive le fluttuazioni della perdita di energia per ionizzazione di una particella carica in un sottile strato di materia.

Nell'analisi di timing si vuole osservare la risposta da parte del  $t_0$  da un punto di vista temporale, mettendo in relazione l'istante in cui viene rivelato il passaggio di una particella dal secondo fototubo e l'istante in cui viene rivelato il segnale dal primo  $t_0$  (T06).

Il grafico risultante da questa analisi è riportato in Figura 3.6.

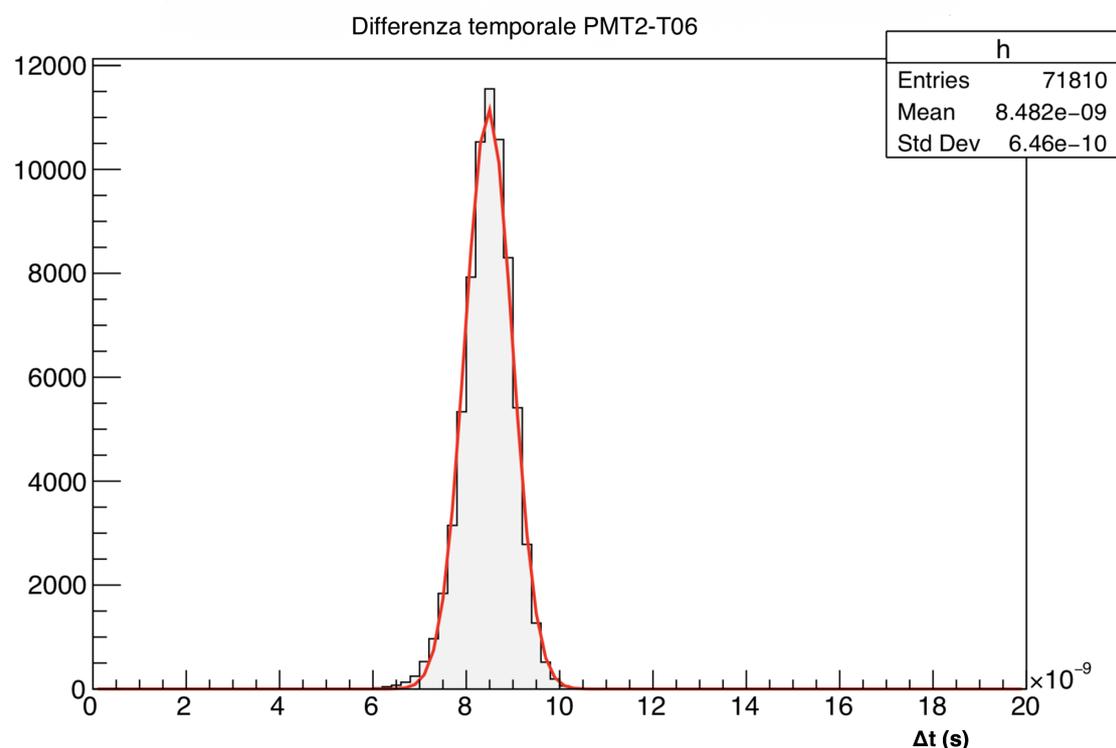


Figura 3.6: Descrizione dell'analisi di timing tra PMT2 e T06. Gli eventi analizzati sono circa 70000, sull'asse verticale, come in Figura 3.5, vi è il numero di eventi, mentre sull'asse orizzontale vi è una grandezza temporale data dalla differenza tra l'istante in cui la particella viene rivelata dal fototubo PMT2 e l'istante in cui la particella viene rivelata dalla tile T06. Questa grandezza viene misurata in ns. Nell'istogramma è stato eseguito un fit gaussiano e la deviazione standard risultante è inferiore al nanosecondo. La deviazione standard ottenuta corrisponde alla somma in quadratura delle risoluzioni temporali di PMT2 e T06.

Dall'analisi relativa alla risposta sulla singola particella da parte del  $t_0$  layer si ottiene un segnale definito che risulta ben separato dal pedestal risultante dai rumori di fondo, mentre dall'analisi di timing si osserva una risoluzione temporale dell'oggetto testato di circa 600 picometri e che risponde quindi ai requisiti richiesti dall'esperimento [10].

In entrambi i casi si osserva un ottimo accordo dei dati analizzati con le distribuzioni attese, confermando il buon funzionamento della strumentazione sottoposta al test.

# Conclusione

L'attività sperimentale descritta in questa relazione è avvenuta nell'ambito del progetto ENUBET. Dopo una prima fase in cui ho collaborato alla predisposizione del setup sperimentale del calorimetro, questo è stato esposto ad un test beam al CERN. La parte finale dell'elaborato descrive i risultati di una prima analisi dei dati raccolti durante il test beam.

In particolare, nella relazione, ho presentato alcuni test realizzati su una tecnica calorimetrica diversa da quella che segue il modello "shashlik", in cui le fibre vengono incollate ai lati delle tiles di scintillatore plastico, ed è stato descritto come si è svolto l'assemblaggio del prototipo di calorimetro che è stato poi sottoposto al Test Beam. Ci si è poi concentrati sul funzionamento e sull'analisi del photon-veto, per il quale è stata svolta un'analisi preliminare in cui si sono studiate la risoluzione temporale dell'oggetto rispetto al fototubo PMT2 e si è valutato il segnale emesso durante la rivelazione di una particella. I risultati sono promettenti: come descritto nelle Figure 3.5 e 3.6, il segnale emesso dalla tile al digitizer attraverso il SiPM risulta essere ben definito e separato dal rumore di fondo e, per quanto riguarda l'analisi di timing, si è raggiunta una risoluzione temporale dell'oggetto che risulta essere coerente con le previsioni attese dal progetto.

La ricerca sperimentale di ENUBET però è ancora in corso: in futuro verranno eseguiti test più avanzati con prototipi in scala maggiore per poter studiare studiare in maniera più approfondita le caratteristiche di rivelazione e separazione  $e^+/\pi^+$ .



# Bibliografia

- [1] Maurizio Spurio, *Neutrini in profondità: Vita, morte e miracoli dei neutrini rivelati sotto terra, sotto i ghiacci o in fondo al mare*, 2018.
- [2] T. Chiarusi and M. Spurio, *High-Energy Astrophysics with Neutrino Telescopes*, 2009.
- [3] <http://ithaca.unisalento.it/>.
- [4] Luigi Spedicato et al., *Ithaca: Viaggio nella Scienza*, 2013.
- [5] <http://enubet.pd.infn.it>.
- [6] A. Longhin et al., *Enabling precise measurements of flux in accelerator neutrino beams: the ENUBET project*.
- [7] Fabio Pupilli, *The ERC ENUBET Project: high precision neutrino flux measurements in conventional neutrino beams*, 2017.
- [8] A. Longhin, L. Ludovici, F. Terranova, *A novel technique for the measurement of the electron neutrino cross section*, 2015.
- [9] A. Longhin, L. Ludovici, G. Mandrioli, A. Margotti, S. Cecchini, M. Pozzato, et al., *Shashlik Calorimeters with Embedded SiPMs for Longitudinal Segmentation*, 2015
- [10] ENUBET Collaboration, *ENUBET Working Packages*
- [11] Eljen Technology, *GENERAL PURPOSE PLASTIC SCINTILLATOR EJ-200, EJ-204, EJ-208, EJ-212*
- [12] <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/scintillating-fiber>