

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

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

Studio della risoluzione in impulso dei muoni nel Near Detector di DUNE

Relatore:

Dott. Gabriele Sirri

Presentata da:

Eleonora Barbano

Correlatore:

Dott. Matteo Tenti

Anno Accademico 2018/2019

Abstract

Lo studio delle proprietà del neutrino ha conseguito notevoli risultati negli ultimi decenni, tuttavia esistono domande alle quali, al momento, non si è in grado di dare una risposta. Alcuni quesiti aperti riguardano la violazione di CP nel settore leptonic e la gerarchia di massa.

L'esperimento DUNE sarà un progetto internazionale finalizzato allo studio delle oscillazioni di neutrino su un fascio di 1300 km dal Fermilab al South Dakota, con l'obiettivo di migliorare le nostre conoscenze sui processi che coinvolgono queste particelle.

L'oggetto di questa tesi è stato lo studio delle prestazioni di un rivelatore, proposto come Near Detector nell'esperimento DUNE, che riutilizzi il magnete e il calorimetro del rivelatore KLOE, impiegato fino al 2019 presso i laboratori di Frascati.

In particolare è stata condotta un'analisi utilizzando dati simulati di interazioni di neutrini muonici nel rivelatore. Sono mostrati e discussi, infine, i risultati ottenuti sulla risoluzione in impulso dei muoni prodotti.

Indice

Introduzione	1
1 Il neutrino nel Modello Standard	3
1.1 Sapore e massa dei neutrini	3
1.2 Il mixing dei neutrini e l'oscillazione nel vuoto	5
1.3 Il fenomeno dell'oscillazione nella materia	7
1.4 Esperimenti sull'oscillazione dei neutrini	8
1.5 Questioni aperte	11
2 L'esperimento DUNE	15
2.1 Il progetto e i principali obiettivi	15
2.2 Le oscillazioni dei neutrini in DUNE	16
2.3 Il fascio di neutrini	17
2.4 Il Near Detector	18
2.4.1 Camera a proiezione temporale LArTPC	21
2.4.2 KLOE+STT come Fine-Grained Tracker	22
2.5 Il Far Detector	24
3 Interazioni di neutrini nel Near Detector di DUNE	27
3.1 Il ruolo del Near Detector	27
3.2 Simulazione degli eventi di neutrino	28
3.2.1 Simulazione del fascio di neutrini	28
3.2.2 Simulazione delle interazioni di neutrino in KLOE	29
3.2.3 Propagazione delle particelle nel rivelatore	30
3.3 Ricostruzione degli eventi e misura dell'impulso delle particelle cariche	31

4	Analisi dei dati	35
4.1	Selezione del campione di muoni	35
4.2	Valutazione della linearità nella misura dell'impulso totale dei muoni . .	37
4.3	Risoluzione in impulso trasverso dei muoni	38
4.4	Risoluzione in dip angle dei muoni	41
4.5	Risoluzione in impulso totale dei muoni	45
	Conclusioni	51
	Bibliografia	51

Introduzione

Questa relazione finale è stata svolta con il gruppo di ricerca dell'INFN di Bologna che collabora al Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE), un progetto dedicato allo studio delle oscillazioni di neutrino su fascio dal Fermi National Accelerator Laboratory, in Illinois, al Sanford Underground Research Laboratory, in South Dakota.

L'attività oggetto di questa tesi è finalizzata allo studio della risoluzione in impulso dei muoni del rivelatore KLOE+STT, proposto come componente del complesso del Near Detector di DUNE.

Nel primo capitolo si è descritta brevemente la fisica del neutrino, con particolare attenzione al fenomeno dell'oscillazione nel vuoto e nella materia. Sono riportate le più recenti scoperte in questo ambito e descritti gli esperimenti che hanno contribuito in maniera significativa nella misura dei parametri dell'oscillazione. Sono elencati, infine, i problemi aperti che l'esperimento DUNE si propone di affrontare e di risolvere.

Nel secondo capitolo sono descritte le componenti dell'esperimento DUNE in configurazione long-baseline: il fascio di neutrini, il complesso di rivelatori che compongono il Near Detector e il Far Detector. In particolare è discussa la possibilità di riutilizzare come rivelatore Near alcune componenti dell'apparato KLOE, già impiegato nel collisionatore DAΦNE presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN, con l'aggiunta di un nuovo tracciatore equipaggiato con tecnologia di tipo Straw Tube (STT).

Nel terzo capitolo sono descritti i metodi con cui sono simulati e ricostruiti gli eventi di neutrino nel rivelatore KLOE+STT, oggetto dell'analisi esposta nell'ultimo capitolo. È trattata la simulazione del fascio, l'interazione dei neutrini con i nuclei e la propagazione delle particelle secondarie nel rivelatore. Infine, sono descritte le procedure utilizzate dall'algoritmo di tracciamento e fit per ottenere la misura dell'impulso dei muoni.

Il quarto e ultimo capitolo è dedicato all'analisi dei dati simulati per verificare le caratteristiche dell'apparato di misura dell'impulso dei muoni. In particolare è descritto

il metodo utilizzato per selezionare il campione di muoni prodotto nelle interazioni di neutrino ed è mostrato lo studio finale per determinare la risoluzione in impulso trasverso, dip angle e impulso totale dei muoni.

Capitolo 1

Il neutrino nel Modello Standard

Il neutrino è una delle particelle subatomiche elementari descritte nella teoria del Modello Standard. Appartiene alla famiglia dei fermioni, avendo spin semintero, e al gruppo dei leptoni.

I neutrini non hanno carica elettrica né carica di colore, perciò non risentono dell'interazione elettromagnetica e neanche dell'interazione nucleare forte. Interagiscono con la materia solo tramite la forza nucleare debole e la forza gravitazionale, la quale però non è descritta nel Modello Standard. In tale teoria si ipotizza che i neutrini siano privi di massa, come anche le loro corrispondenti antiparticelle: gli antineutrini.

Alcuni recenti esperimenti hanno rivelato l'esistenza del fenomeno dell'oscillazione di neutrino, cioè il periodico cambiamento di sapore durante la propagazione dal punto di creazione al punto di rivelazione. L'interpretazione di tale fenomeno richiede che queste particelle siano dotate di massa.

Il Modello Standard deve quindi essere esteso per trovare accordo con le osservazioni sperimentali.

1.1 Sapore e massa dei neutrini

I fermioni sono raggruppati in quark e leptoni in base alle loro proprietà d'interazione. Inoltre, sono suddivisi in tre famiglie, composte da una coppia di quark e una coppia di leptoni ciascuna.

Il neutrino può interagire con la materia in due modalità diverse: accoppiandosi al bosone Z^0 neutro, che comporta la sola modifica del suo quadrimpulso, oppure accoppiandosi ai bosoni carichi W^\pm , producendo il leptone carico corrispondente. Tale processo identifica il concetto di generazione.

Nel settore dei leptoni si distinguono tre generazioni, ovvero è possibile identificare tre diversi sapori di neutrino: il neutrino elettronico ν_e , il neutrino muonico ν_μ e il neutrino tauonico ν_τ , in diretta corrispondenza, rispettivamente, dei leptoni carichi elettrone e , muone μ e tauone τ .

È possibile effettuare una misura diretta della massa dei neutrini utilizzando i metodi cinematici, cioè determinando quantità di moto ed energia delle particelle. Esperimenti di questo tipo sono attualmente riusciti a produrre solo dei limiti superiori. Ad esempio, per il $\bar{\nu}_e$ si studia la coda dello spettro del decadimento β perché il più alto valore permesso per l'energia dell'elettrone dipende dalla massa del neutrino elettronico. Recentemente l'esperimento KATRIN ha ottenuto il limite superiore più stringente di $m_{\bar{\nu}_e}$ pari a 1.1 eV con un livello di confidenza del 90% [1].

Una stima della massa può essere ottenuta anche sfruttando la cosmologia. La collaborazione Planck ha fornito un limite superiore per la somma delle masse dei neutrini pari a 0.12 eV con un livello di confidenza del 95% [2], utilizzando le misure di radiazione cosmica di fondo e applicando modelli cosmologici.

Si riportano di seguito i limiti superiori sulle medie pesate degli autostati di massa [3]:

$$m_{\nu_e} < 2 \text{ eV a } 95\% \text{ C.L.}$$

$$m_{\nu_\mu} < 190 \text{ keV a } 90\% \text{ C.L.}$$

$$m_{\nu_\tau} < 18.2 \text{ MeV a } 95\% \text{ C.L.}$$

Nel Modello Standard neutrini e antineutrini sono particelle distinte. Ciò ha una giustificazione empirica: un ν_e che interagisce al vertice con un bosone W può solo produrre un e^- , un ν_μ un μ^- , un $\bar{\nu}_e$ un e^+ , e così via. Il neutrino è però l'unico fermione elementare a non essere dotato di carica elettrica e per questo potrebbe essere l'antiparticella di se stesso. Un fermione con tale proprietà è detto di Majorana, in caso contrario di Dirac. La ricerca del doppio decadimento β senza neutrini è ad oggi l'unico modo per verificare se il neutrino sia una particella di Majorana, una delle principali questioni aperte nell'ambito dello studio di queste particelle.

1.2 Il mixing dei neutrini e l'oscillazione nel vuoto

Il fenomeno dell'oscillazione consiste nella periodica variazione di probabilità che un neutrino, creato con uno stato di sapore definito, possa essere osservato nello stesso stato di sapore a una distanza l dopo un tempo t . In generale, infatti: $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; t, l) \neq 0$.

Questo fenomeno è causato dal mescolamento tra autostati di sapore (ν_e, ν_μ, ν_τ) e autostati di massa (ν_1, ν_2, ν_3 con masse $m_1 \neq m_2 \neq m_3$). Ogni set di autostati, i quali formano una base completa ortonormale, può essere visto come una combinazione lineare dell'altro, secondo la seguente formula:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad \alpha = e, \mu, \tau \quad j = 1, 2, 3 \quad (1.1)$$

dove la matrice U è la matrice di mixing, detta matrice di *Pontecorvo - Maki - Nakagawa - Sakata*, o matrice PMNS. È una matrice unitaria, 3×3 , a 18 parametri reali, che può essere rappresentata come prodotto di 4 matrici, in funzione di soli 4 parametri: gli angoli di rotazione $\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$ ($0 \leq \theta_i \leq \pi/2$) e una fase δ ($0 \leq \delta \leq 2\pi$). La fase δ è connessa alla violazione della simmetria carica-parità (CP) di Dirac. Nel caso in cui i neutrini siano particelle di Majorana, la matrice dipende da due ulteriori fasi ϕ_2 e ϕ_3 , con $\phi_i < 2\pi$. Se il neutrino è una particella di Dirac risulta che $\phi_2 = \phi_3 = 0$. La rappresentazione della matrice U è data dalla seguente equazione:

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\phi_3/2} \end{bmatrix} \quad (1.2)$$

Supponiamo ora che al tempo $t = 0$ nel punto $l = 0$ venga prodotto un neutrino con autostato di sapore $|\nu_\alpha\rangle$ e valutiamo la probabilità di trovarlo in un nuovo stato di sapore $|\nu_\beta\rangle$ dopo un tempo t . Il suo stato iniziale, con impulso \vec{p} definito, risulta quindi

una sovrapposizione di autostati di massa $|\nu_j\rangle$:

$$|\nu(0)\rangle = |\nu_\alpha\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* |\nu_j\rangle \quad (1.3)$$

L'energia non è ben definita perché ogni componente $E_j = \sqrt{p^2 + m_j^2}$ dipende dalla massa m_j .

L'evoluzione temporale degli stati di massa, che invece possiedono energia definita, è matematicamente governata dall'operatore di traslazione spazio-temporale $e^{(-i\hat{E}t+i\hat{P}l)}$, con \hat{E} operatore energia e \hat{P} operatore impulso, e assume la seguente forma:

$$|\nu_\alpha(l, t)\rangle = \sum_j U_{\alpha j}^* e^{-iE_j t + ip_j l} |\nu_j\rangle \quad (1.4)$$

La probabilità che il neutrino prodotto con un certo sapore α possa assumere un sapore β è espressa da:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; l, t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(l, t) \rangle|^2 = \left| \sum_j U_{\alpha j}^* e^{-iE_j t + ip_j l} U_{\beta j} \right|^2 \quad (1.5)$$

cioè dipende da l e da t .

In caso di neutrini che si muovono a velocità prossime a c , vale l'approssimazione $E_j t - p_j l \simeq \frac{m_j^2}{2E} l$, per cui la formula diventa:

$$\begin{aligned} P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; l) &= \left| \sum_j U_{\alpha j}^* e^{i\frac{m_j^2 l}{2E}} U_{\beta j} \right|^2 = \\ &= \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2Re \sum_{j>k} U_{\alpha j}^* U_{\beta j} U_{\alpha k} U_{\beta k}^* e^{-i\frac{\Delta m_{jk}^2 l}{2E}} \end{aligned} \quad (1.6)$$

dove $\Delta m_{jk}^2 = m_j^2 - m_k^2$, con $j \neq k$, sono 3 differenze di massa al quadrato da cui dipende, infine, la probabilità di oscillazione.

Gli esperimenti sul fenomeno dell'oscillazione dei neutrini ottimizzano il rapporto $\frac{l}{E}$ per investigare vari range di Δm^2 , definendo la sensibilità come il valore di Δm^2 tale per cui:

$$\frac{\Delta m^2 l}{2E} \sim 1 \quad (1.7)$$

Possiamo suddividere gli esperimenti in due categorie:

- Esperimenti short-baseline: studiano i neutrini che sono generati nei reattori nucleari o negli acceleratori come prodotto dei decadimenti dei pioni. Il valore di l è dell'ordine di $1 \div 10$ km;
- Esperimenti long-baseline: studiano neutrini prodotti in reattori e acceleratori o nell'alta atmosfera, e la distanza sorgente-detector è dell'ordine di $200 \div 1000$ km.

Gli esperimenti sull'oscillazione di neutrino possono essere suddivisi anche tra:

- Esperimenti di comparsa: in cui i rivelatori misurano la comparsa di neutrini di sapore diverso da quelli prodotti dalla sorgente;
- Esperimenti di scomparsa: in cui i rivelatori misurano la scomparsa dei neutrini prodotti dalla sorgente.

Esistono condizioni che dipendono dall'energia dei neutrini e dalla distanza rivelatore-sorgente in cui si può semplificare l'analisi attraverso l'approssimazione a due autostati di sapore, per esempio $\nu_\mu - \nu_\tau$, come sovrapposizione degli autostati di massa ν_1 e ν_2 .

In questa approssimazione, la matrice PMNS diventa una matrice unitaria 2×2 nella forma:

$$U = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (1.8)$$

La probabilità di oscillazione è espressa da:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; l, t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(l, t) \rangle|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 l}{4E}\right) \quad \text{con } \alpha \neq \beta \quad (1.9)$$

ed è quindi periodica nel tempo.

Infine, la probabilità di osservare il neutrino con il sapore iniziale è data da:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha; l, t) = 1 - P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta; l, t) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 l}{4E}\right) \quad \text{con } \alpha \neq \beta \quad (1.10)$$

1.3 Il fenomeno dell'oscillazione nella materia

Quando i neutrini si propagano nella materia, la trattazione descritta nel [Paragrafo 1.2](#) deve essere estesa.

Nonostante i neutrini interagiscano solo debolmente, la presenza di materia può influenzare la propagazione nello spazio e alterare il fenomeno dell'oscillazione. L'interazione con la materia si manifesta come scattering coerente dei neutrini con le particelle del mezzo (elettroni e nucleoni), e l'effetto che ne risulta è un potenziale a cui i neutrini sono soggetti durante la propagazione. Tale potenziale non è uguale per tutti gli autostati leptonici perché alcuni processi di scattering coerente non coinvolgono ν_μ e ν_τ .

L'interazione più semplice è quella neutrino-elettrone. Neutrini o antineutrini possono interagire con gli elettroni tramite processi di scattering elastico in cui:

$$\bar{\nu}_\alpha + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\alpha + e^- \quad \text{con } \alpha = e, \mu, \tau \quad (1.11)$$

Le particelle nello stato iniziale sono le stesse presenti nello stato finale, ciò che si modifica sono solo i quadrimpulsi di elettrone e neutrino a causa della redistribuzione dell'energia totale e dell'impulso. Il processo di scattering $\nu_e - e^-$ può essere mediato sia dal bosone W , per cui si parla di interazione corrente carica (CC), rappresentato dal potenziale V_{CC} per i neutrini e $-V_{CC}$ per gli antineutrini, sia dal bosone Z^0 , per cui si parla di interazione corrente neutra (NC), con potenziale V_{NC} . I processi di scattering $\nu_{\mu,\tau} - e^-$, invece, possono essere mediati solamente dal bosone Z^0 . La differenza di potenziale che si ha tra ν_e e $\nu_{\mu,\tau}$ svolge un ruolo cruciale nella fenomenologia dell'effetto materia, ed è data dalla relazione:

$$V = V_{\nu_e} - V_{\nu_\mu} = V_{\nu_e} - V_{\nu_\tau} = \sqrt{2}G_F N_e \quad (1.12)$$

dove G_F è la costante di Fermi e N_e è la densità di elettroni.

In [Figura 1.1](#) sono mostrati i diagrammi di Feynman dell'interazione coerente dei neutrini con la materia.

1.4 Esperimenti sull'oscillazione dei neutrini

Possiamo suddividere gli esperimenti in quattro categorie in base alla sorgente di neutrini e al parametro della matrice di mixing PMNS che si sta indagando:

- Esperimenti con i neutrini solari: studiano $\sin^2 \theta_{12}$ e Δm_{21}^2 ;

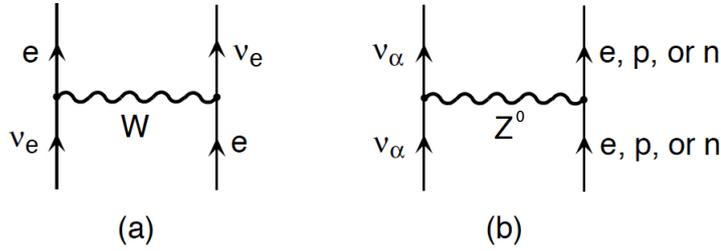


Figura 1.1: Diagrammi di Feynman per lo scattering elastico dei neutrini con le particelle della materia. (a) Scattering mediato dal bosone W e possibile solo per il ν_e con e . (b) Scattering mediato dal bosone Z^0 e possibile per tutti i sapori di neutrino con le particelle della materia.

- Esperimenti con i neutrini generati da reattori in short-baseline: studiano θ_{13} ;
- Esperimenti con i neutrini atmosferici: θ_{23} e Δm_{31}^2 ;
- Esperimenti con i neutrini generati da acceleratori in long-baseline: studiano θ_{23} , Δm_{31}^2 e θ_{13} .

Le condizioni sperimentali sono molto differenti tra le varie categorie, a partire dal rapporto $\frac{l}{E}$. Inoltre, in base al modo in cui i neutrini vengono generati e a come si propagano varia la probabilità di oscillazione (Equazione 1.6), poiché alcuni termini diventano trascurabili. I più importanti esperimenti per ogni categoria sono descritti nei seguenti paragrafi.

Esperimenti con i neutrini solari, θ_{12} e Δm_{21}^2 : uno dei principali esperimenti sui neutrini solari è stato KamLAND, che ha studiato gli effetti del fenomeno delle oscillazioni su neutrini generati in reattori nucleari giapponesi e coreani. Il rapporto $\frac{l}{E}$ è tale per cui sono trascurabili gli effetti dei termini che dipendono da Δm_{31}^2 nella probabilità di oscillazione. Lo scopo era quello di studiare le oscillazioni osservando la scomparsa dei $\bar{\nu}_e$ generati nei processi di decadimento β inverso.

Il contributo fornito da KamLAND è stato di fondamentale importanza per stimare il valore di Δm_{21}^2 , mentre il valore di θ_{12} , e in particolare di $\sin^2 \theta_{12}$, è stato determinato grazie ad altri risultati di esperimenti con i neutrini solari. Ad oggi le migliori stime di questi parametri sono riportate in Tabella 1.1.

Esperimenti con i neutrini da reattori in short-baseline, θ_{13} : come KamLAND, questo genere di esperimenti rivela gli antineutrini prodotti nel decadimento β inverso

Parametro	Best-fit	3σ
$\sin^2 \theta_{12}/10^{-1}$	2.97	2.50 - 3.54
$\Delta m_{21}^2/10^{-5} eV^2$	7.37	6.93 - 7.96

Tabella 1.1: Valori di best-fit e intervallo di confidenza a 3σ dei parametri studiati dagli esperimenti svolti con i neutrini solari [4].

usando tipicamente detector con scintillatori liquidi dopati con gadolinio. Tale materiale è infatti in grado di aumentare di molto la sezione d’urto. L’esperimento più importante è Daya Bay, con cui si è ottenuta una stima di $\sin^2 2\theta_{13}$ pari a $(0.0841 \pm 0.0027_{(stat)} \pm 0.0019_{(sist)})$ [5].

Si riportano in [Tabella 1.2](#) i best-fit di $\sin^2 \theta_{13}$ a seconda dell’ordering delle masse (vedi [Paragrafo 1.5](#)).

Parametro	Best-fit	3σ
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}, \Delta m_{31}^2 > 0$	2.15	1.90 - 2.40
$\sin^2 \theta_{13}/10^{-2}, \Delta m_{31}^2 < 0$	2.16	1.90 - 2.42

Tabella 1.2: Valori di best-fit e intervallo di confidenza a 3σ dei parametri studiati dagli esperimenti svolti con i neutrini da reattori in short-baseline [4].

Esperimenti con i neutrini atmosferici, θ_{23} e Δm_{31}^2 : due degli esperimenti che hanno dato il maggior contributo nella definizione di questi parametri sono Super-Kamiokande, un osservatorio di neutrini in Giappone che fornì nel 1998 una delle prime prove del fenomeno dell’oscillazione, e l’esperimento MACRO presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell’INFN.

Super-K è situato nel laboratorio sotterraneo di Kamioka e consiste in un enorme serbatoio d’acqua cilindrico circondato da tubi fotomoltiplicatori. I neutrini prodotti negli strati più alti dell’atmosfera interagiscono con l’acqua e creano particelle che si propagano con velocità superiore a quella della luce nel fluido. In questo modo si produce luce Čerenkov che può essere rivelata da una serie di fotomoltiplicatori posizionati sulle pareti del serbatoio ottenendo, infine, informazioni sulla direzione e sul sapore del neutrino incidente.

Esperimenti con i neutrini generati da acceleratori in long-baseline, θ_{23} , Δm_{31}^2 e θ_{13} : a seguito della scoperta dell’oscillazione, molti esperimenti hanno studiato il fenomeno in regime di long-baseline, utilizzando fasci di neutrini “artificiali”. In particolare

l'esperimento MINOS, conclusosi nel 2016, ha misurato l'oscillazione del ν_μ in disappearance ($\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$) e appearance ($\nu_\mu \rightarrow \nu_e$). Uno dei suoi successori sarà DUNE, in fase di costruzione.

Nell'ambito degli esperimenti di apparizione dei neutrini in long-baseline OPERA, concluso nel 2015 e situato presso i Laboratori Nazionali del Gran Sasso dell'INFN, è stato progettato con l'obiettivo di osservare per la prima volta in modo diretto il fenomeno dell'oscillazione del neutrino nel canale $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$. Il fascio di neutrini muonici veniva prodotto al CERN di Ginevra dal Super Proton Synchrotron, raggiungendo OPERA dopo aver percorso 732 km in 2.4 μ s. Nel 2010 è stato possibile osservare direttamente il primo ν_τ .

Altro importante esperimento è stato T2K, situato in Giappone, che ha osservato l'oscillazione $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ sfruttando il rivelatore Super-Kamiokande.

In [Tabella 1.3](#) sono mostrati i best-fit per il parametro $\sin^2 \theta_{23}$ a seconda dell'ordering delle masse (vedi [Paragrafo 1.5](#)).

Parametro	Best-fit	3σ
$\sin^2 \theta_{23}/10^{-1}, \Delta m_{32}^2 > 0$	4.25	3.81 - 6.15
$\sin^2 \theta_{32}/10^{-1}, \Delta m_{32}^2 < 0$	5.89	3.84 - 6.36

Tabella 1.3: Valori di best-fit e intervallo di confidenza 3σ dei parametri studiati dagli esperimenti svolti con i neutrini in long-baseline [4].

I risultati ottenuti dagli esperimenti condotti con neutrini atmosferici sono compatibili con quelli condotti con neutrini da fascio. Il valore di θ_{23} si aggira attorno ai 45° , dunque è di fondamentale importanza identificare se il valore effettivo corrisponda esattamente a 45° , perché, se così fosse, potrebbe essere un indizio per una simmetria più fondamentale.

1.5 Questioni aperte

Negli ultimi anni lo studio sui neutrini ha avuto dei notevoli sviluppi, tuttavia, ci sono ancora domande a cui al momento non siamo in grado di rispondere. In particolare, le misure sempre più accurate dei parametri $\sin^2 \theta_{23}$ e θ_{13} hanno aperto nuovi orizzonti di ricerca nella fisica di queste particelle.

Ad oggi le questioni cruciali da affrontare sono:

- la determinazione del segno di Δm_{31}^2 per risolvere il problema dell'ordering delle masse dei neutrini;
- la scoperta della violazione di CP e l'eventuale misurazione della δ_{CP} nella matrice PMNS;
- la classificazione dei neutrini massivi come particelle di Dirac o di Majorana;
- la determinazione della scala assoluta delle masse dei neutrini.

L'ordering delle masse: Come detto nel [Paragrafo 1.2](#), gli esperimenti sull'oscillazione dei neutrini permettono di stimare solo le differenze tra i quadrati di autostati di massa, $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ con $i, j = 1, 2, 3$, e attualmente sono noti i valori di Δm_{21}^2 e $|\Delta m_{31}^2|$. Non essendo noto il segno di $|\Delta m_{31}^2|$, esiste una ambiguità nell'ordinamento delle masse dei neutrini e si presentano due casi possibili:

- Normal Ordering (NO): $m_1 < m_2 < m_3$ con $\Delta m_{21}^2 > 0$, $\Delta m_{31}^2 > 0$;
- Inverted Ordering (IO): $m_3 < m_1 < m_2$ con $\Delta m_{21}^2 > 0$, $\Delta m_{31}^2 < 0$.

Cioè, le due masse con la minore differenza relativa possono essere più leggere (Normal Ordering) o più pesanti (Inverted Ordering) della terza massa, associata alla maggiore differenza relativa, come mostrato qualitativamente in [Figura 1.2](#).

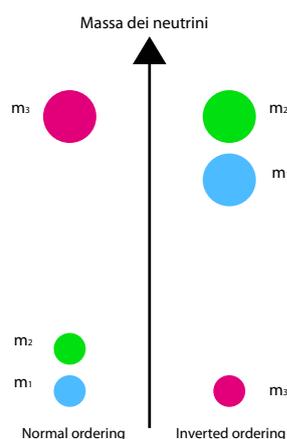


Figura 1.2: I due possibili ordering di masse dei neutrini, a sinistra il NO, a destra l'IO.

Si parla di ordering “normale” in maniera simile a quanto osservato nelle altre particelle del Modello Standard, come i quark. In questo caso l’autostato di massa ν_1 , corrispondente alla componente principale del leptone di prima generazione ν_e , sarebbe il più leggero.

Un modo per discriminare le due gerarchie è sfruttare gli effetti di propagazione nella materia. L’effetto materia, infatti, causa delle variazioni (incrementi o diminuzioni a secondo dell’ordering delle masse) della probabilità di oscillazione per neutrini e di segno opposto per gli antineutrini. Misurando le probabilità di oscillazioni nella materia per ν ed $\bar{\nu}$ è dunque possibile determinare l’ordering. Tali differenze possono essere evidenziate misurando l’oscillazione con esperimenti in long-baseline, sia usando fasci di neutrini prodotti in laboratorio, sia osservando i neutrini atmosferici.

La violazione di CP: Nella matrice PMNS (Equazione 1.2) il mixing tra ν_1 e ν_3 dipende dalla fase δ_{CP} di violazione di CP. La presenza di tale fase è giustificata dal fatto che i tre angoli di mixing sono stati tutti recentemente misurati con valori diversi da zero. La scoperta della violazione di CP è di fondamentale importanza per poter formulare un meccanismo che spieghi l’asimmetria tra materia e antimateria nell’Universo. La presenza di un valore non nullo per δ_{CP} si manifesta con un’asimmetria nella probabilità di oscillazione dei neutrini rispetto agli antineutrini, che è lo stesso effetto che può essere causato dall’interazione con la materia, come discusso nel paragrafo precedente. Per questo motivo è importante disaccoppiare i due effetti in modo da poter determinare entrambi i parametri. Questo fenomeno può essere osservato negli esperimenti di apparizione, in cui generalmente si osserva l’oscillazione $\nu_{\mu,e} \rightarrow \nu_{e,\mu}$.

L’asimmetria di CP nell’approssimazione di oscillazione a 2 sapori è definita come:

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)} \quad (1.13)$$

Approfondire gli studi sui neutrini e determinare in maniera definitiva le loro proprietà risulta quindi di fondamentale importanza per poter rispondere ad alcune delle più complesse domande sul funzionamento dell’Universo. Per permettere nuovi sviluppi in questo campo è necessario un programma di ricerca intenso, che prevede la costruzione

di nuovi esperimenti in ogni settore: long, short-baseline e studio di neutrini solari e atmosferici.

Nel campo di ricerca dei neutrini da fascio in long-baseline, il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) al Fermi National Laboratory Accelerator (FNAL), tenterà di trovare risposta ai problemi dell'ordering delle masse e della misurazione di δ_{CP} .

Capitolo 2

L'esperimento DUNE

2.1 Il progetto e i principali obiettivi

Il Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) è un progetto scientifico internazionale ospitato negli Stati Uniti e sarà uno degli esperimenti fondamentali nell'ambito dello studio delle oscillazioni di neutrino. L'inizio della raccolta dei dati è previsto per il 2026 e il design dei rivelatori è attualmente in fase di progettazione. Il complesso delle strutture e dei servizi necessari all'esperimento è chiamato Long Baseline Neutrino Facility (LBNF) e comprende il fascio e i laboratori sotterranei.

L'esperimento utilizzerà un fascio di neutrini prodotti al Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) di Batavia, in Illinois, diretti verso il Sanford Underground Research Laboratory di Lead, in South Dakota. Il fascio verrà analizzato tramite due complessi di rivelatori sotterranei chiamati Near Detector (ND) e Far Detector (FD).

Il Near Detector, più vicino al punto di generazione del fascio e di dimensioni ridotte, sarà ospitato presso le strutture del FNAL, mentre il Far Detector, più grande, verrà costruito presso il Sanford Underground Research Facility (SURF), a circa 1300 km di distanza, in una sala sperimentale protetta da 1500 m di roccia.

Il programma ha due obiettivi primari: ricercare e studiare, se confermata, la violazione della simmetria carica-parità (CP) nel settore leptonic e determinare il corretto ordine delle masse dei neutrini.

Inoltre, si ritiene che i risultati di DUNE permetteranno di ottenere importanti risposte in merito a

- **L'origine della materia:** misurare la violazione di CP servirà a comprendere come si sia prodotta l'asimmetria che osserviamo tra materia e antimateria. Nella matrice CKM (*Cabibbo - Kobayashi - Maskawa*), che descrive il miscelamento dei quark, ci sono termini che indicano una violazione di CP, ma la violazione nel solo settore dei quark è troppo piccola per giustificare l'asimmetria materia-antimateria che osserviamo attualmente nell'Universo. La chiave per comprendere questo fenomeno potrebbe essere fornita dallo studio dei neutrini.
- **La teoria delle forze unificate:** DUNE è sensibile al decadimento del protone, tale processo è previsto da alcune teorie che puntano all'unificazione delle interazioni elettrodebole e forte. L'osservazione di tale fenomeno sarebbe una prova definitiva che il Modello Standard necessita di un'estensione.
- **La fisica delle stelle di neutroni e dei buchi neri:** DUNE sarà sensibile anche a flussi di neutrini generati dal collasso di supernovae nella Via Lattea. Uno studio approfondito dei neutrini prodotti in questi processi potrebbe fornire indizi sulle stelle di neutroni di nuova formazione e, potenzialmente, sulla nascita dei buchi neri.

2.2 Le oscillazioni dei neutrini in DUNE

L'esperimento DUNE si propone di studiare l'oscillazione dei neutrini tramite rivelatori posizionati a distanza dalla sorgente: il Near Detector a 574 m e il Far Detector a 1300 km.

Gli effetti d'interazione con la materia causano un'asimmetria nella probabilità di oscillazione tra neutrini $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ e antineutrini $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ alla quale si aggiunge l'asimmetria generata dagli effetti dovuti alla violazione di CP. È quindi molto importante riuscire a disaccoppiare i due effetti per avere informazioni su entrambi i fenomeni. La dipendenza di tali asimmetrie rispetto alla baseline l e all'energia E può essere approssimata come segue:

$$\begin{aligned}
 A_{CP} &\propto \frac{l}{E} \\
 A_{materia} &\propto l \times E
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

DUNE utilizzerà rivelatori capaci di distinguere neutrini da antineutrini, cercando di massimizzare l'asimmetria attesa nella probabilità di oscillazione. Si è optato quindi per una baseline di 1300 km tra il punto in cui i neutrini vengono generati e il Far Detector (Figura 2.1). Tale valore è ottimale per la misurazione della δ_{CP} ed è sufficientemente elevato per consentire una determinazione della gerarchia di massa.

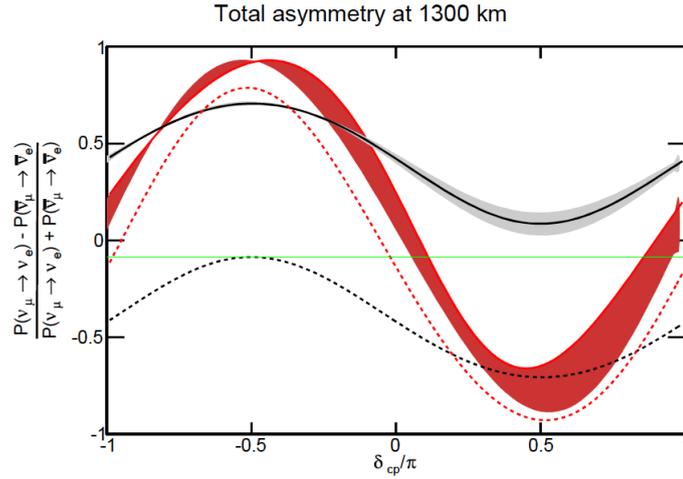


Figura 2.1: L'asimmetria nella probabilità di oscillazione dei neutrini rispetto agli antineutrini (Equazione 1.13) nei primi due nodi con una baseline di 1300 km in funzione del parametro δ_{CP} . Le linee nere rappresentano gli andamenti delle probabilità al primo nodo, quelle rosse al secondo. Le linee piene indicano le probabilità per il normal ordering, quelle tratteggiate per l'inverted ordering delle masse.

2.3 Il fascio di neutrini

Il FNAL ospiterà le infrastrutture per la generazione del fascio di neutrini che sarà utilizzato dall'esperimento DUNE (Figura 2.2).

Il fascio di neutrini sarà prodotto utilizzando protoni estratti dal Main Injector ogni 1.2 s in bunch da 7.5×10^{13} particelle di 120 GeV. I protoni vengono fatti interagire quindi con un bersaglio di grafite, per un totale di 1.11×10^{21} proton on target (pot)/year. Nell'interazione sono prodotti π^\pm e K^\pm , i quali vengono successivamente focalizzati da un sistema di lenti magnetiche (horn), tre nel design attuale, in direzione dei laboratori sotterranei in South Dakota, e perciò deflessi ad un angolo di 101 mrad verso un tunnel

di decadimento lungo circa 221 m e riempito di elio. Nel tunnel i mesoni decadono producendo ν_μ .

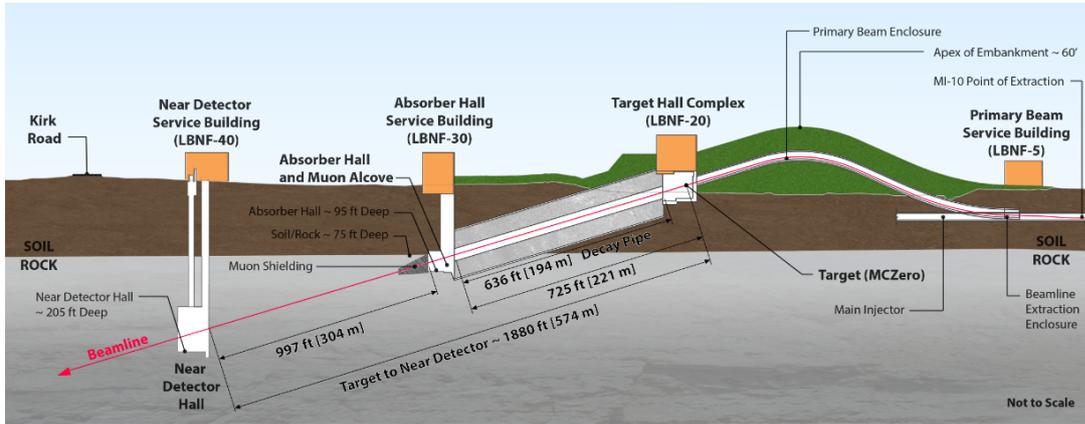


Figura 2.2: La beamline di DUNE.

La polarità degli horns può essere modificata per focalizzare selettivamente adroni positivi o negativi, in modo tale da avere un fascio prevalente di ν_μ o di $\bar{\nu}_\mu$. Una minima parte di adroni con segno opposto riesce comunque a propagarsi nel sistema di focalizzazione e produrre una contaminazione nel fascio di neutrini da parte di antineutrini e viceversa. Questa contaminazione è stimata essere inferiore al 10%.

Inoltre, è presente una contaminazione inferiore all'1% di ν_e e $\bar{\nu}_e$ prodotta dai decadimenti secondari dei π^\pm e K^\pm .

Il fascio sarà quindi costituito da ν e $\bar{\nu}$, con un intervallo di energia a larga banda, fino a oltre i 100 GeV. Con questo spettro di energie si coprono il primo e il secondo massimo di oscillazione del neutrino, che, per una la baseline di 1300 km, sono attesi rispettivamente a circa 2.5 GeV e 0.8 GeV [6].

Alla fine del tunnel di decadimento è posto l'assorbitore, una struttura di alluminio e acciaio raffreddata ad acqua, progettata per assorbire le particelle adroniche ancora sopravvissute nel fascio.

2.4 Il Near Detector

Il neutrini prodotti al target percorrono complessivamente 574 m prima di raggiungere il primo rivelatore, posto a 64 m di profondità. La funzione principale del Near Detector

è quella di ridurre gli errori sistematici al livello necessario per ottenere i risultati che l'esperimento si è prefissato. Le incertezze sistematiche nelle misurazioni delle oscillazioni dei neutrini possono portare a gravi distorsioni sia del valore della δ_{CP} , sia dei risultati relativi alla gerarchia delle masse. Per ridurre questo tipo di problemi è fondamentale determinare nel modo più preciso possibile il flusso, l'energia e il sapore dei neutrini del fascio, cioè misurare lo spettro di ν_μ , ν_e , $\bar{\nu}_\mu$ e $\bar{\nu}_e$ alla sorgente prima che sia modificato dall'oscillazione.

Il ND è dunque un sistema di rivelatori il cui scopo è misurare la carica e l'impulso delle particelle in modo da ricostruire il sapore e l'energia del neutrino che le ha originate. Inoltre, dovrà essere sensibile alla rilevazione di eventi per interazione con diversi materiali, tra cui idrogeno e argon.

Oltre ad essere progettato per ridurre gli errori sistematici, il ND sarà utilizzato per studiare l'esistenza dei neutrini sterili. Infatti, la baseline dell'ordine delle centinaia di metri, rende il rapporto $\frac{l}{E} \sim 1$, e sarà quindi possibile misurare oscillazioni di neutrini con Δm^2 molto grande, dell'ordine di 1 eV^2 (anomalia dei neutrini sterili, nel range di valori indicati dagli esperimenti LSND e MiniBooNE [7]).

Il Near Detector Concept Study Group ha fornito nel 2019 delle linee guida per la configurazione del ND. Secondo questa proposta il progetto consiste in un complesso di più rivelatori vicini costituiti da diverse sezioni:

- una camera a proiezione temporale ad argon liquido (LArTPC), abbinata ad un rivelatore a gas posto in un campo magnetico;
- un Fine-Grained Tracker (FGT), mostrato in [Figura 2.3](#), composto da un calorimetro elettromagnetico (ECAL) e un 3D Scintillator Tracker (3DST).

Secondo questa proposta è previsto, inoltre, che la LArTPC e altre sezioni del rivelatore siano in grado di muoversi per poter effettuare misure del flusso in una o più posizioni fuori asse. In questo modo sarà possibile analizzare lo sviluppo del fascio in funzione dell'angolo.

Un rivelatore proposto per comporre il sistema del ND è KLOE, mostrato in [Figura 2.4](#), già utilizzato nel collisionatore elettrone-positrone DAΦNE presso i Laboratori Nazionali di Frascati dell'INFN e in uso fino al 2019.

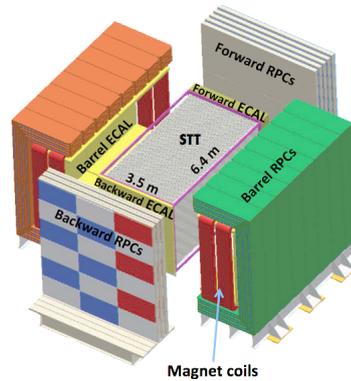


Figura 2.3: Disegno concettuale del Fine-Grained Tracker proposto dal Near Detector Concept Study Group.

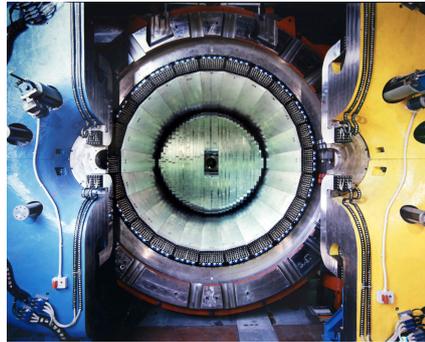


Figura 2.4: Interno del rivelatore KLOE, utilizzato sull'acceleratore di particelle DAΦNE dei Laboratori Nazionali di Frascati. Le due parti in blu e in giallo compongono il calorimetro, mentre al centro sono visibili i circa 5000 fotomoltiplicatori che rilevano la luce di scintillazione.

Il magnete e il calorimetro elettromagnetico di KLOE potranno essere integrati nel Near Detector con l'aggiunta di un tracciatore interno basato, ad esempio, su una tecnologia Straw Tube (STT), con la funzionalità di Fine-Grained Tracker (FGT). Si propone di disporre KLOE nell'FGT ruotandolo di 90° rispetto alla sua disposizione in DAΦNE, cioè con l'asse del solenoide posto perpendicolarmente alla direzione del fascio di neutrini, come schematizzato in [Figura 2.5](#).

La camera LArTPC e il FGT saranno quindi le due componenti principali del Near Detector. La combinazione delle due tecnologie consentirà un'efficiente misurazione del fascio al near, in termini di flusso, energia e sapore dei neutrini, in funzione della successiva estrapolazione al Far Detector.

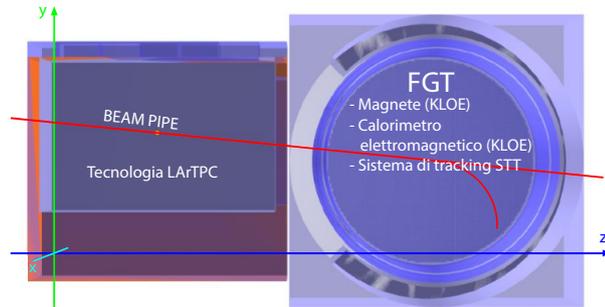


Figura 2.5: Schema della posizione delle componenti del Near Detector.

2.4.1 Camera a proiezione temporale LArTPC

Secondo il Near Detector Concept Study Group, la camera LArTPC sarà posta a monte dell'FGT, e perciò sarà esterna al dipolo magnetico entro cui l'FGT è contenuto. La tecnologia proposta per la LArTPC al near è simile a quella proposta per le camere di argon al far (Paragrafo 2.5), ma non è uguale. Questo è dovuto alla diversa intensità con cui il fascio di neutrini raggiungerà i due rivelatori: al near infatti si avranno circa 10 volte le interazioni misurate al far. L'utilizzo dell'argon in entrambi i rivelatori permette di ridurre al minimo gli errori causati dall'incertezza nella conoscenza degli effetti nucleari nelle interazioni di neutrino.

Il design attuale prevede per la LArTCP una tecnologia detta Argon-Cube, cioè una matrice 5x7 di moduli in argon liquido posti su un sistema di raffreddamento criogenico, come mostrato in Figura 2.6.

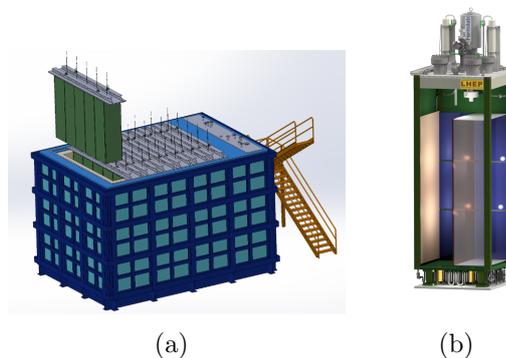


Figura 2.6: Schema del design della LArTPC con la matrice di moduli di argon sul sistema criogenico (a) e un singolo modulo (b).

I vantaggi di un rivelatore a moduli sono molteplici: si possono aggiornare solo alcune sezioni mantenendo il resto del detector in funzione; le distanze di deriva sono corte (circa 0.5 m, contro 3.6 m del far); le tensioni di polarizzazione del catodo sono più basse (circa 50 kV) e quindi i requisiti sulla purezza dell'argon liquido sono meno stringenti.

2.4.2 KLOE+STT come Fine-Grained Tracker

Il Fine-Grained Tracker sarà composto da un magnete e da un calorimetro elettromagnetico (ECAL) esterni e si propongono a questo scopo le componenti di KLOE. Si prevede di installare al suo interno un tracciatore basato sulla tecnologia Straw Tube e un eventuale bersaglio ad argon liquido (Internal LAr Target) In [Tabella 2.1](#) sono riportati i requisiti previsti per l'FGT.

Campo di dipolo magnetico	0.4 T
Densità media bersaglio/tracker	$\rho \sim 0.1 \text{ g/cm}^3$
Volume bersaglio/tracker	3.5 m \times 3.5 m \times 6.4 m
Massa bersaglio/tracker	8 t
Risoluzione del vertice	0.1 mm
Risoluzione angolare	2 mrad

Tabella 2.1: Requisiti previsti per l'FGT [8].

Il magnete di KLOE

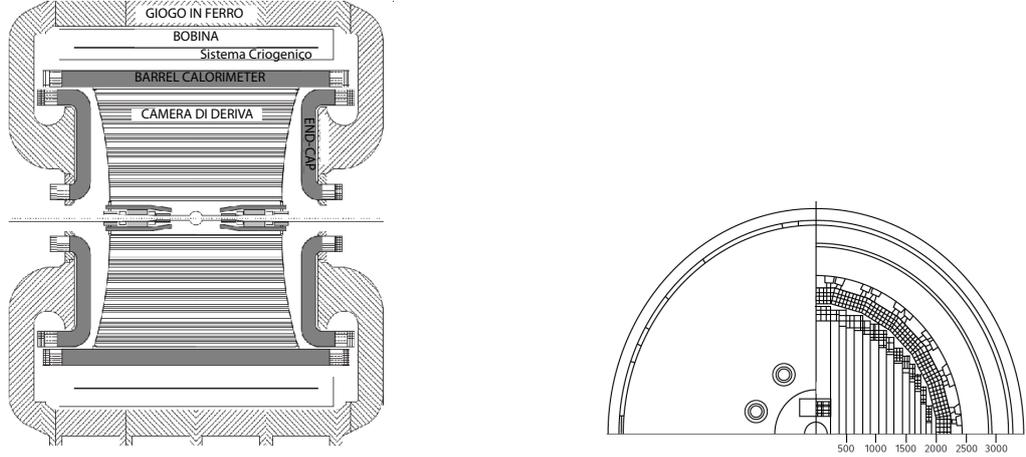
Il magnete è progettato, insieme al suo giogo in ferro esterno, per produrre un campo magnetico di 0.6 T entro un volume cilindrico di 4.3 m di lunghezza e 4.8 m di diametro. Le bobine sono alimentate da una corrente di 2902 A e sono raffreddate tramite un sistema criogenico a base di elio.

Il campo magnetico generato rende possibile la misurazione diretta della carica di particelle prodotte dall'interazione di neutrino e consente quindi di stimare la "contaminazione" di particelle di carica opposta all'interno del fascio.

Il calorimetro elettromagnetico di KLOE

Il calorimetro elettromagnetico di KLOE è un calorimetro a campionamento in fibre scintillanti e piombo. È interamente contenuto nel magnete ed è suddiviso in tre parti: il calorimetro principale, detto barrel calorimeter, di forma cilindrica, e due calorimetri secondari laterali, detti end-caps. Ciò consente di coprire l'intero angolo di 360°

attorno alla regione di interazione dei neutrini. La struttura interna del calorimetro è rappresentata in [Figura 2.7](#).



(a) Visione frontale rispetto alla posizione proposta nel Near Detector di DUNE (sezione verticale), al centro, invece, la beamline del fascio di Frascati.

(b) Visione laterale rispetto alla posizione proposta nel Near Detector di DUNE (unità di misura = mm).

Figura 2.7: Struttura interna del calorimetro di KLOE.

Il calorimetro principale è stratificato in 24 moduli lunghi 4.3 m e spessi 23 cm, di forma trapezoidale in sezione laterale. I due calorimetri end-caps supplementari sono invece divisi in 32 moduli verticali di diverse lunghezze, spessi anch'essi 23 cm. Ogni modulo è a sua volta composto da circa 200 lamine di piombo di 0.5 mm di spessore ciascuna, alternate ad altrettanti strati di fibre scintillanti.

La risoluzione energetica e temporale del calorimetro elettromagnetico sono state valutate nelle fasi di presa dati di KLOE sul fascio di DAΦNE e sono:

- Risoluzione energetica: $\frac{\sigma}{E} = \frac{5\%}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$;
- Risoluzione temporale: $\frac{54}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$ ps [9].

Inner Tracker

Gli obiettivi del tracker interno sono principalmente due: offrire un ulteriore bersaglio per le interazioni dei neutrini e degli antineutrini del fascio e fornire un sistema di localizzazione in grado di ricostruire accuratamente il vertice d'interazione, l'impulso e l'angolo di emissione di tutte le particelle cariche generate: e^\pm , π^\pm , K^\pm , μ^\pm e p .

- **Straw Tube Tracker:** è l'elemento principale del rivelatore ed è posto nel cuore del Fine-Grained Tracker, come mostrato in [Figura 2.4](#). Il tracker è composto da circa 107000 tubi del diametro di 1 cm, lunghi 3.6 m, disposti in moduli.

Ogni modulo è costituito da due piani di tubi inseriti in un telaio di fibra di carbonio. Un modulo assemblato orizzontalmente viene unito ad un modulo assemblato verticalmente costituendo un doppio modulo, dotato di schede di lettura elettroniche. Ognuno di questi moduli presenta ai suoi lati un radiatore e un bersaglio di polipropilene. Entrambe queste componenti sono rimovibili senza compromettere la funzionalità del modulo. I tubi sono riempiti con una miscela di xenon al 70% e CO₂ al 30% ad una pressione complessiva di 1.9 atm.

Se si rimuovono i radiatori e i target di propilene si possono aggiungere bersagli di diversi materiali, ad esempio la grafite per studiare le interazioni nucleari con il carbonio.

- **Internal LAr Target:** come descritto nella sezione precedente, la presenza combinata di diversi bersagli è vantaggiosa per comprendere gli effetti nucleari. In particolare risulta quindi importante per l'esperimento DUNE studiare gli effetti dell'interazione di neutrino con i nuclei di argon, il materiale presente nel Far Detector. A questo scopo, una piccola sezione interna del volume di KLOE può essere riempita con argon liquido. L'esatto posizionamento di questo bersaglio interno è ancora in fase di ottimizzazione.

2.5 Il Far Detector

Il Far Detector sarà ospitato al Sanford Underground Research Laboratory (SURF) in South Dakota, circa 1500 m sotto terra e sarà composto da quattro camere a proiezione temporale di argon liquido dette LArTPC, ovvero Liquid Argon Time Projection Chamber, di circa 10 kt ciascuna.

Le camere saranno alte 12 m, larghe 14.5 m e lunghe 58 m in direzione della beamline, riempite con argon liquido ultra puro a 88 K ([Figura 2.8](#)).

Il progetto di riferimento adotta una tecnologia a singola fase (liquida), per cui 5 piani verticali distanti tra loro 3.6 m e composti da fili con passo dell'ordine di 3-5

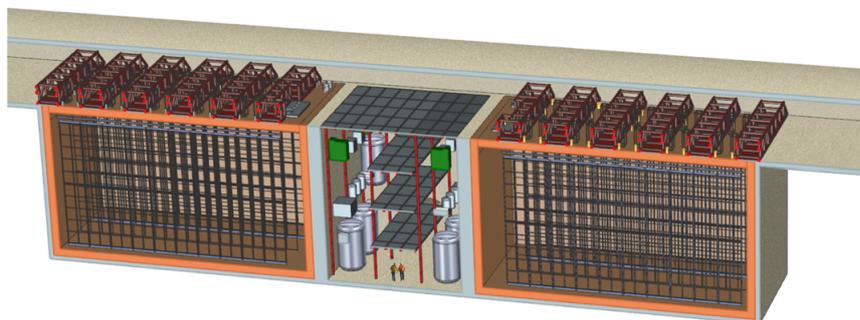


Figura 2.8: Rendering 3D di una delle quattro camere di argon liquido che compongono il far detector.

mm percorreranno le camere nel senso della lunghezza del rivelatore, alternando una superficie catodica ad una superficie anodica come rappresentato in [Figura 2.9](#).

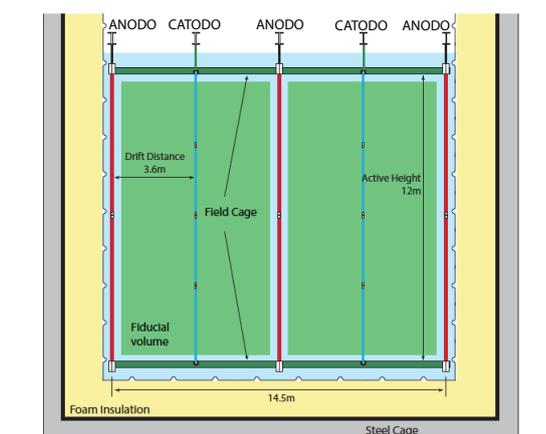


Figura 2.9: Sezione verticale di una delle camere di argon liquido. In verticale sono evidenziati le superfici anodiche e catodiche in alternanza.

Quando un neutrino subisce un'interazione debole a corrente carica o a corrente neutra con un nucleo di argon, le particelle cariche risultanti si propagano all'interno del rivelatore perdendo energia per ionizzazione. Gli elettroni liberati si spostano nel materiale sotto l'influenza del campo elettrico tra i piani del catodo e dell'anodo, e producono un segnale elettrico sulle superfici anodiche. Il Far Detector rappresenta in questo senso una sfida tecnologica, perché più la lunghezza di deriva è grande, maggiore è la probabilità che l'elettrone possa essere riassorbito impedendo così la corretta ricostruzione dell'even-

to. Il processo di costruzione di rivelatore, e in particolare il sistema di purificazione dell'argon, sono quindi estremamente delicati.

Per generare viste multidimensionali delle tracce di particelle, vengono utilizzati 4 piani di fili per l'anodo e 3 per il catodo, orientati a diverse angolazioni, con cui è possibile ricostruire il vertice d'interazione all'ordine dei mm.

Viene considerato anche un progetto alternativo che prevede una tecnologia a doppia fase (liquida + gas), in cui le cariche di ionizzazione vengono estratte, amplificate e rilevate in argon gassoso (GAr) posto sopra la superficie del liquido.

Al fine di distinguere gli eventi del fascio di neutrini da altre interazioni, in particolare dai segnali relativi al decadimento del protone e ai neutrini da supernovae, è necessario determinare con precisione il tempo relativo all'evento registrato. Il tempo di deriva dell'elettrone nella tecnologia LArTPC è molto lento, circa 3 ms, con un campo elettrico di 500 V/cm e una tensione di polarizzazione applicata al piano del catodo di -180 kV. I neutrini del fascio vengono emessi però ad impulsi dell'ordine di 5-10 μ s, che è un tempo molto più piccolo del tempo di deriva degli elettroni. È quindi necessario utilizzare un segnale più veloce per sincronizzare gli eventi al Far Detector con gli impulsi del fascio di neutrini.

Per la sincronizzazione temporale si sfrutta il fatto che l'argon liquido è un materiale scintillante: le particelle ionizzanti che si propagano emettono circa 40000 fotoni per ogni MeV di energia depositata, con tempo di emissione stimato di 7 ns e lunghezza d'onda di 128 nm (range degli ultravioletti) per circa 1/4 dei fotoni emessi. Tali fotoni vengono rilevati dal Photon Detection System (PD), progettato in modo da avere una risoluzione del timing al di sotto dei μ s.

Ci sono vari progetti in fase di studio per il PD, ma il design più avanzato prevede l'utilizzo di barre acriliche rivestite con wavelength shifter, un materiale fluorescente che assorbe radiazione elettromagnetica ad una data frequenza e la riemette ad una frequenza inferiore, con SiPM (fotomoltiplicatori di silicio) alle estremità.

Le prestazioni attese dal Far Detector si basano su simulazioni Monte Carlo e sul rendimento di rivelatori simili già utilizzati in altri esperimenti.

Capitolo 3

Interazioni di neutrini nel Near Detector di DUNE

3.1 Il ruolo del Near Detector

Come si è detto nel [Paragrafo 2.1](#), l'esperimento DUNE ha come obiettivi lo studio della violazione della simmetria carica-parità (CP) nel settore leptonic e la determinazione della gerarchia delle masse dei neutrini sfruttando l'effetto materia.

Uno dei ruoli principali del Near Detector è ridurre le incertezze sistematiche legate all'analisi dell'oscillazione dei neutrini, che potrebbero portare a gravi alterazioni nella stima del valore della δ_{CP} e dei risultati relativi all'ordering delle masse.

È dunque fondamentale riuscire a ricostruire in dettaglio lo spettro di energia dei neutrini al near, prima che il fenomeno delle oscillazioni abbia luogo, in modo tale da ottenere una previsione dello spettro al far. Il confronto tra i due spettri consente di ricostruire la probabilità di oscillazione. Confrontando la probabilità di oscillazione per ν e $\bar{\nu}$ è possibile determinare eventuali asimmetrie di CP.

Per ricostruire l'energia di un neutrino che interagisce nel Near Detector, è necessario misurare l'energia di tutte le particelle prodotte nell'interazione.

Nei processi di interazione in corrente carica del neutrino muonico si generano i muoni, particelle molto penetranti che spesso escono dai rivelatori, per cui la loro energia non può essere ricavata sfruttando il calorimetro elettromagnetico. Si può però stimare analizzando la traiettoria del muone registrata dal rivelatore KLOE+STT, in particolare

misurando il raggio di curvatura dovuto alla presenza del campo magnetico.

3.2 Simulazione degli eventi di neutrino

Per studiare la risposta del rivelatore KLOE alle interazioni di neutrini del fascio è stata prodotta una simulazione Monte Carlo utilizzando i pacchetti software GENIE [10] e GEANT4 [11]. L'output di questa simulazione è disponibile in un tree di eventi in formato ROOT [12].

GENIE è un generatore di eventi Monte Carlo per interazioni di neutrino ed è un codice utilizzato da molti esperimenti attualmente in corso che indagano il fenomeno dell'oscillazione.

GEANT4 è una piattaforma per la simulazione della propagazione di particelle nella materia. È la versione più recente della serie di software GEANT, sviluppata da una collaborazione internazionale che comprende anche il CERN.

Entrambi i codici sono stati scritti utilizzando il linguaggio C++ e sono un framework object oriented basato su ROOT.

3.2.1 Simulazione del fascio di neutrini

Per simulare in modo efficiente il fascio di neutrini nell'esperimento DUNE, è necessario conoscere l'energia del fascio di protoni primari, ricostruire accuratamente la geometria del bersaglio, specificandone il materiale, e descrivere correttamente il sistema di lenti magnetiche utilizzate per direzionare i mesoni, prodotti dall'interazione dei protoni primari nel bersaglio, verso il tubo di decadimento.

Il fascio è stato simulato, come suggerito nel documento TDR (Technical Design Report) del 2018, considerando protoni di energia pari a 120 GeV, con potenza di 120 MW corrispondenti a 1.1×10^{21} pot/year, che collidono su un bersaglio cilindrico di grafite lungo 2.2 m. Nel design del fascio secondario sono stati considerati 3 horns magnetici.

Per generare fedelmente lo spettro di energia dei neutrini si è tenuto in considerazione che, in DUNE, il Near Detector sarà posizionato ad una distanza pari a 574 m rispetto alla prima lente magnetica, e sarà allineato in modo tale che il flusso lo attraversi nel

centro. È stata inoltre considerata l'inclinazione del fascio di 101 mrad, necessaria per permettere ai neutrini di raggiungere il Far Detector.

Lo spettro del flusso dei neutrini muonici attesi in polarità positiva è mostrato in [Figura 3.1](#).

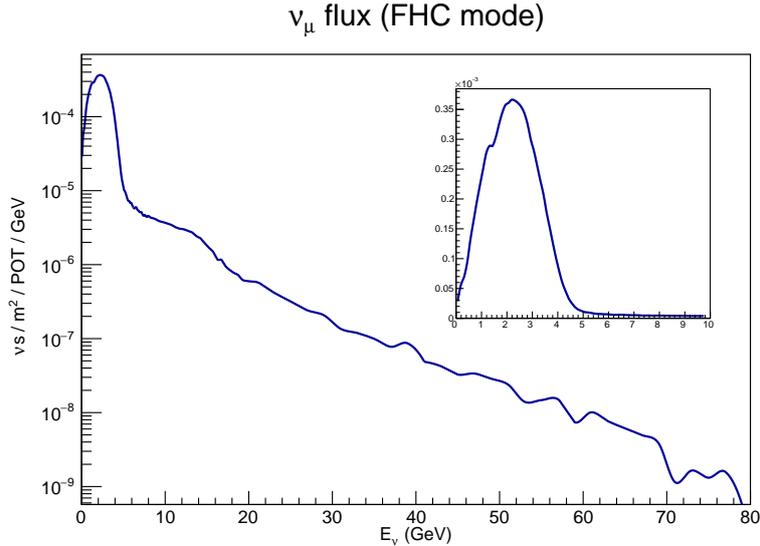


Figura 3.1: Flusso di neutrini muonici attesi in polarità positiva al near.

3.2.2 Simulazione delle interazioni di neutrino in KLOE

Nella seconda parte della simulazione si utilizza GENIE per generare l'interazione dei neutrini con i nuclei del bersaglio.

Il codice (versione 2.12.10) prende in input il file dello spettro di energia dei neutrini e, tenendo conto delle sezioni d'urto, simula interazioni di ν di diversa tipologia: quasi-elastiche, interazioni con produzione di risonanze e interazioni fortemente anelastiche.

Vengono generate in output le particelle che vengono prodotte dalle interazioni e che escono dai nuclei del target.

Per poter simulare gli eventi d'interazione di tali particelle secondarie con KLOE è necessario riprodurre fedelmente la geometria del detector, specificando anche i materiali delle parti costituenti, il tutto nel modo più accurato possibile.

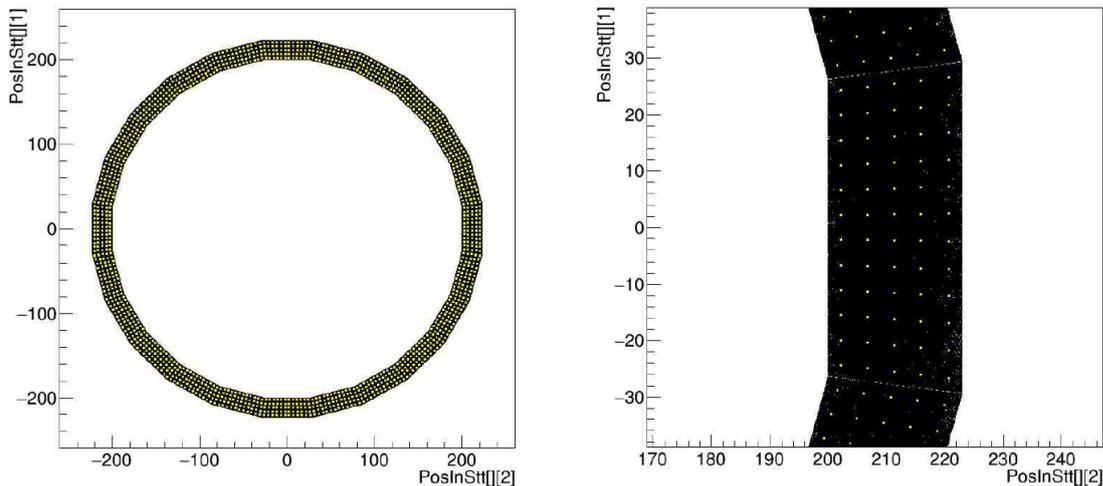
3.2.3 Propagazione delle particelle nel rivelatore

La geometria di KLOE+STT è stata generata usando la General Geometry Description (gegede) [13], un sistema software scritto in Python e utilizzato per costruire geometrie solide utilizzabili da GEANT4 e da ROOT.

I dati sono simulati posizionando KLOE in modo che il suo asse di simmetria sia perpendicolare alla direzione del fascio, per cui l'asse z del sistema di riferimento risulta perpendicolare all'asse del magnete e coincide con la proiezione dell'asse del fascio sul piano orizzontale, l'asse y positivo è verso l'alto e l'asse x è disposto parallelamente alle linee di campo.

Il giogo di ferro esterno ha uno spessore di 37 cm mentre la bobina interna ha uno spessore di 1 cm, ed è posta tra due cilindri di alluminio del criostato spessi 1.5 cm ciascuno.

Il calorimetro principale è riprodotto con una serie di 24 moduli trapezoidali lunghi 4.3 m e spessi 23 cm, posti ad una distanza di 2 m dal centro del magnete, come mostrato in Figura 3.2. Ogni modulo è diviso in 5 strati in direzione radiale e ciascuno strato è diviso in 12 celle con una sezione di circa $4.5 \times 4.5 \text{ cm}^2$, in una serie alternata di lastre di piombo e scintillatori.



(a) Visione laterale della sezione del calorimetro principale.

(b) Zoom su un unico modulo trapezoidale dei 24 che compongono il calorimetro.

Figura 3.2: Modellizzazione del calorimetro principale di KLOE, sezione laterale. In giallo sono rappresentati i centri di ogni cella, mentre in nero i punti di interazione.

I calorimetri end-caps sono stati modellizzati, per il momento, tramite dei dischi di 2 m di raggio e 23 cm di spessore, ma è previsto un miglioramento in cui verrà implementato un design più rappresentativo.

Il volume cilindrico interno al magnete ha un raggio di 2 m e una lunghezza di 3.8 m e contiene il sistema di tracking composto dal STT, rappresentato dettagliatamente.

L'intensità del campo magnetico nel volume interno è 0.6 T mentre nel giogo esterno è 1.75 T, nella direzione opposta.

L'Energy Deposition Simulation (edep-sim) [14], un wrapper di GEANT4, simula quindi la propagazione delle particelle secondarie all'interno della geometria del detector.

L'output dell'edep-sim viene sottoposto ad un processo di digitizzazione, cioè vengono simulate le accensioni dei digit come risposte del sistema di tracciamento STT e del calorimetro al passaggio delle particelle cariche.

3.3 Ricostruzione degli eventi e misura dell'impulso delle particelle cariche

Il processo di ricostruzione di un evento è suddiviso in due parti:

- Track Finding o pattern recognition, il cui scopo è valutare quali misure o digits sono riconducibili alla traiettoria fisica di una singola particella;
- Track Fitting, in cui sono stimati i parametri della traccia (energia, impulso, massa, carica...).

In questa simulazione sono presenti alcune limitazioni e, al momento, si utilizza per il riconoscimento delle tracce la conoscenza a priori data dalla simulazione (verità Monte Carlo).

L'operazione di fitting, invece, è stata ottenuta tramite l'applicazione di un Kalman Filter Fit [15] in campo magnetico.

Un esempio di evento di interazione di neutrino in KLOE+STT è mostrato in [Figura 3.3](#).

La presenza del campo magnetico costringe le particelle con carica ze e impulso \vec{p} a muoversi su traiettorie elicoidali attorno alla direzione di \vec{B} . Ciò permette di ricostruire l'impulso misurando il raggio di curvatura R dell'elicoide e il dip angle λ .

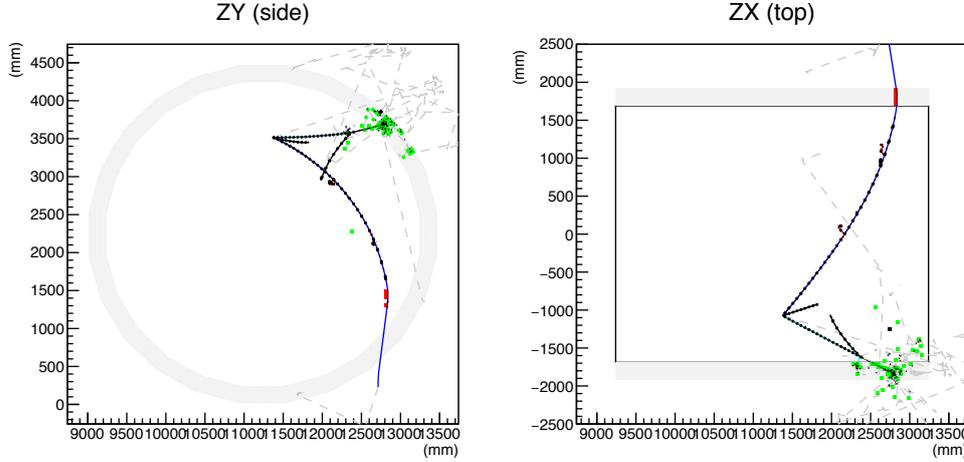


Figura 3.3: Evento d'interazione di neutrino. A sinistra si ha una visione del calorimetro laterale, per cui si può notare la traiettoria curvilinea del muone, la cui traccia è ricostruita in blu, dovuta alla presenza del campo magnetico. Il fascio arriva da sinistra con angolo di deflessione di 0.101 rad. A destra è mostrato lo stesso evento, ma visto dall'alto.

In questa simulazione l'asse verticale è rappresentato da y e il campo magnetico è orientato lungo l'asse x (orizzontale) e perpendicolare al fascio di neutrini. Il fascio di neutrini è diretto lungo z con una piccola deflessione verso il basso di 101 mrad.

Dunque è conveniente scomporre il moto e modellizzare la traccia con un cerchio (fit circolare) nel piano $y - z$ perpendicolare alle linee di campo magnetico del solenoide. Inoltre, tramite una trasformazione di coordinate [16], è possibile approssimare la traiettoria della particella come una linea retta (fit lineare) nel piano $\rho - x$:

$$x = x_0 + \rho \tan \lambda \quad (3.1)$$

La traccia è così descritta da sette parametri: il centro del cerchio (z_c, y_c), il raggio (R), l'angolo iniziale (ϕ_0), il senso di rotazione del cerchio ($h = \pm 1$), la coordinata x iniziale (x_0) e il dip angle (λ).

Dall'uguaglianza tra forza centrifuga e forza di Lorentz, il raggio di curvatura R e il dip angle λ sono legati dall'espressione:

$$p \cos \lambda = (0.29979) z B \cdot R \quad (3.2)$$

con p misurato in GeV/c , \vec{B} in Tesla e R in metri. $p \cos \lambda$ rappresenta l'impulso trasverso

rispetto alle linee di campo, cioè $p \cos \lambda = p_{\perp} = p_{yz}$. Per ricavare l'impulso trasverso dobbiamo esprimere R in funzione degli elementi di traccia ricostruita, ovvero la lunghezza dell'arco di circonferenza (L) descritto dalla particella e la sagitta (s), cioè l'altezza del segmento circolare.

Tramite costruzione geometrica, nell'approssimazione in cui il raggio di curvatura è molto grande, cioè l'angolo sotteso è piccolo, possiamo esprimere:

$$R = \frac{L^2}{8s} \quad (3.3)$$

La distribuzione delle misure dell'inverso del raggio di curvatura, cioè $1/R$, proporzionale a $1/p_{\perp}$, si può approssimare con una curva gaussiana [3].

Inoltre le tre componenti dell'impulso delle particelle sono espresse come:

$$\begin{aligned} p_x &= p_{\perp} \cdot \tan \lambda \\ p_y &= p_{\perp} \cdot \sin \phi_0 \\ p_z &= p_{\perp} \cdot \cos \phi_0. \end{aligned} \quad (3.4)$$

L'errore relativo dell'impulso trasverso sarà quindi proporzionale all'errore relativo della misura del raggio di curvatura, che è a sua volta proporzionale all'errore relativo della sagitta. Per la propagazione degli errori segue che:

$$\frac{\sigma_{p_{\perp}}}{p_{\perp}} \propto p_{\perp} \cdot \frac{\sigma_s}{BL^2} = \frac{p_{\perp}}{BL^2} \cdot \frac{\sigma_{r\phi}}{8} \sqrt{\frac{720}{N+5}} \quad (3.5)$$

dove $\sigma_{r\phi}$ è l'errore sulla misura di ogni punto perpendicolare alla traiettoria e N rappresenta il numero di digits di cui è composta la traccia, cioè il numero di punti fittati nella ricostruzione della traiettoria.

Si nota che l'errore relativo dell'impulso trasverso è proporzionale all'impulso trasverso stesso, e inversamente proporzionale a B , L e N . Più è alto il numero di digits disponibili più sarà lungo l'arco di circonferenza, migliore sarà il risultato del fit e di conseguenza l'errore sarà ridotto.

Nel [Capitolo 4](#) sarà mostrato uno studio della risoluzione dell'impulso trasverso dei muoni in funzione dell'impulso trasverso e un'analoga analisi della misura del dip angle λ e dell'impulso totale.

Capitolo 4

Analisi dei dati

4.1 Selezione del campione di muoni

Sono stati simulati in totale 100000 eventi di interazione di neutrini muonici, prodotti dal fascio di DUNE, nel rivelatore KLOE+STT.

Il campione di eventi simulati è contenuto in un ROOT file, entro una struttura a tree. Il tree che contiene gli eventi di interazione nel ND (*tEvent*) è composto da un solo branch (*event*) in cui sono salvati sia i dati veri (verità Monte Carlo), sia il risultato della ricostruzione dell'interazione dei neutrini con il detector.

Il branch *event* contiene diverse foglie: i) x, y, z : le coordinate spaziali vere che corrispondono al vertice d'interazione; ii) t : il tempo dell'interazione; iii) E_{nu} : l'energia vera del neutrino; iv) $px_{nu}, py_{nu}, pz_{nu}$: le componenti vere dell'impulso del neutrino; v) $E_{nu-reco}$: l'energia ricostruita del neutrino; vi) $px_{nu-reco}, py_{nu-reco}, pz_{nu-reco}$: le componenti ricostruite dell'impulso del neutrino.

Il branch *event* contiene, inoltre, un vettore di *particles* in cui sono salvati i dati, sia veri sia ricostruiti, relativi alle particelle prodotte nelle interazioni, comprese le componenti dell'impulso ricostruito dall'algorithm descritto nel [Paragrafo 3.3](#). Il branch è mostrato in [Figura 4.1](#).

Lo scopo di questa analisi è stimare la risoluzione in impulso dei muoni primari prodotti nelle interazioni di neutrini muonici a corrente carica. Come detto nel [Paragrafo 3.3](#), l'attuale framework di simulazione è semplificato e non implementa né algoritmi per l'identificazione delle particelle né per la ricostruzione dei vertici delle tracce. Per questo,

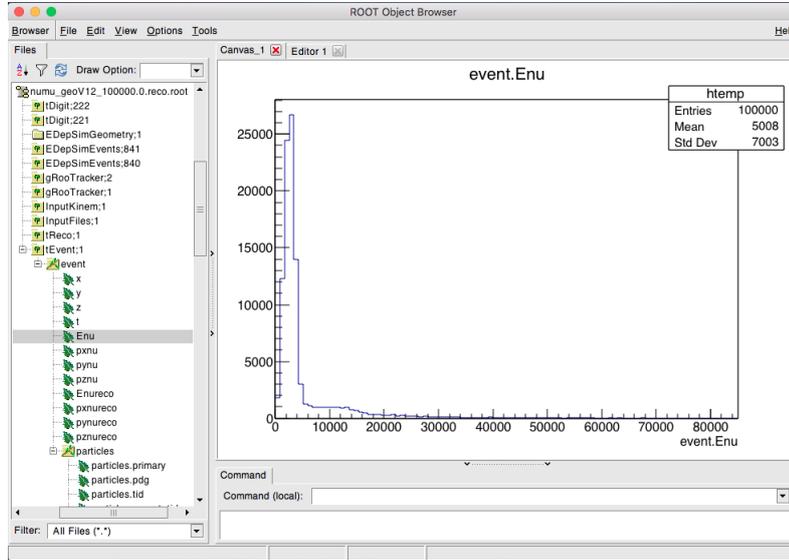


Figura 4.1: Screen del TBrowser in cui è evidenziata la struttura a tree del ROOT file. In particolare è stata plottata l'energia simulata dei neutrini.

per poter selezionare solo interazioni di neutrino a corrente carica, e tra questi eventi identificare i muoni fra le particelle prodotte, sono state utilizzate le informazioni della verità Monte Carlo presenti nel campo *particles.pdg*, in cui le particelle sono classificate secondo il Monte Carlo Particle Numbering Scheme [3]. I muoni prodotti dal decadimento di particelle secondarie possono essere esclusi, sempre facendo affidamento alla verità Monte Carlo, selezionando il campo *particles.primary*. Il risultato di questa selezione è di 73926 eventi sui 100000 iniziali.

Si è inoltre posto un taglio sulla qualità dell'algoritmo di fitting, per escludere quelle tracce in cui il fit lineare o quello circolare fallisce. Quando ciò accade, l'impulso ricostruito ha valori inaffidabili e tali eventi costituiscono un fondo con valori prossimi allo zero.

In conclusione, per stimare la risoluzione nella misura dell'impulso dei muoni, si è selezionato un campione di muoni primari con tracce ricostruite correttamente dall'algoritmo di track fitting. In totale ne sono stati selezionati 69332.

In [Figura 4.2](#) è mostrata la distribuzione dell'impulso ricostruito verso l'impulso simulato per i muoni primari totali (a sinistra) e per quelli selezionati (a destra).

Confrontando tra loro i due istogrammi bidimensionali si nota che il fondo prossimo all'asse delle ascisse, costituito dalle tracce in cui l'algoritmo di fit tracking è fallito, è

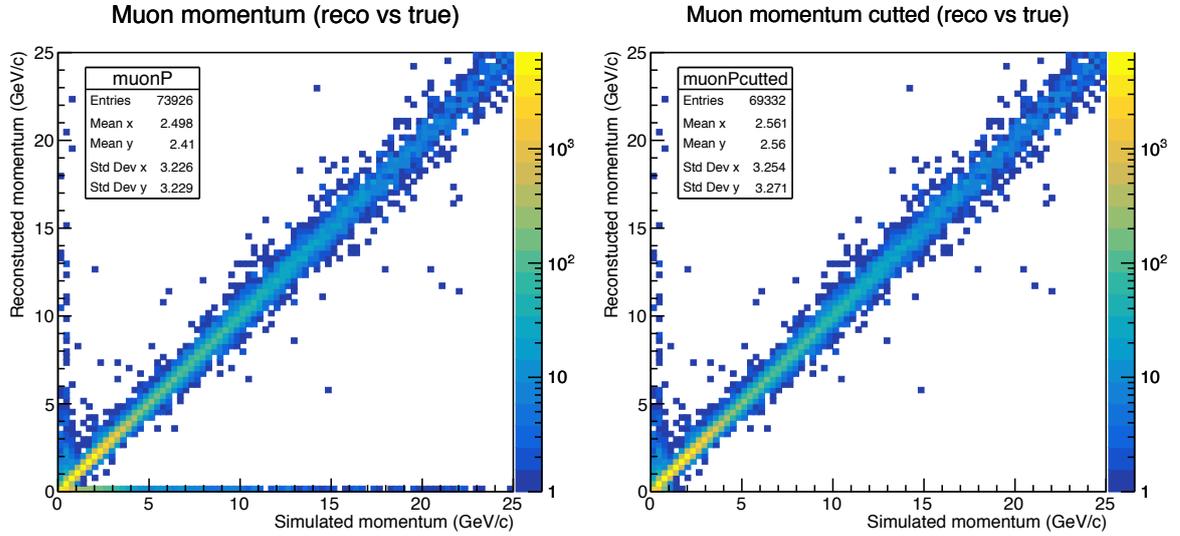


Figura 4.2: Istogrammi bidimensionali dell'impulso ricostruito verso l'impulso simulato. L'asse z è in scala logaritmica. A sinistra è mostrata la distribuzione ottenuta con il campione di muoni primari. A destra la distribuzione ottenuta con gli eventi selezionati.

stato efficacemente eliminato.

4.2 Valutazione della linearità nella misura dell'impulso totale dei muoni

Per valutare la linearità nella misura dell'impulso dei muoni, si è effettuato un fit lineare dell'impulso ricostruito verso l'impulso simulato utilizzando il campione selezionato. I risultati del fit, mostrato in [Figura 4.3](#), indicano che la linearità è buona: circa 1.0125 ± 0.0019 , come riportato in [Tabella 4.1](#).

Fit parameters	Fit
Intercetta	-0.011 ± 0.010
Coefficiente angolare	1.0125 ± 0.0019

Tabella 4.1: Parametri del fit lineare svolto sul grafico di scatter plot per l'impulso dei muoni ricostruito verso simulato.

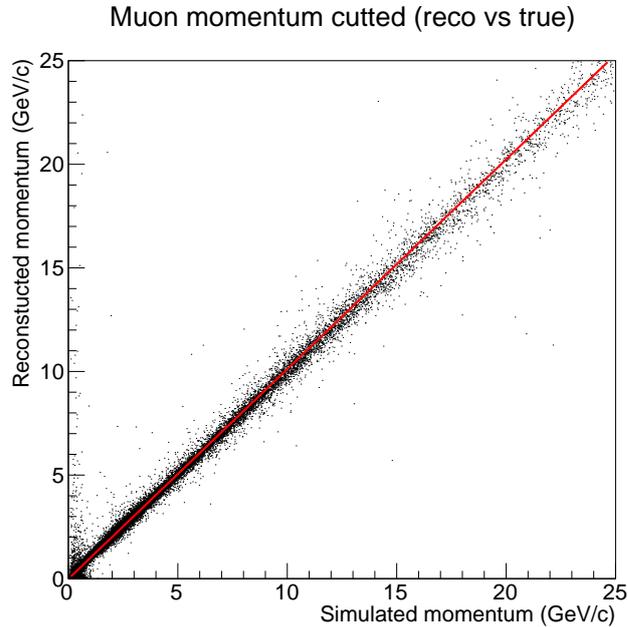


Figura 4.3: Scatter plot dell'impulso ricostruito verso impulso simulato dei muoni. Il fit lineare è rappresentato dalla linea rossa e i valori dei parametri sono rappresentati in legenda.

4.3 Risoluzione in impulso trasverso dei muoni

Sul campione di eventi selezionati si è valutata la risoluzione in impulso trasverso, p_{\perp} , cioè la proiezione dell'impulso nel piano perpendicolare all'asse del solenoide. In [Figura 4.4](#) è mostrato un istogramma bidimensionale in cui si ha impulso trasverso vero sull'asse delle ascisse e impulso trasverso ricostruito sull'asse delle ordinate.

La stima della risoluzione in impulso trasverso si può ottenere dalla distribuzione dei residui Δp_{\perp} . Tuttavia, come anticipato nel [Paragrafo 3.3](#), tale osservabile non segue una distribuzione gaussiana e risulta quindi più conveniente utilizzare come estimatore il residuo di $\Delta(1/p_{\perp})$, che, come l'inverso del raggio di curvatura, si distribuisce normalmente.

Per questo si sono selezionati dei campioni di muoni suddividendo lo spettro dell'impulso trasverso in intervalli di 500 MeV/c da 0 a 5 GeV/c.

Per ogni campione è stata ottenuta la distribuzione dei residui relativi del reciproco dell'impulso trasverso, utilizzando la seguente equazione:

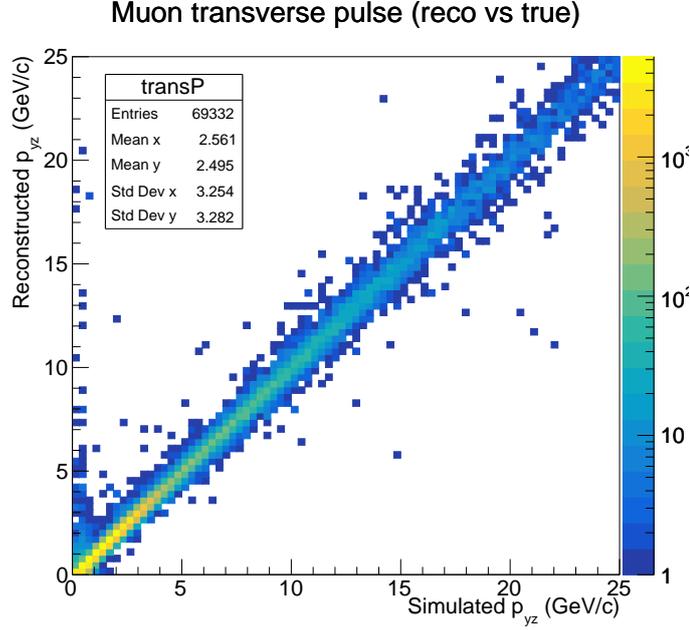


Figura 4.4: Istogramma bidimensionale in cui si mostra l’andamento dell’impulso trasverso ricostruito verso l’impulso trasverso simulato dei muoni. L’asse z è in scala logaritmica.

$$\frac{\frac{1}{p_{\perp \text{ricostruito}}} - \frac{1}{p_{\perp MC}}}{\frac{1}{p_{\perp MC}}} \quad (4.1)$$

In [Figura 4.5](#) sono mostrati gli istogrammi dei residui così ottenuti e il relativo fit gaussiano.

In [Figura 4.6](#) è mostrato l’andamento dell’errore relativo sull’impulso trasverso del muone, ovvero l’andamento della larghezza della distribuzione in funzione del valore dell’impulso trasverso.

Si può notare che per muoni con impulso simulato attorno a 1 GeV/c, la risoluzione dell’impulso trasverso è dell’ordine del 3%. Per particelle a basso impulso, al di sotto dei 500 MeV/c, la risoluzione cresce, superando il 7%. Questo effetto è dovuto a fenomeni di scattering multiplo coulombiano (MCS).

Per eventi con impulso molto grande è previsto un peggioramento della risoluzione che ha una andamento proporzionale all’impulso stesso, come previsto dall’[Equazione 3.4](#). Tuttavia in questa regione, oltre i 5 GeV/c, gli eventi disponibili nella simulazione del fascio di DUNE sono troppo pochi per consentirne lo studio.

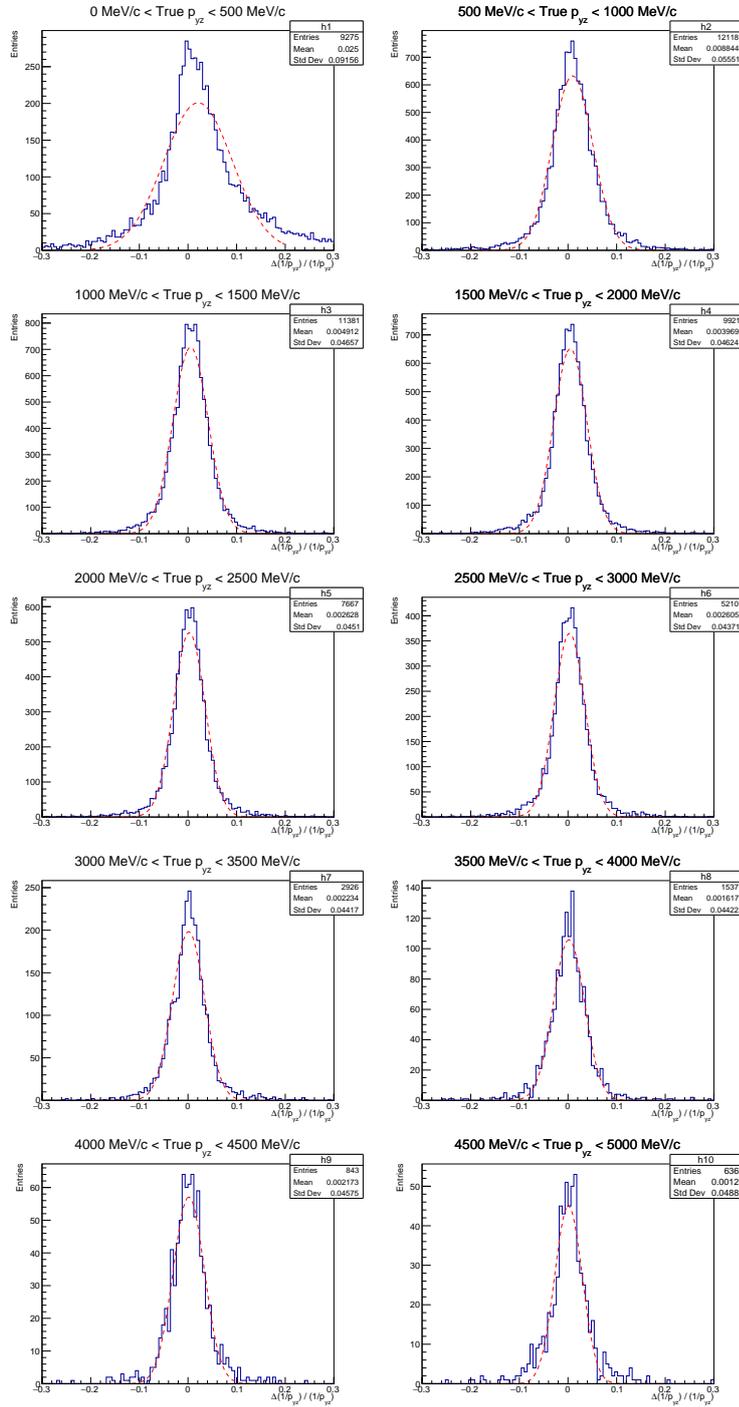


Figure 4.5: Errore relativo sull'impulso trasverso dei muoni per differenti valori di impulso trasverso. Per ogni intervallo, l'istogramma risultante è stato interpolato tramite un fit gaussiano (curve in rosso).

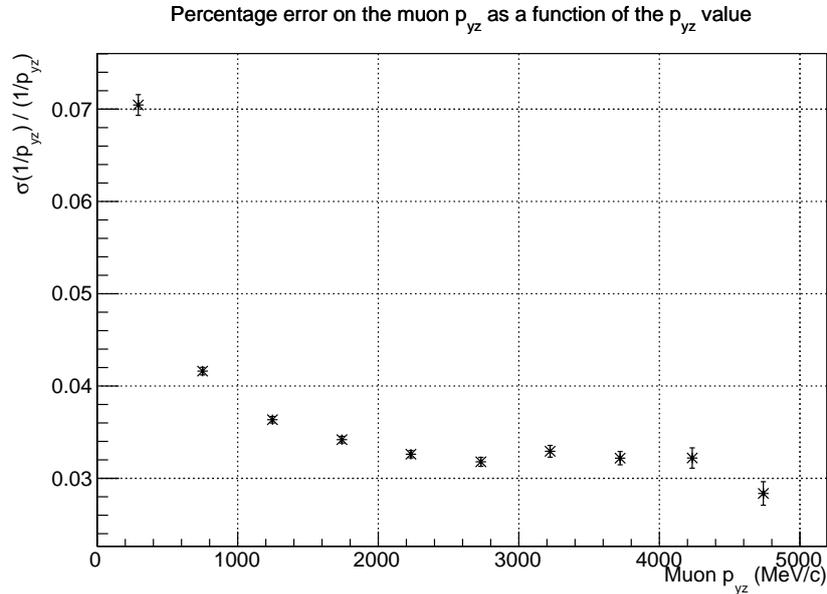


Figura 4.6: Errore relativo sull'impulso trasverso del muone in funzione del valore dell'impulso trasverso.

4.4 Risoluzione in dip angle dei muoni

Un'analisi analoga allo studio della risoluzione in impulso trasverso è stata svolta per stimare la risoluzione nella misura del dip angle λ , definito tramite l'Equazione 3.3 come:

$$\lambda = \arctan\left(\frac{p_x}{p_\perp}\right) \quad (4.2)$$

La distribuzione del dip angle è riportata in Figura 4.7.

Per la stima della risoluzione in dip angle dei muoni, si è utilizzata la distribuzione del dip angle simulato verso il dip angle ricostruito, come mostrato nell'istogramma bidimensionale rappresentato Figura 4.8. Si riporta il dip angle simulato sull'asse delle ascisse e il dip angle ricostruito sull'asse delle ordinate.

In Figura 4.9 è mostrata la stessa distribuzione sotto forma di scatter plot, al fine di studiare la linearità della risposta del rivelatore. Anche in questo caso la risposta dell'apparato risulta sufficientemente lineare, come dimostrano i risultati del fit riportati in Tabella 4.2.

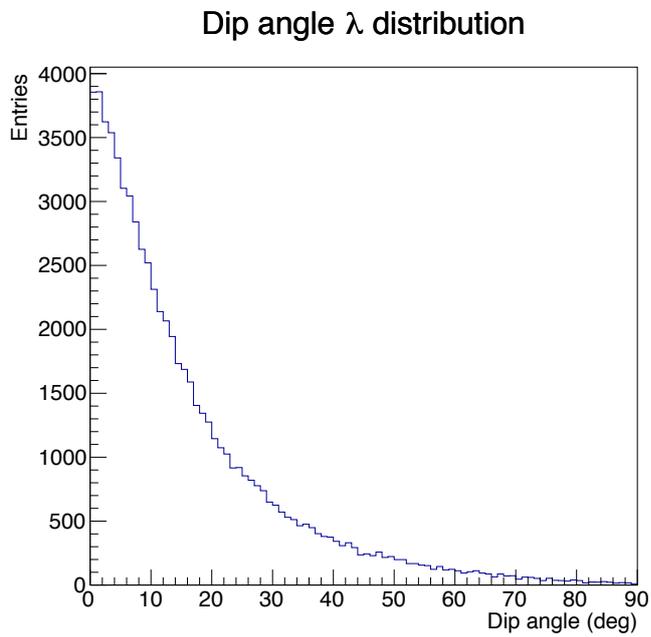


Figura 4.7: Distribuzione del dip angle λ espresso in gradi.

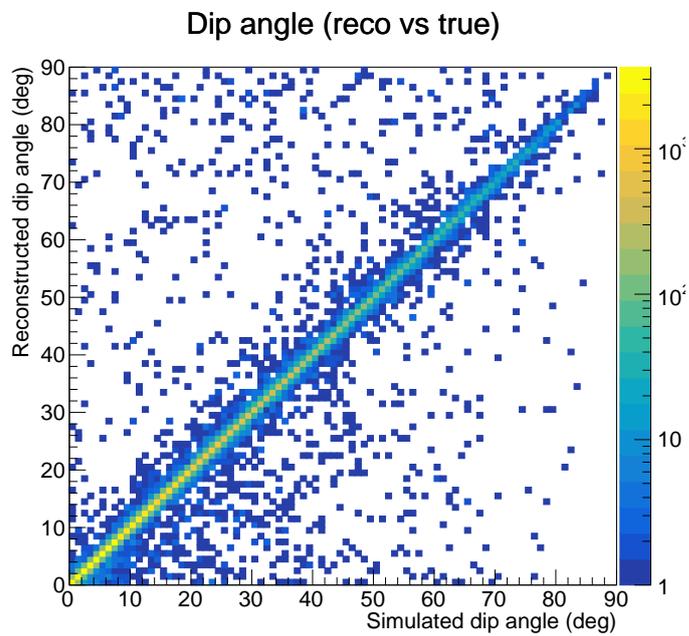


Figura 4.8: Istogramma bidimensionale in cui si mostra l'andamento del dip angle ricostruito verso il dip angle simulato. L'asse z è in scala logaritmica.

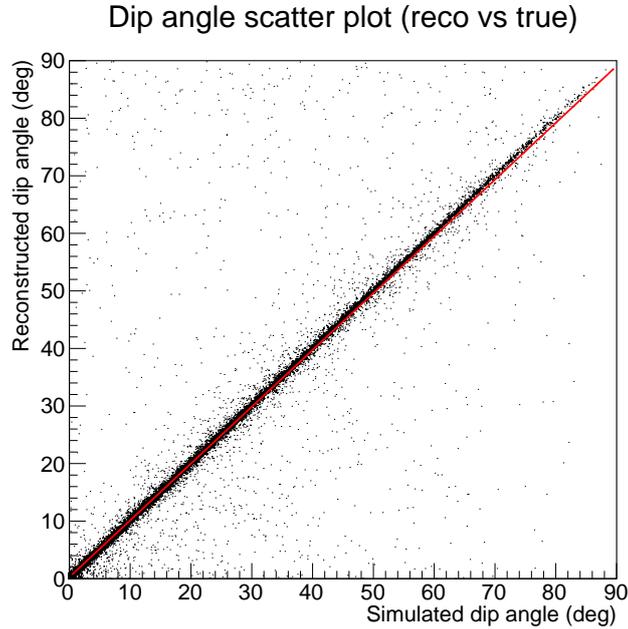


Figura 4.9: Scatter plot del dip angle ricostruito verso il dip angle simulato. Il fit lineare è rappresentato dalla retta in rosso.

Fit parameters	Fit
Intercetta	0.27 ± 0.02
Coefficiente angolare	0.9867 ± 0.0010

Tabella 4.2: Parametri del fit lineare svolto sul grafico di scatter plot per il dip angle dei muoni ricostruito verso il dip angle simulato.

I campioni di dip angle sono stati suddivisi in intervalli di 10° , da 0 a 90° e per ogni intervallo è stato generato un istogramma con la distribuzione dei residui. I 9 istogrammi sono mostrati in [Figura 4.10](#).

In [Figura 4.11](#) è mostrato l'andamento dell'errore assoluto in mrad sul dip angle del muone in funzione del valore del dip angle. Si può notare che l'apparato ha buone capacità di puntamento, con errore inferiore al mrad per tracce di muoni prodotti ad angoli relativamente bassi. Questa proprietà è estremamente importante per la stima del flusso di neutrini al Far Detector e soddisfa i requisiti della [Tabella 2.1](#).

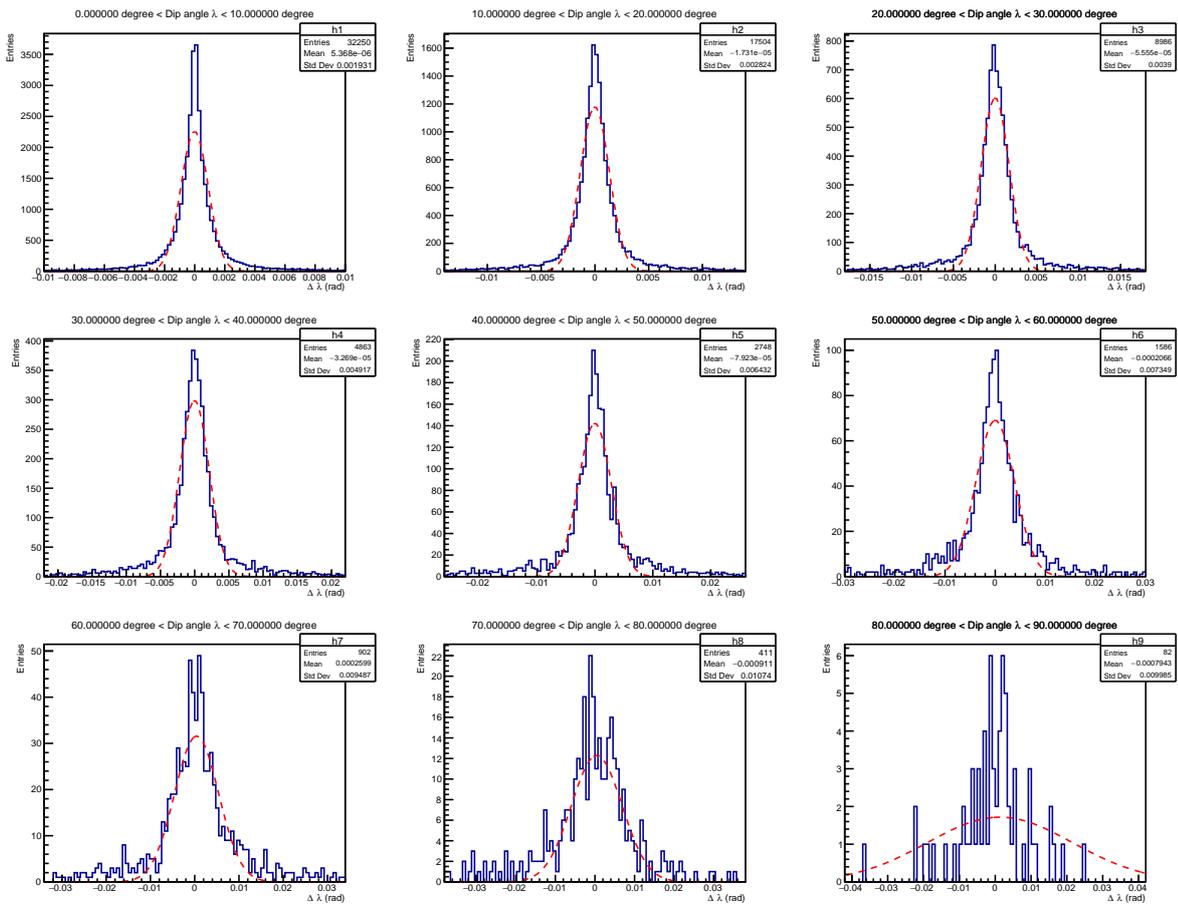


Figura 4.10: Residui del dip angle dei muoni per differenti valori di dip angle. Per ogni intervallo, l'istogramma risultante è stato interpolato tramite un fit gaussiano (curve in rosso).

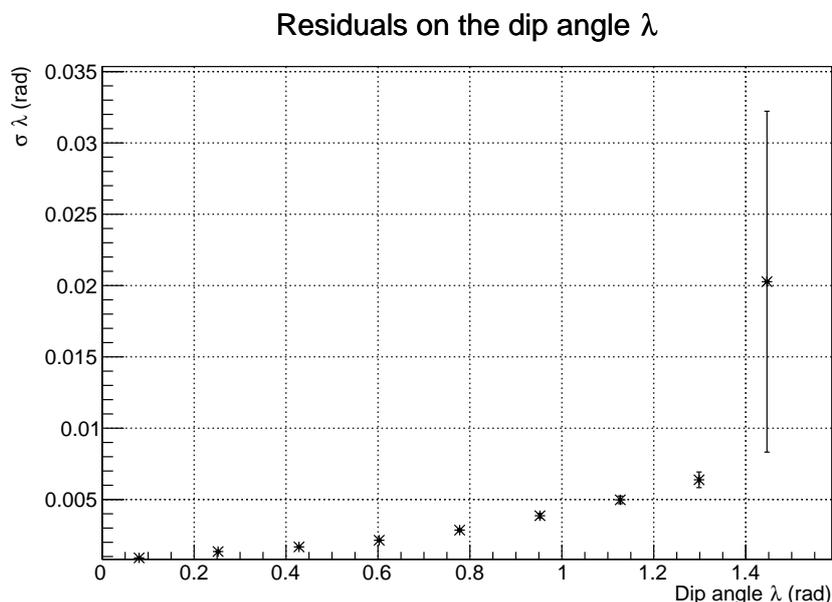


Figura 4.11: Residui del dip angle del muone in funzione del valore del dip angle.

4.5 Risoluzione in impulso totale dei muoni

Nell'ultima parte dell'analisi si è valutata la stima della risoluzione in impulso totale dei muoni in funzione dell'impulso totale.

Anche in questo caso si sono selezionati dei sotto campioni di muoni suddividendo lo spettro in intervalli di 500 MeV da 0 a 5 GeV, come fatto per la risoluzione dell'impulso trasverso.

Sono stati generati 10 istogrammi, mostrati in [Figura 4.12](#), ed è stata valutata la distribuzione dei residui relativi in funzione dell'impulso trasverso, anche in questo caso considerando i reciproci $1/p$, per motivi analoghi a quelli indicati nell'analisi della risoluzione di p_{\perp} .

In [Figura 4.13](#) è mostrato l'andamento dell'errore relativo sull'impulso totale dei muoni in funzione del valore dell'impulso totale. Anche in questo caso, come per la componente trasversa dell'impulso, si ha una risoluzione relativa di circa il 3% per muoni con impulso superiore a 2 GeV/c e un lieve peggioramento, pari a circa il 7%, per particelle con impulso basso, inferiore a 500 MeV/c.

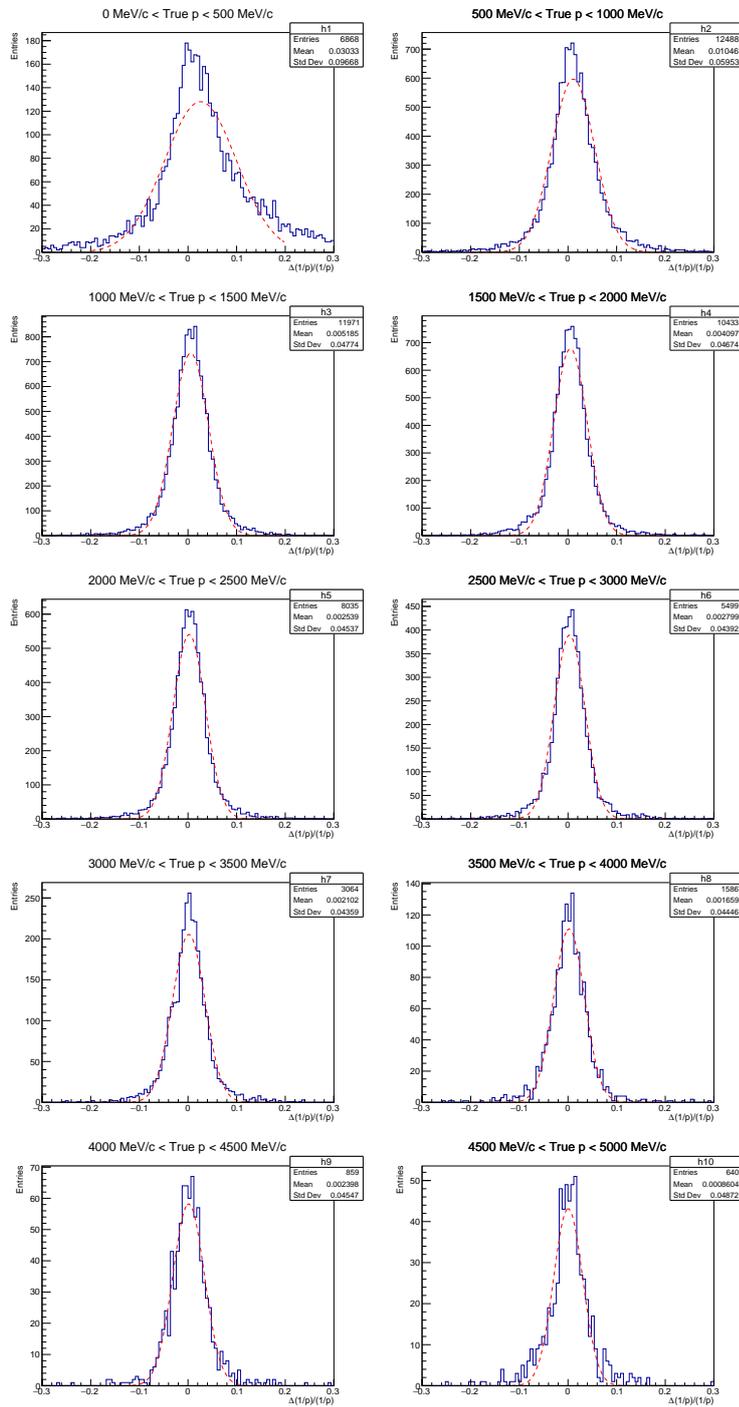


Figura 4.12: Errore relativo sull'impulso totale dei muoni per differenti valori di impulso totale. Per ogni intervallo, l'istogramma risultante è stato interpolato tramite un fit gaussiano (curve in rosso).

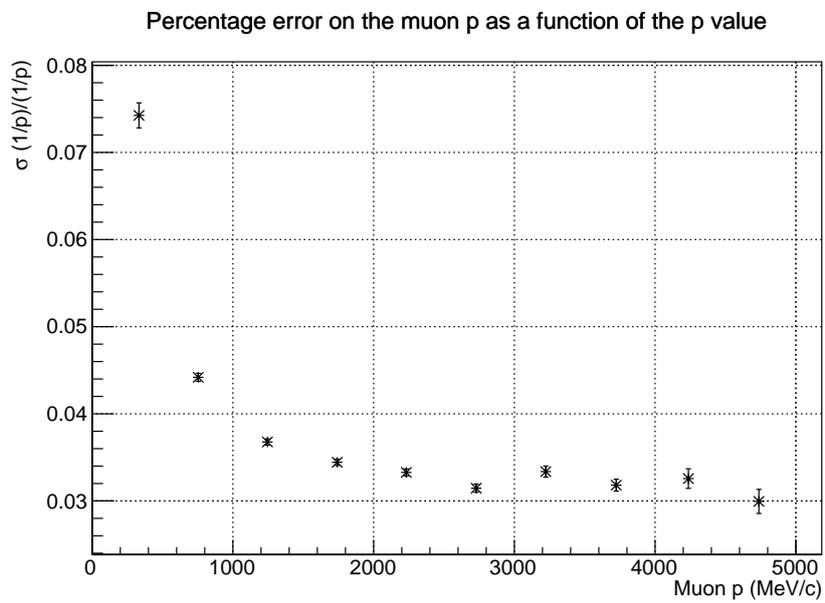


Figura 4.13: Errore relativo sull'impulso totale del muone in funzione dell'impulso totale.

Conclusioni

L'esperimento DUNE è un progetto finalizzato allo studio dell'oscillazione di neutrini su fascio che porterà contributi significativi nella misura della violazione di CP e nella gerarchia di massa.

L'elemento cruciale dell'esperimento è dato dal complesso di rivelatori presenti nel sito del Near Detector che ha il compito di misurare con precisione lo spettro dei neutrini prima dell'oscillazione.

In questo lavoro di tesi è stata studiata una nuova proposta di rivelatore per il Near Detector, che riutilizza il magnete e il calorimetro elettromagnetico dell'esperimento KLOE.

Mediante una complessa simulazione della risposta del rivelatore all'interazione di neutrini muonici, sono state valutate le prestazioni di KLOE per la misura dell'impulso dei muoni.

Utilizzando i campioni selezionati di muoni tra 0 e 5 GeV si è mostrato che la risposta del rivelatore è sufficientemente lineare, sia in impulso (1.0125 ± 0.0019), sia in angolo (0.9867 ± 0.0010). È stata ottenuta una risoluzione nella misura dell'impulso di circa il 3% per muoni di impulso superiore ai 2 GeV/c, che scende al 7% attorno a 500 MeV/c. La risoluzione angolare è al di sotto dei 2 mrad su un vasto intervallo angolare.

Questi valori soddisfano i requisiti per l'utilizzo del rivelatore come Near Detector di DUNE.

In prospettiva, per avere una simulazione maggiormente efficace, è necessario aumentare la qualità e i dettagli della geometria del rivelatore e migliorare gli algoritmi di track finding, che attualmente sono semplificati.

Bibliografia

- [1] M. Aker et al. (KATRIN collaboration). «An improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN». In: *arXiv:1909.06048 [hep-ex]* (2019).
- [2] N. Aghanim et al. (Planck Collaboration). «Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters». In: *arXiv:1807.06209v2 [astro-ph.CO]* (2019).
- [3] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). In: *Phys. Rev.* D98.030001 (2018).
- [4] F. Capozzi et al. «Global constraints on absolute neutrino masses and their ordering». In: *Phys. Rev.* D95.096014 (2017).
- [5] F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration). «Measurement of electron antineutrino oscillation based on 1230 days of operation of the Daya Bay experiment». In: *Phys. Rev.* D95.072006 (2017).
- [6] C. Adams et al. (LBNE Collaboration). «The Long-Baseline Neutrino Experiment: Exploring Fundamental Symmetries of the Universe». In: *arXiv:1307.7335v3 [hep-ex]* (2014).
- [7] J. M. Conrad et al. «The LSND and MiniBooNE Oscillation, Searches at High Δm^2 ». In: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63.45 (2013).
- [8] R. Acciarri et al. (DUNE collaboration). «Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF». In: *arXiv:1601.02984v1 [physics.ins-det]* (2016).
- [9] G. Adamov et al. «A Proposal to enhance the DUNE Near-Detector Complex v6.6». In: *DUNE internal document* (2019).

- [10] C. Andreopoulos et al. «The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator». In: *Nucl. Instrum. Meth.* A614.7-104 (2010). URL: <http://www.genie-mc.org/>.
- [11] *GEANT4 - A simulation toolkit*. URL: <https://geant4.web.cern.ch/>.
- [12] *ROOT - A data analysis framework*. URL: <https://root.cern.ch/>.
- [13] *gegede - General Geometry Description*. URL: <https://github.com/brettviren/gegede/>.
- [14] *edep-sim - Energy Deposition Simulation*. URL: <https://github.com/ClarkMcGrew/edep-sim>.
- [15] R. Fruehwirt. «Application of Kalman filtering to track and vertex fitting». In: *Nucl. Instrum. Meth.* A262.444–450 (1987).
- [16] *Tracking systems*. URL: <http://www2.csica.unimi.it/andreazz/AA%20TrackingSystems.pdf>.