

# RAZGRINJANJE LASTNOSTI NEVTRINOV Z EKSPERIMENTI

MARKO MALEŽIČ

Fakulteta za matematiko in fiziko  
Univerza v Ljubljani

Nevtrini so osnovni delci narave in nastopajo v različnih procesih fizike delcev. Glede na Standardni Model (SM) naj bi bili nevtrini brezmasni. Ta del modela je v zadnjih desetletjih ovrglo veliko število eksperimentov, ki opazujejo nevtrine. Ti poskusi so nakazali fiziko onkraj Standardnega Modela. V prvem delu članka se osredotočimo na teorijo nevtrinskih oscilacij in predstavimo različne procese, pri katerih nastanejo nevtrini. Teorijo nato v drugem delu primerjamo z različnimi eksperimenti. Za konec opišemo še izzive, s katerimi se bodo soočili prihajajoči nevtrinski eksperimenti.

## UNVEILING THE NATURE OF NEUTRINOS THROUGH EXPERIMENTS

Neutrinos are fundamental particles of nature and are present in many processes in particle physics. According to the Standard Model (SM), neutrinos should be massless. In the last few decades this part of the model has been disproven by many experiments which observe neutrinos. These experiments have indicated physics beyond the Standard Model. In the first part of the paper we focus on the theory of neutrino oscillations and present some processes through which neutrinos are created. In the second part we compare the theory with different experiments. We end the paper by explaining the challenges the coming neutrino experiments will face.

### 1. Uvod

Obstoj nevtrinov je prvi predpostavil Wolfgang Pauli kot razlago zveznega spektra  $\beta$  razpada. Kot delec je nevtrino fermion in interagira le šibko ter gravitacijsko. Tako se imenuje, ker je električno nevtralen in ima majhno mirovno maso (pripona -ino). Kot večino delcev v SM nastopajo nevtrini v treh generacijah ali okusih. Delimo jih na elektronske ( $\nu_e$ ), mionske ( $\nu_\mu$ ) in tau ( $\nu_\tau$ ) nevtrine, saj procese, v katerih jih opazimo, spremljajo pripadajoči leptoni.

Pred začetki prvih nevtrinskih eksperimentov smo domnevali, da so nevtrini brezmasni. To je bil rezultat SM, v katerem Higgsov mehanizem ([1], [2], [3]) generira mase delcev. Proti koncu 20. stoletja je potekalo veliko eksperimentov, ki so opazili primankljaj zaznanih nevtrinov glede na teoretično število. Ker so bili opazovani nevtrini proizvedeni kot produkt fuzije v Soncu, so primankljaj imenovali problem sončevih nevtrinov. Predstavljenih je bilo več teoretičnih modelov za tovrstne anomalije. Od teh je najboljše opisala podatke teorija nevtrinskih oscilacij, ki jo je uvedel Bruno Pontecorvo leta 1959 [4]. Naprednejši eksperimenti so nevtrinske oscilacije nedvoumno potrdili, kar je pomenilo, da imajo nevtrini določeno maso. To je izpostavilo odstopanje od SM in nakazalo na novo fiziko. Za njihove raziskave na področju nevtrinov so bili z Nobelovo nagrado nagrajeni R. Davis Jr., A. B. MacDonald in Takaaki Kajita.

Sodobni eksperimenti posvečeni študiju nevtrinskih oscilacij imajo namen odgovoriti na trenutno neodgovorjena vprašanja. Ker lahko izmerimo le razlike med masami nevtrinov, je eno glavnih vprašanj masna hierarhija nevtrinov. Poleg tega se je nedavno pojavilo vprašanje, ali nevtrini in leptoni kršijo parnost CP. Odgovor na to vprašanje bi imel velik pomen pri razumevanju asimetrije snovi in anti-snovi v vesolju. Nekateri eksperimenti imajo namen opazovati vesoljske nevtrine, ki so posledica kozmičnih fenomenov, kot so supernove in črne luknje. Raziskovanje teh visokoenergijskih nevtrinov nam lahko da natančnejši vpogled v te procese.

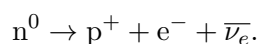
## 2. Teoretična osnova nevtrinskih oscilacij

Za razumevanje rezultatov eksperimentov si za začetek oglejmo fizikalno teorijo nevtrinov in nevtrinskih oscilacij. Najprej spoznajmo različne procese, pri katerih nevtrini nastanejo in kakšni so izvori teh procesov. Nato se osredotočimo na razširitev Standardnega Modela, ki nevtrinom generira maso. Preko te vpeljave nato izračunamo verjetnost za spremembo okusa, kar je osnova nevtrinskih oscilacij.

### 2.1 Nastanek nevtrinov

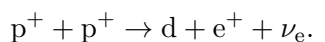
Nevtrine ustvarijo različni procesi razpadov (razpad  $\beta$ , razpad  $\pi$  itd.). Poleg razpadov se nevtrini ustvarijo tudi kot stranski produkt fuzije oz. zlivanja jeder, kar je možno v zvezdah. V naravi so še redkejši nevtrini, ki so posledica kozmičnih fenomenov, kot so supernove in pulzarji. Umetno lahko nevtrine ustvarimo pri trkih različnih delcev v visoko energijskih trkalnikih. V vseh procesih moramo upoštevati ohranitvene zakone. Za naše namene so to ohranitev energije, naboja in leptonskega števila. Procesni so podrobneje opisani v [5, 6].

Za začetek obravnavajmo pojav, ki je definiral nevtrine, razpad  $\beta^-$ . V tem procesu nevtron  $n^0$  razpade na proton  $p^+$  in elektron  $e^-$ . Da se ohrani leptonsko število se mora izsevati tudi elektronski anti-nevtrino  $\bar{\nu}_e$  (glej Sliko 1):

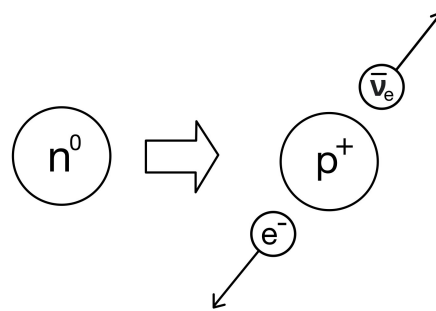


$\beta$  razpadi se zgodijo naravno in potekajo tudi v notranjosti Zemlje, lahko pa jih ustvarimo tudi umetno v jedrskih reaktorjih. Ponavadi potekajo v jedrih različnih elementov, vendar je razpad prostega nevtrona tudi možen.

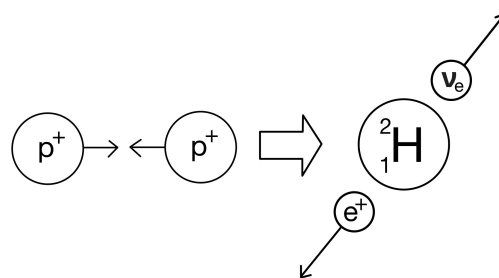
Kot naslednji proces si oglejmo nevtrine, ki nastanejo pri fuziji in drugih procesih v notranjosti zvezd. Okoli 91% sončnih nevtrinov nastane preko p-p verige, kjer se dva protona zlijeta v devteron. Kot stranska produkta se ustvarita še pozitron in elektronski nevtrino (glej Sliko 2):



Celotni cikel fuzije obsega proizvodnjo težjih atomov, ki nato izsevajo še preostalih 9% nevtrinov. Zaradi različnih procesov, ki se odvijajo v ciklu, je spekter sončnih nevtrinov zelo širok.

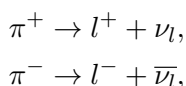


**Slika 1.** Shema prikazuje razpad nevtrona v proton. Pri tem se ustvarita tudi elektron in elektronski anti-nevtrino, ki prevzameta večino energije. Tak proces imenujemo razpad  $\beta^-$ .



**Slika 2.** Prikazan je proces zlivanja dveh protonov v jedro devterija. Pri tem sta ustvarjena tudi pozitron in elektronski nevtrino. Proces je del fuzije in ga imenujemo p-p veriga.

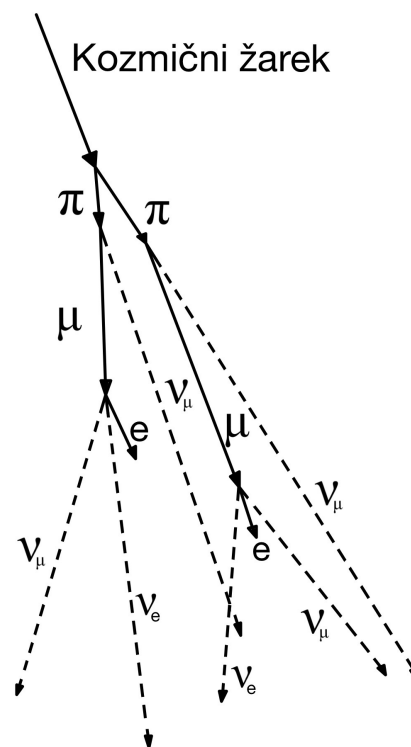
Nadaljujemo z atmosferskimi nevtrini, ki so posledica kozmičnih žarkov. Kozmični žarki so visokoenergijski delci (elektroni, protoni, helij itd.), ki so posledica kozmičnih fenomenov. Mednje spadajo supernove, pulzarji in plimske motnje (ko črne luknje uničijo bližnje zvezde, ang. *tidal disruption*), ki se lahko nahajajo tudi izven naše galaksije. Ko kozmični delci nalletijo na Zemljino atmosfero, z njo interagirajo in ustvarijo plaz sekundarnih delcev (glej Sliko 3). Kratkoživi pioni hitro razpadejo na leptone in njim pripadajoče nevtrine.



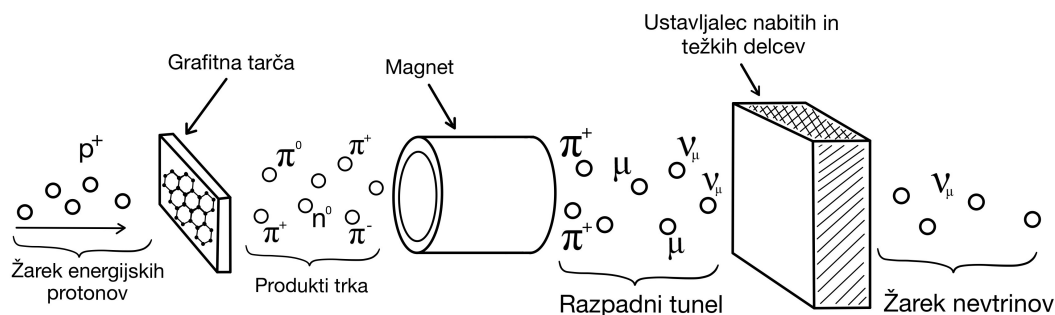
kjer  $l$  predstavlja okus leptona,  $l = e, \mu$ . Energija takih nevtrinov je zelo visoka, saj so kozmični žarki visokoenergetski. Poleg protonov kozmični žarki vključujejo tudi nevtrine same, ki imajo tudi visoke energije. Omenimo še, da so del teh kozmičnih nevtrinov tudi nevtrini, ki so nastali takoj po velikem poku. Ti nevtrini imajo izredno majhne energije, kar je z eksperimenti težje zaznati.

Zaključimo poglavje z nevtrini, ki nastanejo pri trkih v pospeševalnikih. Veliko pomembnih eksperimentov sedaj deluje s tako ustvarjenimi nevtrini. Razlog za uporabo pospeševalnikov je v tem, da točno poznamo energijo žarka, katero lahko tudi spreminjamo. Pomembna je tudi velika gostota toka oziroma fluks ustvarjenih nevtrinov, kar pripomore k večjem številu detektiranih nevtrinov na časovno enoto.

Pospešeni delci so največkrat protoni, ki jih nato sipamo na jedrskih tarčah, kot je grafit. Pri trkih nastanejo večinoma nevtroni in nabiti pioni, katere nato ločimo in usmerimo z magneti. Ti delci med letom potem razpadejo v različne nevtrine. Pred detekcijo moramo poskrbeti, da zaznamo le nevtrine, kar pomeni, da moramo stranske produkte pri razpadu filtrirati. Shema je prikazana na Sliki 4.

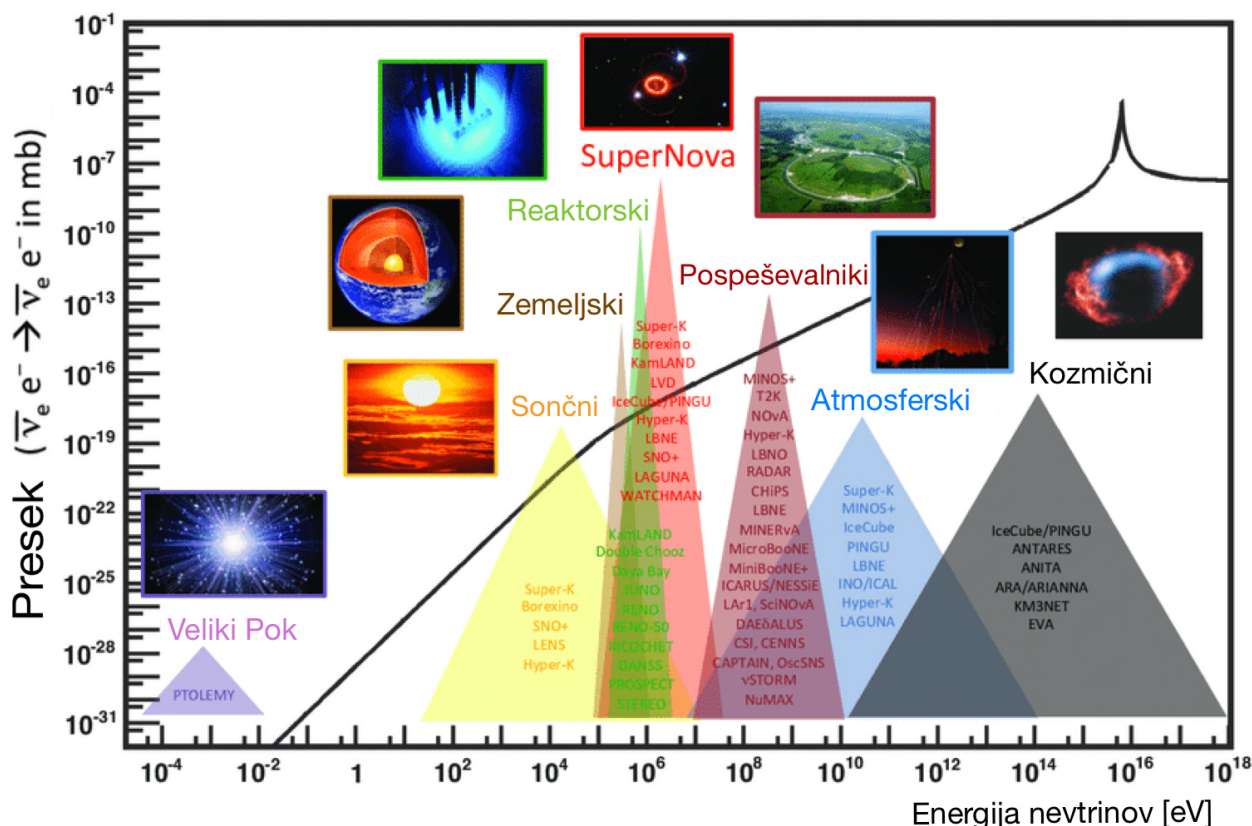


**Slika 3.** Shema prikazuje plaz delcev, ki ga sproži kozmični delec pri sipanju na atmosferi, pri čemer se ustvarijo tudi nevtrini. V plazju je prisotnih več različnih procesov, glavni od teh ustvarijo pione, ki hitro razpadejo na leptone in njim pripadajoče nevtrine.



**Slika 4.** Shema nevtrinov iz pospeševalnika. Visokoenergijske protone trkamo v grafitno tarčo, kar ustvari različne delce. Če želimo zaznati le nevtrine  $\nu_\mu$  z magneti filtriramo le pozitivne pione  $\pi^+$ . V razpadnem tunelu pioni razpadejo na nevtrine in letijo skozi ustavljalca delcev, ki ustavi vse druge delce.

Ključne lastnosti opisanih vrst nevtrinov so zbrane na Sliki 5, kjer je prikazan njihov energijski spekter in presek. V spektrih so predstavljeni tudi eksperimenti, ki se ukvarjajo z različnimi tipi nevtrinov.



Slika 5. Prikazana je odvisnost preseka različnih tipov nevtrinov od energije. Opazimo, da nevtrini obsegajo širok spekter energij glede na njihov izvor. V posameznih spektrih so navedeni tudi eksperimenti, ki raziskujejo določen tip nevtrinov. Vir: [7]

## 2.2 Popravek k Standardem Modelu

V Standardnem Modelu so mase osnovnih delcev posledica Higgsovega mehanizma ([1], [2], [3]). Lagrangeva funkcija teorije vsebuje Yukawin člen, ki generira mase tudi osnovnim leptonom. Yukawin člen vsebuje levo-ročno in desno-ročno komponento, kar je povezano s spinom in smerjo leta delca. Ker model ne vsebuje desno-ročnih nevtrinov, člena Yukawe ne moremo zapisati za njih. Iz tega sledi brezmasnost nevtrinov v SM. Rezultati eksperimentov so ta del modela ovrgli, kar pomeni, da fizika nevtrinov poteka onkraj SM.

Razlog za maso lahko najdemo bodisi v obstoju desno-ročnih nevtrinov bodisi v predpostavki, da je nevtrino sam sebi antidelec oz. Majorana delec (levo-ročni nevtrino je torej enak desno-ročnem antinevtrinu). Obe predpostavki lahko upoševamo v Lagrangevi funkciji, kar da dva masna člena. Prvemu členu pravimo Diracov masni člen in se pojavi zaradi spontanega kršenja elektrošibke simetrije pri Yukawini interakciji. Člen torej ohranja celotno leptonsko število, vendar krši posamezna okusna leptonska števila. Nevtrine, ki sodelujejo v tem členu, lahko predstavimo z t.i. bispinorji, ki so rešitve Diracove enačbe in vsebujejo štiri komponente. Drugemu členu pravimo Majoranini masni člen in v splošnem ni dovoljen, če imajo nevtrini naboj. V nasprotju z Diracovimi nevtrini, Majorana nevtrine predstavimo s poljem, ki vsebuje le dve komponenti. Če za njih konjugiramo naboj, dobimo enako rešitev, kar je lastnost Majorana delcev. Enako ne velja za Diracove nevtrine, za katere lahko razlikujemo med nevtrini in anti-nevtrini.

Za našo obravnavo vzemimo le Majoranin masni člen. Splošna izpeljava je podana v pregledu [9]. Zaradi Majorana narave nevtrinov se Yukawin člen zelo poenostavi, saj sta polji, ki predstavljata levo-ročne nevtrine in desno-ročne nevtrine enaki. Zapišemo lahko torej Lagrangian:

$$\mathcal{L}_\nu = \nu^T C^{-1} M_\nu \nu + \text{h.c.},$$

kjer je  $\nu$  nevtrinsko polje  $\nu = (\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)^T$  in  $C$  tenzor konjugacije naboja.  $M_\nu$  je nevtrinska masna matrika, ki nosi masna lastna stanja in mase nevtrinov. Zaradi Majorana narave nevtrinov je matrika simetrična in je v splošnem kompleksna. Za razumevanje mase se preselimo iz baze okusov ( $\nu$ ) v masno bazo,  $\nu_i = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ . Tu so lastna stanja okusov lastna stanja glede na šibko interakcijo in se razlikujejo od masnih lastnih stanj, ki so lastna stanja glede na Yukawinov interakcijo. Za prehod uporabimo unitarno matriko  $U$ , ki se po avtorjih teorije imenuje Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) matrika. Vpeljemo jo za diagonalizacijo masne matrike, vendar se uporablja tudi za prehod med bazami.

$$M_\nu^{\text{diag}} = U^T M_\nu U$$

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{bmatrix} = U \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{bmatrix} \quad (1)$$

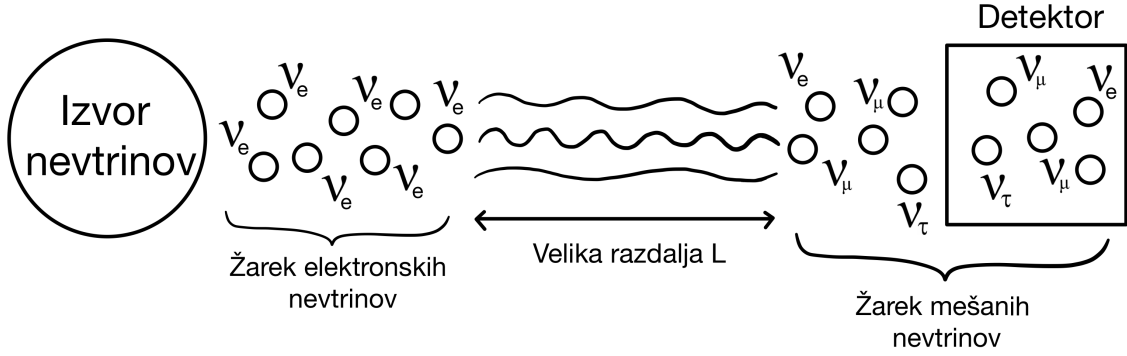
Matrika PMNS je po vsebini podobna mešalni matriki Cabibbo-Kobayashi-Maskawa CKM, ki opisuje mešanja kvarkovskih stanj. Podobno kot CKM matrika vsebuje matrika  $U$  tri mešalne kote ( $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  in  $\theta_{23}$ ) in fazo  $\delta_{\text{CP}}$ , ki določa kršitev CP simetrije leptonov/nevtrinov. Matriko PMNS lahko zapišemo kot produkt posameznih mešalnih matrik,

$$U = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2)$$

kjer sta  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  in  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$ . Pri eksperimentih so opazljivke mešalni koti  $\theta_{ij}$  ter faza  $\delta_{\text{CP}}$ . Poleg teh parametrov sta opazljivki tudi  $\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2$  in  $\Delta m_{3l}^2 = m_3^2 - m_l^2$ , kjer je  $l = 1, 2$ . Tu so  $m_1$ ,  $m_2$  in  $m_3$  vrednosti diagonalne matrike  $M_\nu^{\text{diag}}$ . Razlog za nedoločenost pri  $\Delta m_{2l}^2$  je v tem, da trenutno še ne poznamo hierarhije masnih vrednosti. Obstajata dve možni zaporedji mas, saj lahko določimo le razlike v masah lastnih stanj. Razlikujemo normalno in obratno zaporedje [8]. Te parametre lahko izmerimo preko verjetnosti za prehod med okusi, kar bomo raziskali v nadaljevanju.

### 2.3 Verjetnost za prehod med stanji

Glede na zgornjo vpeljavo superpozicije okusnih stanj in mešalne matrike se zavedamo, da bomo pri detekciji nevtrinov lahko opazili le določen okus zaradi šibke interakcije. Okus nevtrina je določen s okusom pripadajočega leptona. Nekateri eksperimenti merijo okuse nevtrinov na začetku izvora in v daljši razdalji od njega. Zanima nas torej, kakšen delež nevtrinov je med letom spremenil okus in zakaj (glej Sliko 6). V ta namen izpeljimo skalarni produkt začetne (takoj za izvorom) in končne (na oddaljenem detektorju) valovne funkcije.



**Slika 6.** Na sliki je prikazan let nevtrinov od izvora do detektorja. Začnemo z elektronskimi nevtrini, ki se med letom zaradi njihove narave mešajo z ostalima dvema okusoma. Po daljši razdalji so nevtrini spremenili okus, kar izmerimo v detektorju. Preko deleža nevtrinov nato izračunamo parametre matrike  $U$  v enačbi (2).

Uporabimo formalizem kvantne mehanike, ki ga je uvedel P. Dirac, in zapišemo časovno odvisna masna stanja  $|\nu_i(t)\rangle$  kot ravne valove [9]. Uporabljamo naravne enote ( $c = 1$  in  $\hbar = 1$ ) zaradi preglednosti.

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i(E_i t - \mathbf{p}_i \cdot \mathbf{r})} |\nu_i(0)\rangle, \quad (3)$$

kjer je  $E_i$  energija masnega stanja in  $t$  čas od začetka širjenja.  $\mathbf{p}_i$  je vektor gibalne količine in  $\mathbf{r}$  položaj glede na začetno lego. V ultrarelativistični limiti, ko je  $|\mathbf{p}_i| = p_i \gg m_i$ , lahko zapišemo energijo kot  $E_i \approx E + \frac{m_i^2}{2E}$ . Tu je  $E$  energija valovnega paketa. Limita je v našem primeru upravičena, saj imajo nevtrini lastno maso manjšo kot en eV. Z uporabo  $t \approx L$ , kjer je  $L$  prepotovana dolžina, se enačba (3) prepiše v naslednjo obliko:

$$|\nu_i(L)\rangle = e^{-i \frac{m_i^2 L}{2E}} |\nu_i(0)\rangle.$$

Verjetnost, da bomo zaznali nevtrino okusa  $\beta$ , ki je bil na začetku okusa  $\alpha$ , je nato podana kot kvadrat absolutne vrednosti skalarnega produkt.

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = |\langle \nu_\beta(L) | \nu_\alpha \rangle|^2. \quad (4)$$

Da izračunamo stanja okusa uporabimo transformacijo (1), kjer sedaj uporabimo Einsteinovo vsotno pravilo,

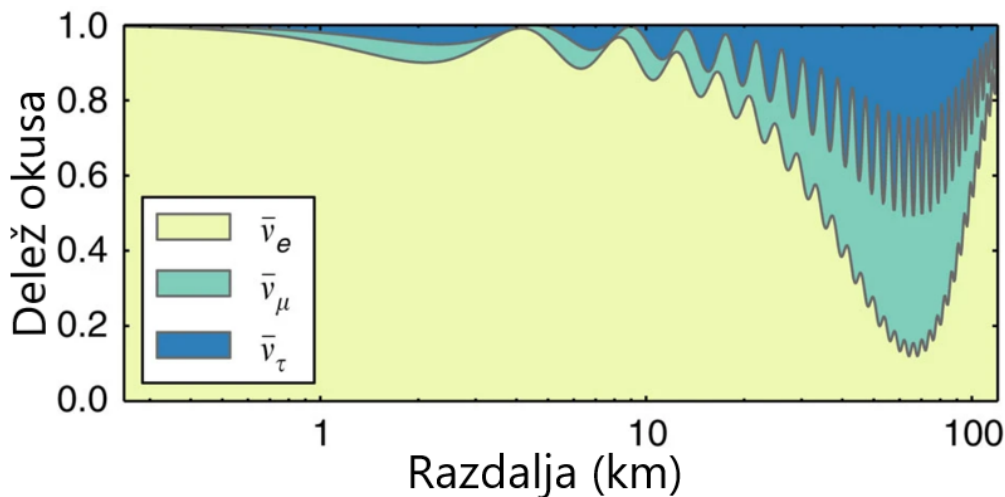
$$\langle \nu_\beta(L) | = \sum_j U_{\beta j} \langle \nu_j(L) |, \quad | \nu_\alpha \rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* | \nu_i \rangle.$$

Iz česar nato sledi končni izraz za verjetnost prehoda glede na enačbo (4),

$$\begin{aligned} P_{\alpha \rightarrow \beta} &= \left| \sum_i \sum_j U_{\alpha i}^* U_{\beta j} \langle \nu_j(L) | \nu_i \rangle \right|^2 = \\ &= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i < j} \text{Re} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin^2 X_{ij} + 2 \sum_{i < j} \text{Im} [U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}] \sin 2X_{ij}, \end{aligned} \quad (5)$$

kjer je  $X_{ij}$  preračunan v SI enote,

$$X_{ij} = \frac{(m_i^2 - m_j^2) L}{4E} = \frac{c^3 \Delta m_{ij}^2 L}{4\hbar^2 E}, \quad \frac{c^3}{4\hbar^2} = 1.267 \frac{\text{GeV}}{\text{eV}^2 \text{km}}.$$



**Slika 7.** Prikazan je delež določenega okusa nevtrinov v odvisnosti od razdalje, kjer je bil na začetku prisoten le elektronski nevtrino  $\nu_e$ . Največje razlike deležev opazimo na okoli 70 km. Energija nevtrinov je bila v tem primeru štiri MeV. Vir: [10]

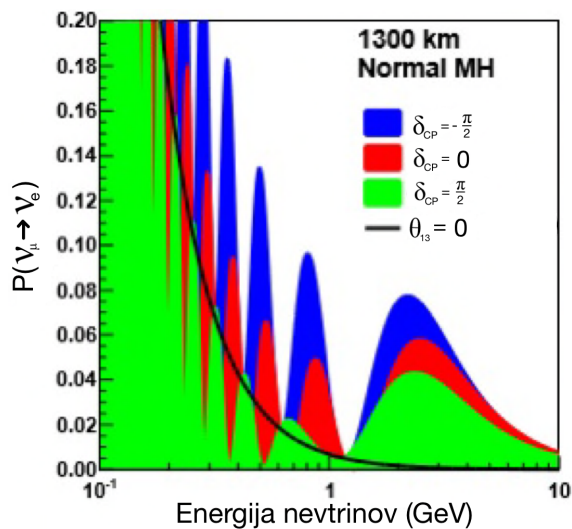
Omejimo se sedaj le na dva okusa, saj večino nevtrinskih procesov poteka preko dveh različnih nevtrinov. Matrika  $U$  je sedaj velikosti  $2 \times 2$  in vsebuje le en mešalni kot,

$$U = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix}.$$

Glede na splošno enačbo (5) nato sledi preglednejši izraz za verjetnost prehoda med stanji,

$$P_{\alpha \rightarrow \beta} = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{c^3 \Delta m^2 L}{4\hbar E},$$

Razlog za nevtrinske oscilacije lahko opazimo na Slikah 7 in 8, kjer smo uporabili splošno enačbo (5) za tri okuse nevtrinov.



**Slika 8.** Prikazane so verjetnosti za prehod  $\nu_\mu$  v  $\nu_e$  v odvisnosti od energije. Tri različne barve kažejo rezultate za tri različne vrednosti kompleksne faze  $\delta_{CP}$ . Vir: [11]

### 3. Eksperimentalna raziskava nevtrinov

V nadaljevanju bomo popravek nevtrinskih oscilacij k SM preverili z eksperimenti. V prvem delu podrobno opišem potek tipičnega nevtrinskega eksperimenta in predstavim en način detekcije. Nato v drugem delu predstavim nekaj pomembnih eksperimentov in njihove rezultate. Opišem tudi prihajajoč eksperiment DUNE in prikažem izzive s katerimi se bo soočil.

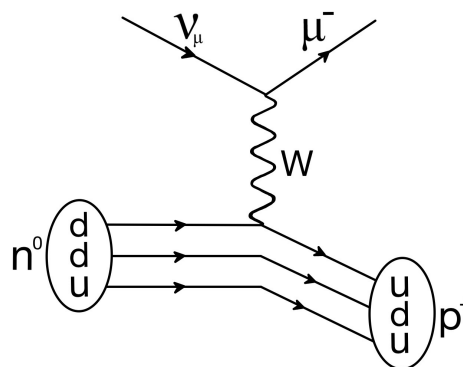
#### 3.1 Detekcija nevtrinov

Nevtrini s snovjo interagirajo preko šibke interakcije, kar izkoristimo za detekcijo. Glavni procesi, preko katerih nevtrini interagirajo s snovjo, so nabita kvazi-elastična sipanja, ki jih lahko predstavimo s Feynmanovim diagramom na Sliki 9 ter kot,

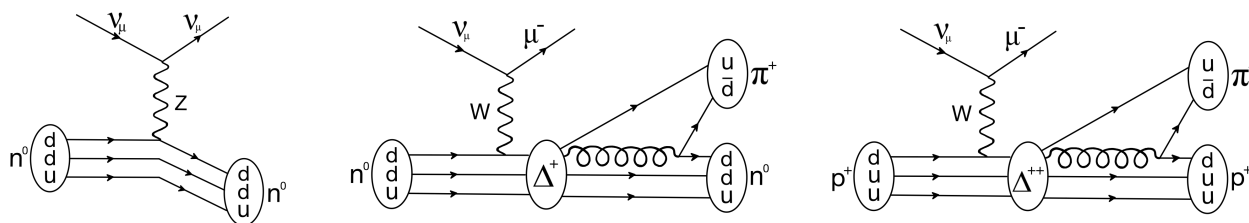
$$\begin{aligned} \nu_l + n^0 &\rightarrow l^- + p^+, \\ \bar{\nu}_l + p^+ &\rightarrow l^+ + n^0 \end{aligned}$$

kjer je  $l$  lahko eden od leptonov ( $l = e, \mu$ ).

Poleg nabitih reakcij obstaja še nekaj procesov, preko katerih nevtrini interagirajo s snovjo. Interakcija lahko poteka tudi preko nevtralnega kvazi-elastičnega sipanja in nabite resonančne interakcije. To pomeni, da lahko nevtrini reagirajo v snovi tudi tako, da proizvedejo nabite leptonev in tako, da v procesu nastanejo nabiti pioni  $\pi^+$  (glej Sliko 10). Poleg teh obstajajo tudi drugi manj verjetni procesi.



**Slika 9.** Feynmanov diagram nabitega kvazi-elastičnega sipanja mionskega nevtrina  $\nu_\mu$  na nevtronu  $n^0$ . Diagram prikazuje glavno interakcijo nevtrinov s snovjo.



**Slika 10.** Manj verjetni procesi sipanja nevtrina. Nevtrino interagira z nevtronom preko izmenjave nevtralnega šibkega bozona  $Z^0$  (levo). Pri sipanju nastanejo vmesna kratkoživa resonančna stanja, ki vodijo do nastanka pionov (sredina in desno). Dodatne delce, ki nastanejo pri interakcijah, lahko tudi zaznamo na detektorju, kar moti rezultat.

Pri meritvi je treba upoštevati tudi interakcije končnih stanj [12]. To so interakcije novo nastalih delcev, kot so pioni (glej Sliko 10), ki dodatno otežijo analizo. Ti delci lahko naprej interagirajo v snovi in ustvarijo še več delcev. Kar zaznamo je torej več dogodkov, kot bi jih morali. Tem dogodkom rečemo lažni dogodki in lahko močno motijo meritve. Poleg tega pa moramo upoštevati še ozadje oziroma delce, ki pridejo izven detektorja. Temu se dobro izognemo, če merimo nevtrinske oscilacije globoko pod zemljo, ostali delci interagirajo z Zemljo, preden dosežejo detektor. Od tod je jasno, da je celoten opis sipanja težaven izziv, a je ključen za natančno interpretacijo poskusov z nevtrini.

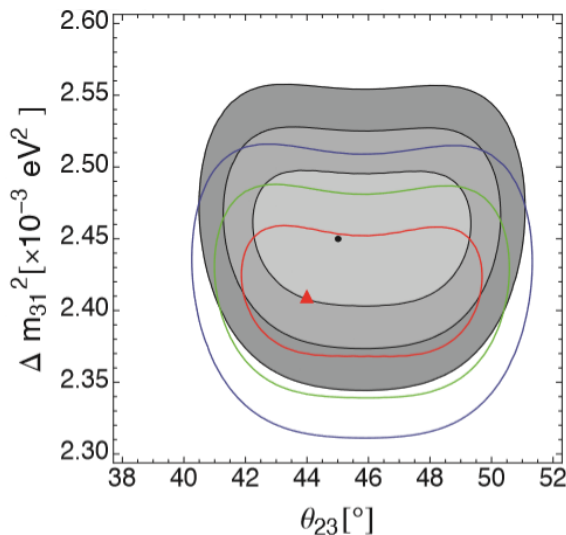


Število zaznanih nevtrinskih dogodkov je odvisno od energije  $E_\nu$  in gibalne količine  $\mathbf{p}_\nu$  nevtrinov in ga lahko opišemo z naslednjo enačbo.

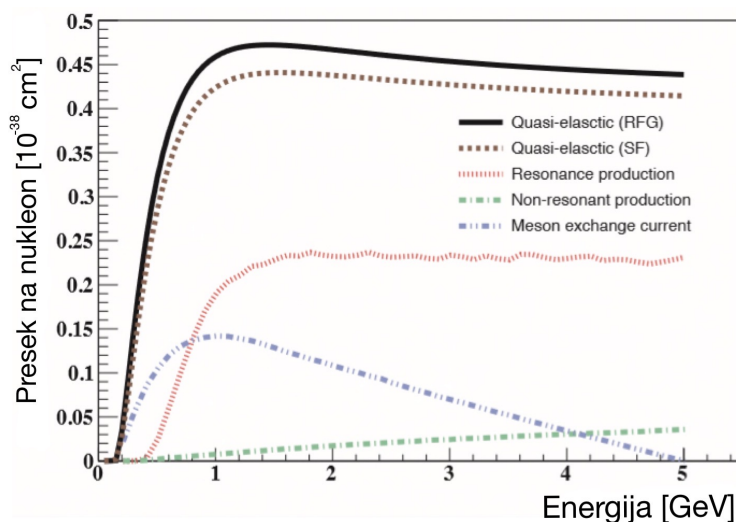
$$N^{\alpha \rightarrow \beta}(E_\nu, \mathbf{p}_\nu) = \sum_i \Phi_\alpha(E_\nu) \cdot P_{\alpha \rightarrow \beta}(E_\nu) \cdot \sigma_\beta^i(\mathbf{p}_\nu) \cdot \epsilon_\beta(\mathbf{p}_\nu),$$

kjer vsota teče po vseh procesih sipanja.  $\Phi_\alpha(E_\nu)$  je gostota toka začetnih nevtrinov, ki jo bodisi poznamo teoretično za sončne in atmosferske nevtrine bodisi jo izmerimo takoj po izhodu iz pospeševalnika.  $\epsilon_\beta(\mathbf{p}_\nu)$  je učinkovitost detektorja pri določeni gibalni količini nevtrina in jo znamo simulirati.  $\sigma_\beta^i(\mathbf{p}_\nu)$  je presek za izbrani proces in ga v splošnem zelo slabo poznamo. Dobro poznavanje presekov je ključno za natančno merjenje nevtrinskih oscilacij. Pri tem si pomagamo s simulacijami kot je GENIE [13]. Če vse naštete količine poznamo, potem lahko iz meritev števila  $N^{\alpha \rightarrow \beta}$  izračunamo verjetnost za prehod stanj  $P_{\alpha \rightarrow \beta}$  v odvisnosti od energije ter z regresijo podatkov določimo parametre nevtrinskih oscilacij.

Posamezne preseke različnih interakcij računamo na različne načine. Interakcija nevtrinov z nukleoni, ki ima največji presek, je nabita kvazi-elastična interakcija (glej poglavje 3.1). Za energijsko odvisen presek te interakcije obstajata dva modela, relativistični Fermijev plin (RFG) [15] in model spina fermionov (SF) [16]. Njuna razlika je prikazana na Sliki 12. Vrednosti parametrov se hitro spremenijo pri uporabi enega ali drugega modela, kot je prikazano na Sliki 11.



**Slika 11.** Premik parametrov nevtrinov glede na opis preseka z modelom RFG ali SF (glej Sliko 12). Različna območja okoli točke prikazujejo natančnosti ena, dva in tri  $\sigma$ . Sivo območje predstavlja model SF, barvno pa model RFG. Vir: [14]

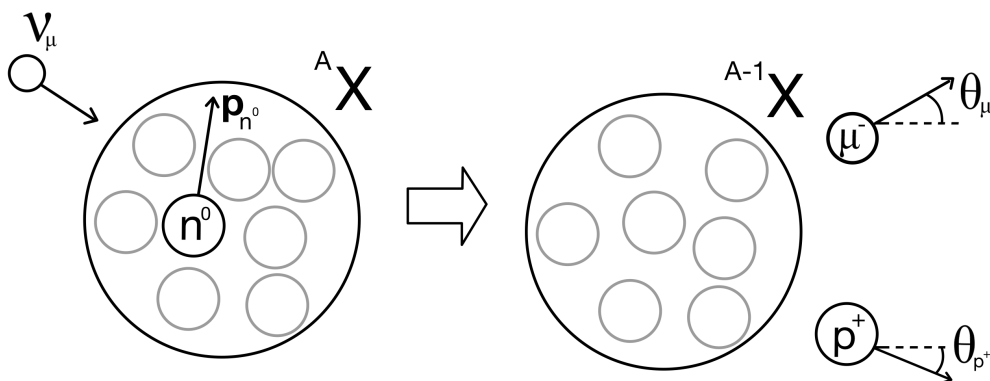


**Slika 12.** Prispevki sipanj k preseku v odvisnosti od energije. Glavni je prispevek kvazi-elastičnega sipanja, vendar je pomembno kateri model vzamemo (RFG ali SF). Vpliv izbire opazimo na Sliki 11. Vir: [14]

Poleg meritve dogodkov merimo tudi energijo detektiranih leptonov, kar uporabimo pri izračunu energije nevtrina  $E_\nu$ . Pri izračunu kinematike problema moramo upoštevati, da nukleon, na katerem se nevtrino sipa, ni pri miru. Nukleon se v jedru giblje z neko gibalno količino  $\mathbf{p}_n$ , kar prispeva k končnem izrazu energije nevtrina,

$$E_\nu = \frac{m_{n1}^2 - m_l^2 - E_{n2}^2 + 2E_l E_{n2} - 2\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{p}_{n2} + |\mathbf{p}_{n2}|^2}{2(E_{n2} - E_l + |\mathbf{k}_l| \cos \theta_l - |\mathbf{p}_{n2}| \cos \theta_n)},$$

kjer se  $n1$  nanaša na nukleon pred interakcijo in  $n2$  po interakciji.  $l$  je oznaka za lepton, ki ga zaznamo. Slika 13 prikazuje opisano šibko interakcijo.



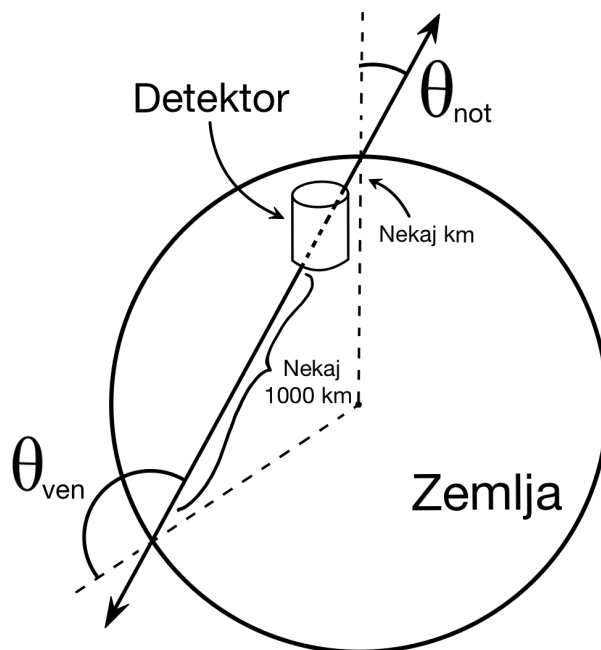
**Slika 13.** Slika prikazuje interakcijo nevtrina  $\nu_\mu$  z nevtronom  $n^0$  v jedru  ${}^A X$  z gibalno količino  $\mathbf{p}_n$ . Rezultat interakcije je jedro  ${}^{A-1} X$ , proton  $p^+$  in mion  $\mu^-$ . Proton in mion odletita v smeri  $\theta_{p^+}$  in  $\theta_{\mu^-}$ .

Naš cilj je torej izmeriti energijo in kot delcev, ki se ustvarijo pri interakciji nevtrina z jedrom. V ta namen obstaja več različnih detektorjev, ki imajo svoje prednosti in slabosti. Skupna lastnost teh detektorjev je njihova velika prostorska razsežnost. Razlog za velike detektorje je v zelo majhnem preseku oz. verjetnosti za detekcijo, ki je posledica šibke interakcije in majhne gostote toka. Pogosto uporabljeni detektorji pri nevtrinskih eksperimentih so detektorji sevanja Čerenkova in napredni ionizacijski detektorji [17]. Detektorji sevanja Čerenkovo so opisani v Dodatku 5.1

### 3.2 Eksperimenti

Nevtrinski eksperimenti raziskujejo lastnosti nevtrinov že zadnjih 50 let in so skozi leta vse bolj napredni. Prvi nevtrinski eksperiment je bil Homestake [18] eksperiment, ki je izpostavil pomanjkljivost Standardnega Modela preko primankljaja sončnih nevtrinov. Eksperiment je načrtoval R. Davis Jr., za kar je leta 2002 dobil Nobelovo nagrado. Leta 2015 sta dobila Nobelovo nagrado tudi T. Kajita in A. B. MacDonald zaradi svojih raziskav na tem področju. T. Kajita je vodil eksperiment Kamiokande [19], ki je preučeval atmosferske nevtrine in izpostavil primanjkljaj mionskih nevtrinov glede na teoretično vrednost za brezmasne nevtrine. A. B. MacDonald pa je načrtoval eksperiment SNO [20], ki je zaznal oba okusa nevtrinov (elektronske in mionske), kar je potrdilo teorijo nevtrinskih oscilacij.

Za raziskavo nevtrinov nekaj eksperimentov preiskuje lastnosti atmosferskih nevtrinov. Atmosferski nevtrini so posledica razpadov pionov pri sipanju kozmičnih žarkov na Zemljini atmosferi (glej poglavje 2.1). Glavni produkt razpada pionov so mioni  $\mu$  in mionski nevtrini  $\nu_\mu$ . Pomembna lastnost atmosferskih nevtrinov je simetrija toka nevtrinov [21]. Predstavljamo si, da se kozmični žarki sipajo enakomerno na atmosferi, kar povzroči enakomeren tok nevtrinov, ki v Zemljo vstopajo pod kotom  $\theta_{\text{not}}$  in izhajajo pod kotom  $\theta_{\text{ven}} = \pi - \theta_{\text{not}}$  (glej Sliko 14). Vzemimo detektor nekaj kilometrov pod zemljo, kot kaže Slika 14. Če velja teorija nevtrinskih oscilacij bomo zaznali različno število nevtrinov posameznega okusa, ki so bili ustvarjeni na eni strani Zemlje, kot nevtrinov na drugi strani, ki so preleteli nekaj 1000 km v Zemlji. To asimetrijo so zaznali v observatorijih Kamiokande in IceCube, katere opišemo v nadaljevanju.



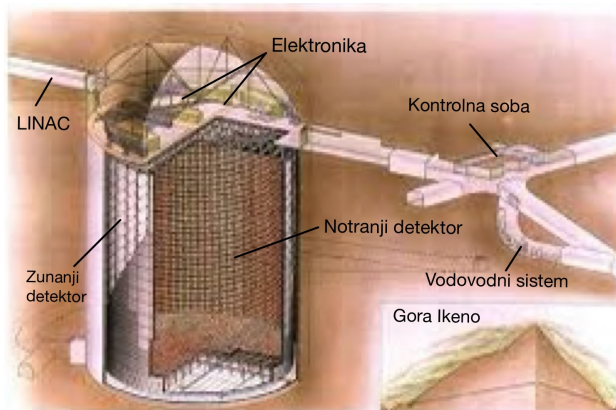
**Slika 14.** Shema atmosferskih nevtrinov prikazuje kote pod katerimi vstopajo in izstopajo iz Zemlje. Obojesmerne puščice prikazuje žarek nevtrinov, ki prihaja z obeh strani Zemlje.

### 3.2.1 Observatorij Kamioka

Observatorij Kamioka je eden glavnih in najdlje delujočih nevtrinskih eksperimentov. Skozi leta je preživel več popravkov in nadgradenj. Sodeloval je v več raziskavah, ki so nam prinesle globlje razumevanje nevtrinov.

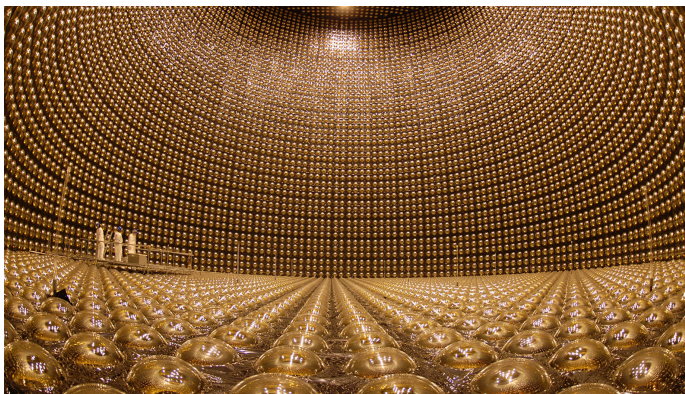
Kamioka observatorij se nahaja 1000 m pod zemljo v rudniku Mozumi na Japonskem. Razlog za to je v zmanjšanju šuma ostalih delcev, saj večina delcev, ki niso nevtrini, interagirajo močno v Zemljini skorji. Eksperimenti v observatoriju uporabljajo detektorje Čerenkove svetlobe, ki kot snov uporabljajo čisto vodo. Detektorji so sestavljeni iz valja, na površju katerega so nameščene fotopomnoževalke. Shema eksperimenta je prikazana na Sliki 15.

Prva generacija eksperimenta Kamiokande je bila namenjena iskanju razpada protona. Cilja sicer ni dosegel, je pa izpostavil problem sončnih nevtrinov. Druga generacija eksperimenta SuperKamiokande [23] je veliko večja (glej Sliko 16) in bolj zmogljiva. Njen namen je raziskava nevtrinskih oscilacij in opazovanje supernov preko nevtrinov, ki jih izsevajo. Tretja generacija eksperimenta je sedaj v izgradnji na isti lokaciji. Eksperiment je v vsem podoben prejšnim generacijam, le da je 20-krat večji.

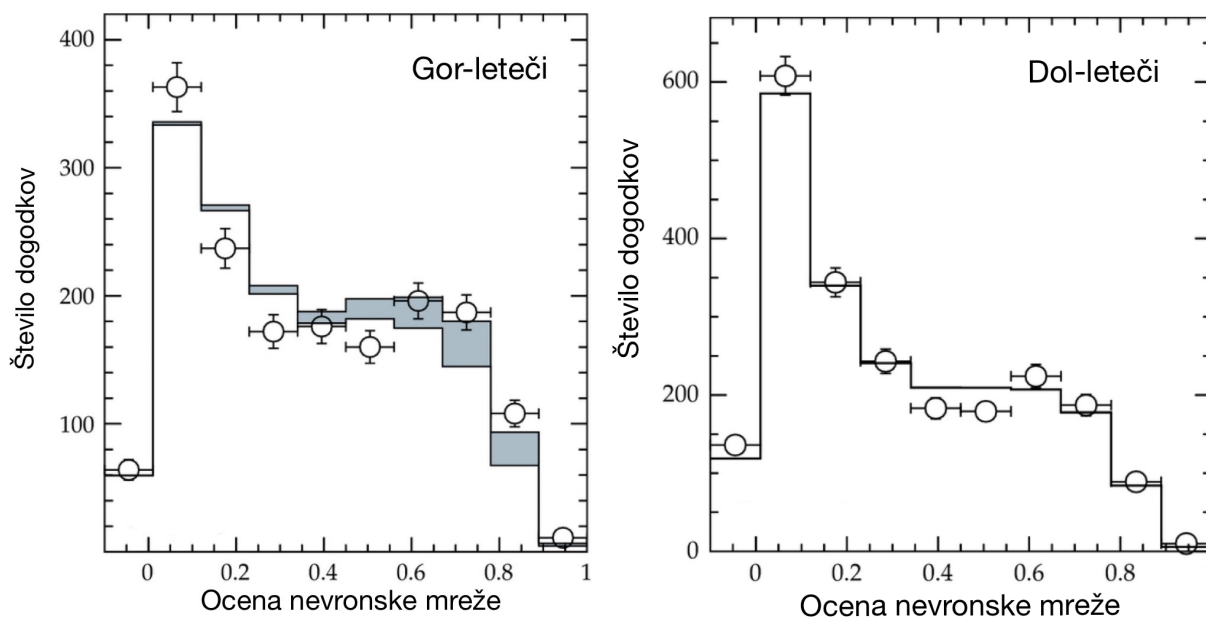


**Slika 15.** Shema Kamiokande eksperimenta prikazuje valjasti detektor, ki se nahaja 1000 m pod goro Ikeno. Poleg detektorja so prikazane še ostale komponente observatorija. [22]

Podrobneje si poglejmo sedanjo drugo generacijo - eksperiment SuperKamio-kande. Detektor preko merjenja Čerenkovega sevanja zazna različne vzorce, ki jih ustvari svetloba. To nam omogoča razliko-vanje med okusi nevtrinov. Eden glavnih rezultatov SuperKamio-kande je bil potrjen primanjkljaj atmosfernih nevtrinov, kot je opisan zgoraj. Merjeni so bili tau nevtrini, katere je težko meriti, saj lepton tau hitro razpade zaradi velike mirovne mase. Kandidate za opažene tau nevtrine je nevronska mreža preko strojnega učenja potrdila, kar je izboljšalo natančnost. Končni rezultati meritev skozi več let so potrdili mešanje mionskega nevtrina s tau nevtrinom ( $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ) preko razlike v gor in dol letočih tau nevtrinih (glej Sliko 17). Pri 173 kilotonah na leto ekspozicije so opazili  $180.1 \pm 44.4$  dogodkov, kar se je v okviru napake ujemalo s pričakovanim številom  $120.2 \pm 34.5$ . Vir: [25]



**Slika 16.** Prikazana je notranjost detektorja SuperKamio-kande. Posamezne krogle so fotopomnoževalke, ki ob detekciji ojačajo signal. Na levi opazimo tri raziskovalce, ki so zelo majhni glede na celoten detektor. Vir: [24]



**Slika 17.** Prikazana sta rezultata nevronske mreže za gor-leteče (levo) in dol-leteče (desno) tau nevtrine. Večja kot je ocena, večja je verjetnost, da smo zaznali tau nevtrino. Osenčen del prikazuje delež nevtrinov, ki so oscilirali v tau okus, medtem ko brezbarven del prikazuje ostale interakcije, ki niso rezultat tau nevtrina. Opazimo veliko večji delež tau nevtrinov pri gor letečih nevtrinih, saj preletijo večjo razdaljo. Vir: [21]

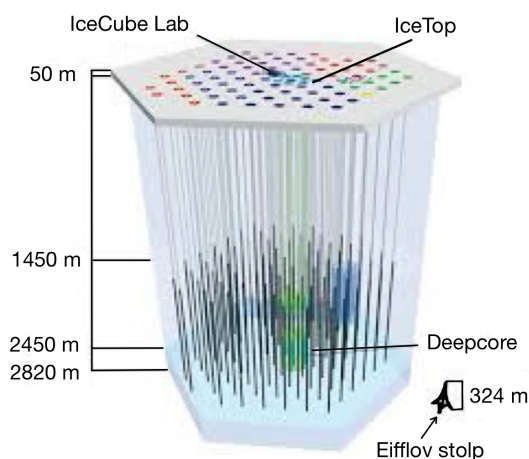
### 3.2.2 Observatorij IceCube

Observatorij IceCube je nevtrinski eksperiment, ki se nahaja na južnem polu Zemlje [26]. Deluje na podoben način kot detektorji v observatoriju Kamioka, saj zaznava svetlobo Čerenkova, ki jo ustvarijo leptoni, le da je snov, skozi katero potujejo leptoni, čisti led. Eksperiment je bolj občutljiv za mionske nevtrine.

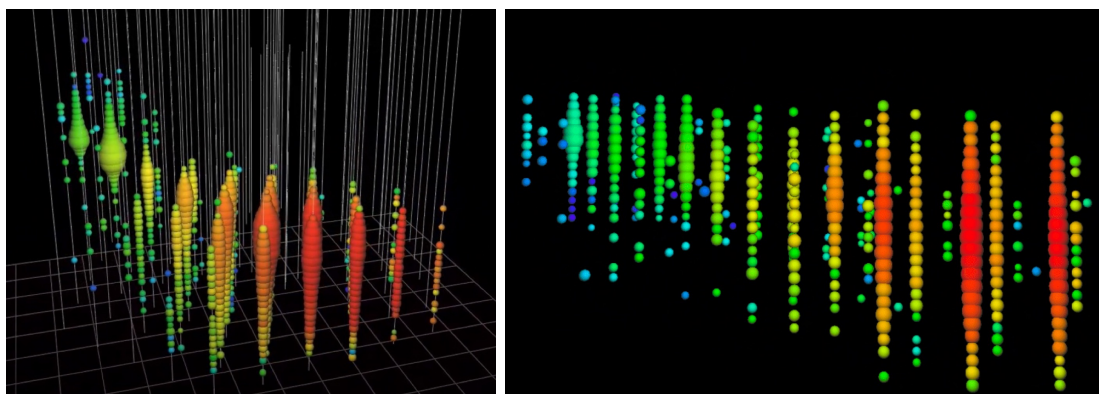
Observatorij je pričel z delovanjem leta 2010 in še vedno deluje. Sestavljen je iz cevi, v katerih so detektorji. Tako razporejeni detektorji omogočajo zaznavanje Čerenkovega stožca v treh dimenzijah. Na površju se nahaja detektor, ki se imenuje IceTop. Ta del eksperimenta zazna tudi delce, ki niso posledica nevtrinov, in jih filtrira. Glavni del eksperimenta DeepCore se nahaja nekaj km pod ledom. Shema poskusa je prikazana na Sliki 18.

Pomembna naloga eksperimenta IceCube je zaznavanje visokoenergijskih nevtrinov, saj ima zelo velik energijski obseg (100 GeV - nekaj PeV). Tak obseg omogoča opazovanje kozmičnih nevtrinov, ki so posledica supernov, črnih lukenj in podobnih vesoljskih pojavov. Zaradi tako velikih energij so ti nevtrini teh pojavov prišli izven naše galaksije. Detekcija enega takega visoko-energijskega nevtrina je prikazana na Sliki 19.

Detekcija teh nevtrinov je zelo pomembna, saj nam lahko pokažejo lego supernov in črnih lukenj. Z raziskavo tako ustvarjenih nevtrinov tudi bolje razumemo tovrstne kozmične pojave. Eden od primerov je detekcija mionskega nevtrina, ki je prišel iz močnega pljuska črne luknje, kot je prikazano na Sliki 19. Na slikah barva predstavlja čas detekcije in velikost krogel zaznano intenziteto.



**Slika 18.** Shema observatorija IceCube prikazuje cevi v katerih so posamezni detektorji Čerenkove svetlobe. Observatorij je sestavljen iz dveh delov, IceTop in DeepCore, kjer je slednji glavni za raziskovanje nevtrinov. Za občutek velikosti je zraven prikazan Eifflov stolp. Vir: [27]



**Slika 19.** Prikazana sta dva pomembna rezultata observatorija IceCube, saj imajo zaznani nevtrini zelo visoko energijo. Detekcija nevtrina z energijo okoli devet PeV (levo). Detekcija mionskega nevtrina z energijo okoli 300 TeV, ki je prišel iz pljuska črne luknje (desno). Vir: [26]

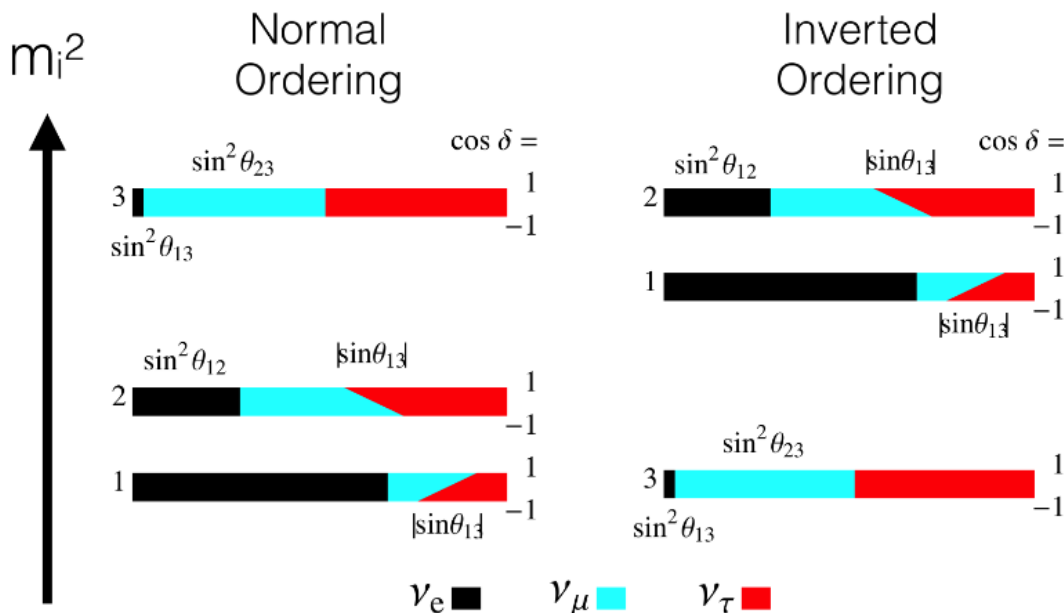
### 3.3 Trenutni eksperimentalni rezultati

Poleg zgoraj opisanih observatorijev so k rezultatom parametrov nevtrinskih oscilacij prispevali tudi rezultati drugih eksperimentov. V rezultatih upoštevamo tudi ugotovitve študija atmosferskih nevtrinov zaznanih v eksperimentu SuperKamiokande in rezultate prikažemo za normalno in obratno hierarhijo. Pri parametru  $\Delta m_{3l}^2$  je  $l$  odvisen od ureditve mas: za normalno ureditev velja  $\Delta m_{31}^2 > 0$  in obratno ureditev  $\Delta m_{32}^2 < 0$ . Najnovejši povzetek parametrov je izšel leta 2021 [28] in je zbran v naslednji Tabeli 1:

Parameter	Normalna ureditev	Obratna ureditev
$\theta_{12} [^\circ]$	$33.45^{+0.77}_{-0.75}$	$33.45^{+0.78}_{-0.75}$
$\theta_{13} [^\circ]$	$8.62^{+0.12}_{-0.12}$	$8.61^{+0.14}_{-0.12}$
$\theta_{23} [^\circ]$	$42.1^{+1.1}_{-0.9}$	$49.0^{+0.9}_{-1.3}$
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5}} [\text{eV}]$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$	$7.42^{+0.21}_{-0.20}$
$\frac{\Delta m_{3l}^2}{10^{-3}} [\text{eV}]$	$2.510^{+0.027}_{-0.027}$	$-2.490^{+0.026}_{-0.028}$
$\delta_{CP} [^\circ]$	$230^{+36}_{-25}$	$278^{+22}_{-30}$

**Tabela 1.** Tabela prikazuje najnatančnejše rezultate za parametre nevtrinskih oscilacij. Prvi trije koti  $\theta$  opisujejo mešanje različnih okusov nevtrinov. Nato so podane razlike v masah med lastnimi masnimi stanji, zaradi katerih ne moremo točno določiti ureditve masnih stanj. Zadnji parameter je faza kršitve CP parnosti, ki nosi pomembne lastnosti. Rezultati so bili pridobljeni iz več nevtrinskih eksperimentov in so zbrani v članku [28].

Gornje rezultate lahko predstavimo tudi v obliki diagrama na Sliki 20. Različne barve prikazujejo deleže, ki jih k masnim stanjem prispevajo stanja okusa. Poševne črte prikazujejo vpliv faze  $\delta_{CP}$  na delež mionskega in tau okusa.



**Slika 20.** Prikaz masnih stanj glede na deleže stanj okusa. Deleži so odvisni od parametrov nevtrinskih oscilacij predstavljenih v zgornji tabeli. Poševne črte nakazujejo vpliv faze  $\delta_{CP}$ . Prikazani sta obe možni masni hierarhiji, saj prave hierarhije trenutno še ne poznamo. Vir: [29]

### 3.4 Prihodnost in izzivi

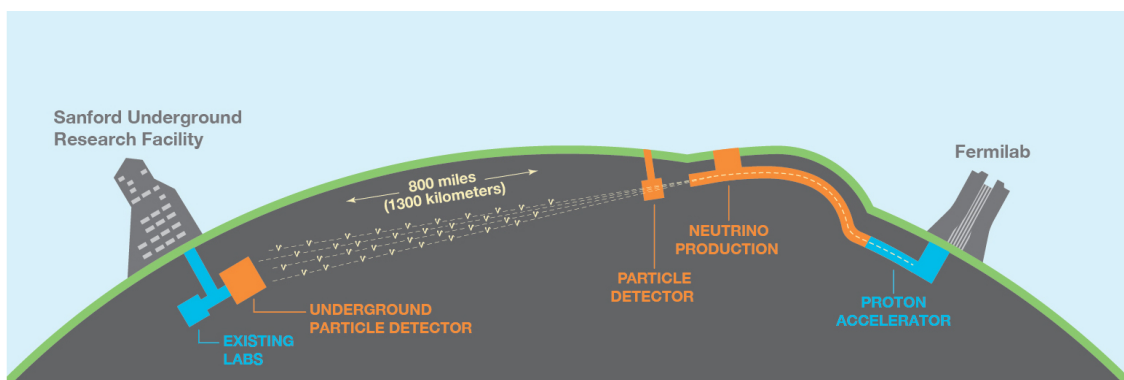
Prihodnost nevtrinskih lastnosti je polna vprašanj. Odgovori nanje bodo spremenili naše razumevanje vesolja. Z vedno večjim številom podatkov bomo lahko natančneje določili parametre nevtrinskih oscilacij. Pri tem bo imela glavno vlogo faza kršitve CP,  $\delta_{CP}$ . Natančna meritev faze bo imela velike posledice na razumevanju fizike delcev. Drugo vprašanje, na katerega bomo morda kmalu dobili odgovor, je masna hierarhija nevtrinov, kar bi bilo tudi veliko odkritje. Odgovoriti pa želimo tudi na vprašanja glede sterilnih nevtrinov in temne snovi.

Nanje ima namen odgovoriti prihajajoči eksperiment DUNE: deloval bo podobno kot T2K na Japonskem, vendar z drugačnim detektorjem nevtrinov. Uspeh eksperimenta je ključno odvisen od natančnega opisa presekov za reakcije. Zaradi slabega poznavanja procesov nevtrinov se moramo zanesti na natančne simulacije. Izdelovanju le teh se danes posveča veliko pozornosti, njihovo ustreznost pa se intenzivno preverja s podatki sipalnih poskusov z elektroni.

#### 3.4.1 Deep Underground Neutrino Experiment - DUNE

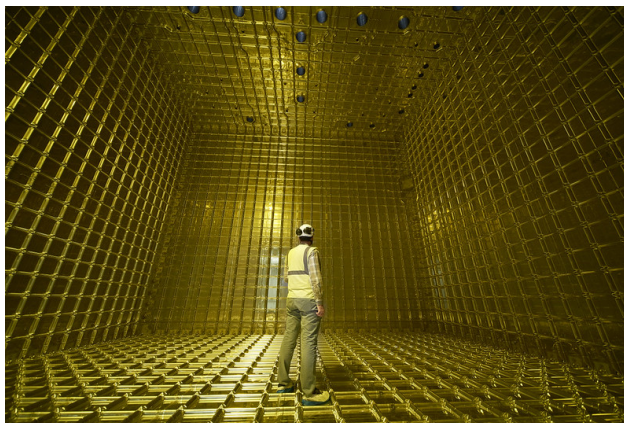
DUNE je nevtrinski eksperiment, ki ga gradijo v ZDA. Eksperiment je kolaboracija med nacionalnim laboratorijem FermiLab (Illinois) in podzemno raziskovalno postajo v Sanfordu (južna Dakota) [30, 11]. Presek eksperimenta je prikazan na Sliki 21.

Sestavljen je iz dveh detektorjev in izvora nevtrinov. V eksperimentu bo zmogljiv pospeševalnik delcev PIP-II v FermiLab pospešil protone do kinetične energije 800 GeV. Pri trku protonov z grafitno tarčo se bodo izsevali nevtrini. Teh bo okoli  $10^9$  vsako sekundo, zaznal pa jih bo bližnji detektor. Drugi detektor bo od prvega oddaljen 1300 km, kar glede na enačbo (5) pomeni velik delež vseh okusov. Pri različnih energijah nevtrinov (kot kaže Slika 8) to olajša raziskavo lastnosti nevtrinov.



**Slika 21.** Presek eksperimenta DUNE kaže obe postaji; SURF ter FermiLab. Modra barva predstavlja že izgrajene projekte, medtem ko oranžna predstavlja projekte v izgradnji. Nevtrini bodo ustvarjeni s pospeševalnikom v FermiLabu in nato detektirani v SURF. Vir: [31]

Kot drugi nevtrinski eksperimenti bo tudi oddaljeni detektor pri eksperimentu DUNE zelo velik, kjer je razlog spet v majhnem sipalnem preseku nevtrinov. Detektor bodo sestavljali štiri module s po 17000 tonami tekočega argona, kar bo pomenilo, da bo detektor eden največjih na svetu (glej Sliko 22). Ionizacijske celice bodo zaznale leptone, ki jih bodo oddali atomi argona pri trku z nevtrini. Ob zagonu bo eksperiment zajemal gromozansko število podatkov. Vsako sekundo bo sistem zbral nekaj terabytov podatkov.



**Slika 22.** Notranjost detektorja ProtoDUNE, ki predstavlja koncept za končni eksperiment DUNE. Glede na skalo človeka je detektor ogromen. Vir: [32]

Eksperiment DUNE ima namen izpolniti več ciljev. Prvo je natančneje določiti parametre mešalne matrike PMNS (2).

Eksperiment bo lahko preveril tudi kršitev CP z meritvijo faze  $\delta_{CP}$ . Drugi cilj bo raziskovanje lastnosti kozmičnih dogodkov, kot so nevtronske zvezde, črne luknje in supernove. Tretji cilj bo iskanje razpada protona. Uspeh zastavljenih ciljev je ključno odvisen od dobrega razumevanja interakcij nevtrinov s snovjo. Dober opis sipalnih presekov je ena glavnih nalog pred zagonom eksperimenta. V ta namen fizikalna skupnost razvija različne simulacije, katerih cilj je natančno opisati te interakcije.

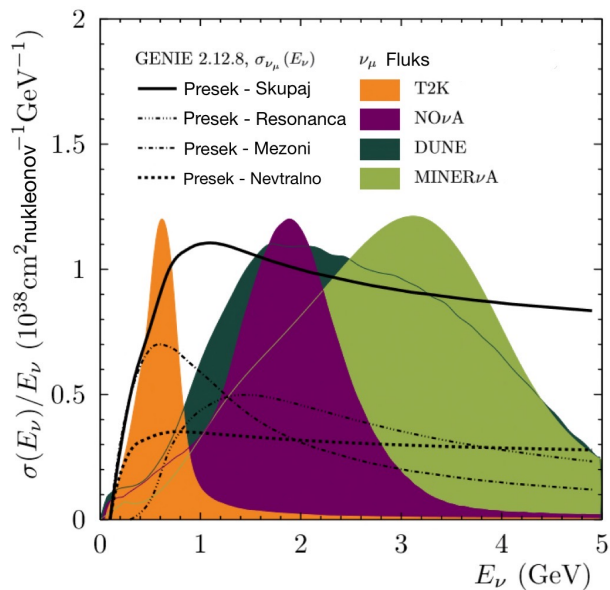
### 3.4.2 Simulacija GENIE in primerjava z elektronskimi eksperimenti

Simulacija nevtrinskih dogodkov se je v zadnjih letih uveljavila kot glavno orodje teoretičnih napovedi nevtrinskih eksperimentov [13]. Priročna je zaradi svojih univerzalnih modelov, ki veljajo v spektru energij od MeV do PeV. GENIE je simulacija tipa Monte Carlo. Simulacija deluje na treh kategorijah modelov, pri katerih glede na energijo upošteva perturbativni ali neperturbativni opis sipanj.

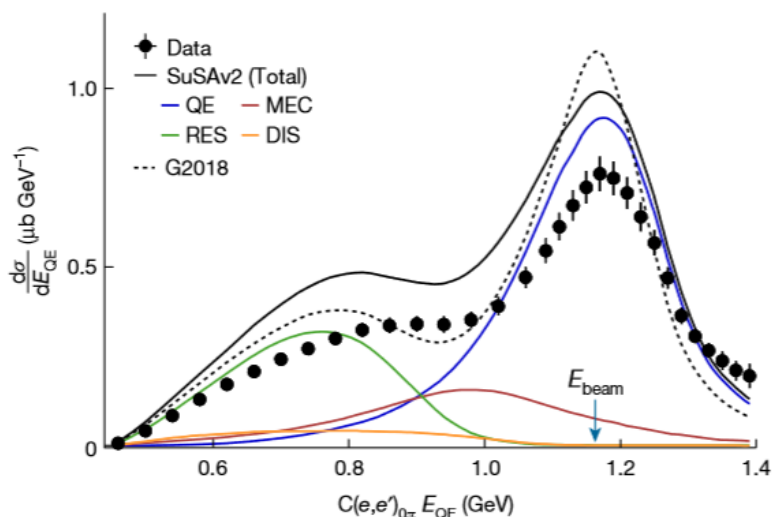
- Jedrski modeli: Uporaba kinematike reakcije ter relativistični modela Fermijevega plina, da določi lastnosti sipanja.
- Modeli presekov: Izračun diferencialnih in totalnih presekov ob upoštevanju različnih sipalnih procesov (CCQE, NCQE, CCRES, BRES, ...).
- Modeli tvorbe hadronov: Določitev končnega stanja in gibalne količine delcev.



Detektorji eksperimenta DUNE bodo kot snov, v kateri se bodo odvijale interakcije, uporabljali tekoči argon. Zato moramo za argon dobro poznati preseke reakcij pri različnih energijah (glej Sliko 23). Trenutna situacija glede teh podatkov je slaba, saj podatki niso na voljo. Lahko bi uporabili simulirane podatke, vendar se moramo prepričati, da so le ti natančni. V ta namen so v nacionalnem laboratoriju Jefferson izvedli eksperimente z elektroni pri različnih energijah [33, 34] in z njimi preverili rezultate simulacije. Na žalost so rezultati primerjave pokazali slabo ujemanje trenutne simulacije z eksperimentalnimi podatki kot kaže Slika 24 in je opisano v članku [35]. Za uspeh nadaljnjih nevtrinskih eksperimentov, kot je DUNE, je torej ključno investirati več truda za izboljšavo tovrstnih simulacij, kot je GENIE.



**Slika 23.** Barvno so prikazani spektri eksperimentov. DUNE bo imel zelo širok spekter energij, kar bo omogočilo natančnejšo analizo. Črtasto je prikazana GENIE simulacija presekov v odvisnosti od energije. Podobno je prikazano na Sliki 12. Vir: [36]



**Slika 24.** Primerjava totalnega preseka za sipanje elektronov na ogljiku s simulacijo GENIE. Prikazani so posamezni sipalni preseki in njihov skupni presek, ki ga izračunala simulacija GENIE. Opazimo, da se slabo primerja s podatki. Vir: [35]

#### 4. Zaključek

Dejstvo, da imajo nevtrini maso, je izpostavilo pomanjkljivost v Standardnem Modelu in pokazalo na novo fiziko onkraj njega. Z eksperimenti je bil opažen primanjkljaj sončnih in atmosferskih nevtrinov, kar je potrdilo teorijo nevtrinskih oscilacij. Pokazali smo, da so nevtrini v resnici superpozicija treh okusnih stanj, ki se mešajo glede na matriko PMNS. Nato smo preko te definicije izračunali verjetnost za prehod med stanji, kar je osnova nevtrinskih oscilacij. Nato smo raziskali delovanje različnih detektorjev nevtrinov in predstavili nekaj glavnih eksperimentov ter njihove rezultate. Zaključili smo s prihodnostjo raziskav nevtrinske fizike, kjer smo predstavili prihajajoči eksperiment DUNE ter izzive s katerimi se bo soočil.

Odkritje nevtrinskih oscilacij je, kot večina fizike, poleg odgovorov postavilo tudi nova vprašanja. Nekateri odgovori na ta vprašanja bodo lahko zelo spremenili naše razumevanje narave vesolja.

## 5. Dodatek

## 5.1 Detektorji na Čerenkovo sevanje

Veliko število eksperimentov uporablja sevanje Čerenkova kot indikator leta leptona. Čerenkova svetloba nastane pri letu nabitih delcev s hitrostjo  $v$  večjo od hitrosti svetlobe v snovi,  $c_n = c_0/n$ , kjer je  $c_0$  hitrost svetlobe v vakuumu in  $n$  lomni količnik, ki je v splošnem odvisen od frekvence  $n = n(\omega)$ . Razlog za sevanje je v asimetričnosti lokalne polarizacije  $\mathbf{P}$  dielektrične snovi na smer leta, ki jo opiše hitrost  $\mathbf{v}$ , kot je opisano v [17].

Predstavljamo si lahko, da nabit delec pri letu deformira električno polje atomov in jih za kratek čas spremeni v električne dipole. Če je hitrost delca manjša kot hitrost svetlobe v snovi je lokalna polarizacija okoli delca simetrična in ne dobimo dipolnega sevanja. Razlog je v tem, da se v tem primeru dipoli hitro relaksirajo. V primeru, ko je delec hitrejši od svetlobe v snovi, je lokalna polarizacija asimetrična, kar povzroči sevanje dipolov, kot je prikazano na Sliki 25.

Osredotočimo se sedaj na meritev detektorja. Po Huygensovem načelu

velja za  $v > c_n$  konstruktivna superpozicija po fronti takoj za delcem, kar da sevanje v obliki stožca, kot je prikazano na Sliki 26. Temu rečemo Čerenkova relacija in podobno velja pri zvoku, kjer dobimo t.i. Machov stožec . Kot stožca je dan z enačbo:

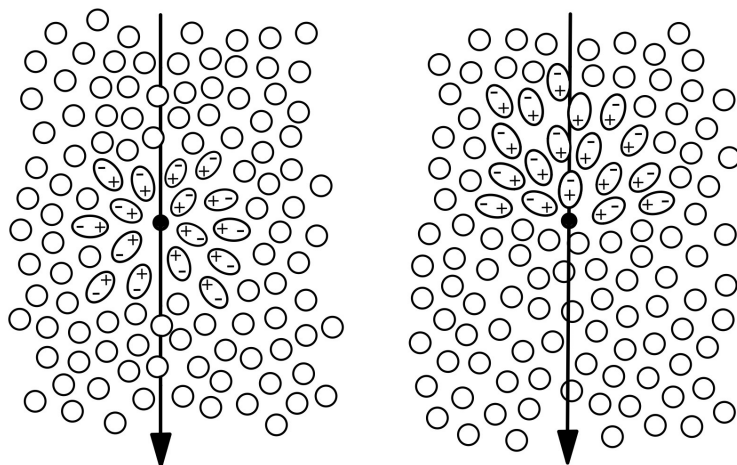
$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta = \frac{v}{c_0}$$

Pri meritvi nas zanima energija delca, zato uporabimo Lorentzov faktor  $\gamma = \frac{E}{mc^2}$ . Preko krajše izpeljave dobimo naslednjo odvisnost Čerenkovega kota,

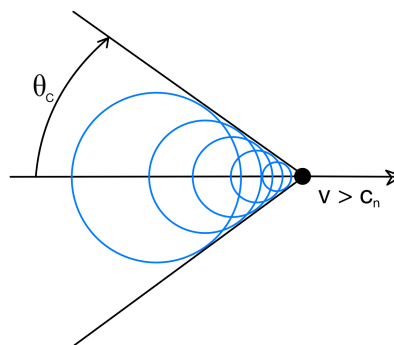
$$\sin^2 \theta_c = \sin^2 \theta_{\max} \frac{\gamma^2 - \gamma_{\text{th}}^2}{\gamma^2 - 1},$$

kjer sta parametra  $\theta_{\max}$  in  $\gamma_{\text{th}}$  podana kot,

$$\cos \theta_{\max} = \frac{1}{n}, \quad \gamma_{\text{th}} = \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}}.$$

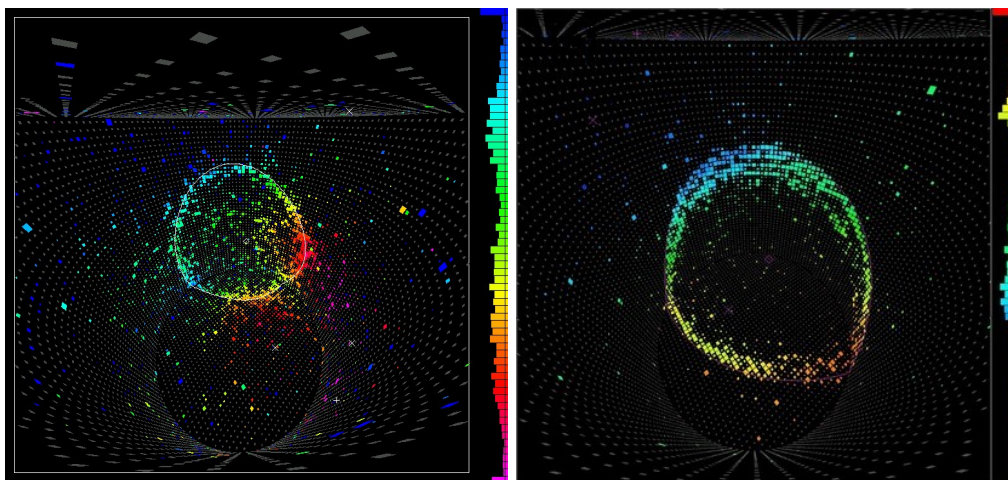


Slika 25. Nabit delec pri letu skozi snov polarizira atome. Simetrična polarizacija pri  $v < c_n$  (levo). Asimetrična polarizacija pri  $v > c_n$  (desno).



Slika 26. Skica prikazuje svetlobni stožec, ki se širi pod kotom  $\theta_c$  zaradi nabitega delca, ki ima hitrost večjo kot hitrost svetlobe v snovi ( $v > c_n$ ).

Čerenkovo svetlobo nato zaznamo s fotopomnoževalkami, ki morajo biti razporejene v prostoru, zato da lahko izmerimo kot. Če želimo razlikovati med sledmi elektronov in mionov upoštevamo še zavorno sevanje elektrona pri letu skozi snov. Zavorno sevanje dodatno seva fotone, ki slabo sledijo stožcu. Zato pri detekciji dobimo "razmazan" krog, kar prikazuje Slika 27.



**Slika 27.** Prikazani sta zaznavi različnih delcev preko Čerenkovega sevanja. Detekcija elektrona  $e$  (levo) [37], detekcija miona  $\mu$  (desno) [38]. Barva predstavlja čas detekcije.

## LITERATURA

- [1] Peter W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), no. 508, <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.508>.
- [2] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964), no. 321, <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [3] V. A. Bednyakov, N. D. Giokaris, *On Higgs mass generation mechanism in the Standard Model*, Phys. Part. Nucl. **39** (2008), no. 13, arXiv:hep-ph/0703280.
- [4] B. Pontecorvo, *Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge*, Sov. Phys. JETP (1968) no. 26, 984-988.
- [5] C. Burgess in G. Moore, *The Standard Model: A Primer*, Cambridge University Press, Cambridge, 2007.
- [6] J. Strnad, *Fizika, Del 4, Molekule, kristali, jedra, delci*, DMFA, 2018.
- [7] J. L. Hewett et al, *Planning the Future of U.S. Particle Physics (Snowmass 2013): Chapter 2: Intensity Frontier*, arXiv:1401.6077.
- [8] A. Cabrera et al, *Synergies and Prospects for Early Resolution of the Neutrino Mass Ordering*, arXiv:2008.11280.
- [9] M. C. Gonzalez-Garcia, M. Yokoyama, *Neutrino Masses, Mixing, and Oscillations*, Prog. Theor. Exp. Phys. (2020), 083C01 2021 update.
- [10] Vogel P., Wen L. & Zhang C., *Neutrino oscillation studies with reactors* Nat Commun **6** (2015), 6935, <https://doi.org/10.1038/ncomms7935>.
- [11] R. Acciarri et al (DUNE Collaboration), *Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report Volume 2: The Physics Program for DUNE at LBNF*, arXiv:1512.06148 [physics.ins-det].
- [12] S. Naaz et al., *Effect of final state interactions on neutrino energy*, Nuc. Phys. B (2018), no. 933, 40-52.
- [13] C. Andreopoulos et al, *The GENIE Neutrino Monte Carlo Generator*, arXiv:0905.2517 [hep-ph].
- [14] Artur M Ankowski in Camillo Mariani, *Systematic uncertainties in long-baseline neutrino oscillation experiments*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **44** (2017), 054001 <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6471/aa61b2/meta>.
- [15] R.A. Smith, E. J. Moniz, *Neutrino on nuclear targets*, Nucl. Phys. B **43** (1972), 605, <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0550321372900405?via%3Dihub>.
- [16] Artur M. Ankowski, Omar Benhar, Makoto Sakuda, *Improving the accuracy of neutrino energy reconstruction in charged-current quasielastic scattering off nuclear targets*, Phys. Rev. D **91** (2015), 033005, <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.91.033005>
- [17] H. Kolanoski in N. Wermes, *Particle Detectors - fundamentals and applications*, Oxford University Press, Oxford, 2020.
- [18] Raymond Davis Jr., *Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the  $Cl^{37}(\bar{\nu}, e^-)Ar^{37}$  Reaction*, Phys. Rev. **97** (1955), 766, <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.97.766>.
- [19] M. Honda, T. Kajita, K. Kasahara, S. Midorikawa, *Atmospheric Neutrinos*, Prog.Theor.Phys.Suppl. (1996), no. 123, 483-490, arXiv:hep-ph/9511223.
- [20] Q. R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), *Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by  $^8B$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87**, 071301 <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.87.071301>.
- [21] T. Kajita, *Atmospheric Neutrinos*, (2012), <https://doi.org/10.1155/2012/504715>.
- [22] <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/gallery/index-e.html>, 3. 6. 2022.
- [23] <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/en/sk/about/>, 3. 6. 2022.
- [24] <https://bigthink.com/surprising-science/beneath-japans-mount-ikeno-is-a-dazzling-particle-detector/>, 3. 6. 2022.
- [25] K. Abe et al (Super-Kamiokande Collaboration), *A Measurement of Atmospheric Neutrino Flux Consistent with Tau Neutrino Appearance*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006), 171801, arXiv:hep-ex/0607059.
- [26] IceCube experiment, <https://icecube.wisc.edu/>, 22.3.2022.
- [27] [https://en.wikipedia.org/wiki/IceCube\\_Neutrino\\_Observatory](https://en.wikipedia.org/wiki/IceCube_Neutrino_Observatory), 3. 6. 2022.
- [28] Gonzalez-Garcia, M.C.; Maltoni, M.; Schwetz, T. NuFIT: *Three-Flavour Global Analyses of Neutrino Oscillation Experiments*, Universe **7** (2021), no. 459, <https://doi.org/10.3390/universe7120459>.
- [29] <https://cerncourier.com/a/neutrino-production-moves-to-an-industrial-scale/>, 3. 6. 2022.
- [30] R. Acciarri et al (DUNE Collaboration), *Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report Volume 1: The LBNF and DUNE Projects*, arXiv:1601.05471 [physics.ins-det].
- [31] <https://www.dunescience.org/>, 3. 6. 2022.
- [32] <https://home.cern/news/press-release/experiments/first-particle-tracks-seen-prototype-international-neutrino>, 3. 6. 2022.

- [33] H. Dai et al (Jefferson Lab Hall A Collaboration), *First Measurement of the  $Ar(e, e') X$  Cross Section at Jefferson Lab*, Phys. Rev. C **99** (2019), 054608, arXiv:1810.10575 [nucl-ex].
- [34] M. Murphy et al (Jefferson Lab Hall A Collaboration), *Measurement of the cross sections for inclusive electron scattering in the E12-14-012 experiment at Jefferson Lab*, Phys. Rev. C **100** (2019), 054606, arXiv:1908.01802 [hep-ex].
- [35] Khachatryan, M., Papadopoulou, A., Ashkenazi, A. et al. *Electron-beam energy reconstruction for neutrino oscillation measurements*, Nature **599** (2021), 565–570. <https://doi.org/10.1038/s41586-021-04046-5>.
- [36] <https://indico.cern.ch/event/818781/contributions/3595976/attachments/1963552/3264382/sDolanTalkNuPhysFinal.pdf> 3.6.2022.
- [37] <https://physicsopenlab.org/2016/04/24/diy-cherenkov-detector/>, 3. 6. 2022.
- [38] Adam Bernstein et al, *Report on the Depth Requirements for a Massive Detector at Homestake*, arXiv:0907.4183.