

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Matematikai és Physikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LXII. évfolyam

2. szám

2012. február

NEUTRÍNÓOSZCILLÁCIÓ, LEPTOGENEZIS, NEUTRÍNÓGYÁRAK

Fényes Tibor
MTA ATOMKI, Debrecen

A *neutrínók* a leptonok közé tartozó, elektromosan semleges elemi részecskék. Mindhárom leptoncsaládnak megvan a maga neutrínója, így vannak elektron-neutrínók (ν_e), müonneutrínók (ν_μ) és tauneutrínók (ν_τ), valamint létezik mindegyiknek antineutrínó párja is: $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$. Ha a Z a sebesség irányát jelenti, a neutrínókra a spin Z komponense $J_Z = -1/2$ (balkezes), az antineutrínókra $J_Z = +1/2$ (jobbkezes).

A neutrínók sajátosságai sok tekintetben egyediek. Rendkívül kicsi a tömegük, kisebb mint bármelyik más lepton vagy kvark elemi részecskéé. Például az elektronneutrínó tömege < 2 eV, míg az elektroné 0,511 MeV. A neutrínók kölcsönhatása anyaggal rendkívül kicsi. A reaktorból származó antineutrínók közepes szabad úthossza kondenzált anyagban $\sim 10^{16}$ km (~ 1000 fényév), aminek az az alapvető oka, hogy sem az erős, sem az elektromágneses kölcsönhatásban nem vesznek részt. Ugyanakkor a neutrínók az általunk ismert Világegyetem leggyakoribb anyagi részecskéi, csak a fotonok száma nagyobb náluk.

A *neutrínófizika fejlődése során számos meglepetéssel szolgált* és alapvetően megtermékenyítette a magfizikát és részecskefizikát. Nem sokkal azután, hogy Pauli 1931-ben feltételezte a neutrínók létét, Fermi 1933–34-ben megalkotta a β -bomlás elméletét, amelynek szerves részét képezik a neutrínók. Mindmáig ez a β -bomlás alapvető elmélete. A neutrínófizikai eredmények igen lényeges szerepet játszottak a gyenge kölcsönhatás vektor-axiálvektor jellegének felderítésében, a gyenge semleges áram felfedezésében (abban, hogy a gyenge kölcsönhatást nem csak az elektromosan töltött W^\pm -bozonok, hanem a semleges Z -bozon is közvetíti), az egyesített elektrogyenge-elmélet kidolgozásában, a nukleonszerkezet tanulmányozásában. A neutrínófi-

zika újabban már gyakorlati alkalmazása is van, detektáltak geoneutrínókat, távoli szupernóva-robbanásból származó neutrínókat, szerepük van a kozmikus sugárzás eredetének felkutatásában.

A neutrínófizika egyik legutóbbi, lényeges felismerése a *neutrínóoszilláció* volt. Ez azt jelenti, hogy a neutrínóknak repülésük során változik az „ízük”, azaz az elektron-, müon- és tauneutrínó összetételük. Az oszcilláció alapvető oka az, hogy a neutrínóknak kicsi, de különböző tömegük van és a különböző ízű neutrínók a neutrínók tömegsajátértékeinek különböző keverékeiként állnak elő. Az ízváltozást mára már mind a nap- és reaktorneutrínós, mind az atmoszférikus és gyorsító neutrínóvizsgálatok egyértelműen mutatják (Gonzalez-Garcia, Maltoni [1], Mohapatra és mts. [2], Particle Data Group [3, 4], Fényes [5]).

A *jelen közlemény* első része vázlatosan ismerteti a neutrínóoszilláció elméleti értelmezését, valamint összegzi a neutrínóoszilláció kutatásában elért legfontosabb eredményeket és a még nyitott kérdéseket. A második rész a fejlődési irányokat tárgyalja, az első generációs szupernyaláb és reaktorneutrínó kísérleteket, valamint a második generációs szupernyaláb, β -nyaláb és neutrínógyár terveket.

A neutrínóoszilláció kvantummechanikai elmélete

A neutrínók oszcillációja elméletileg is értelmezhető. A feltevés szerint a neutrínók különböző fajtái izsaját-állapotban ($|\nu_e\rangle$, $|\nu_\mu\rangle$, $|\nu_\tau\rangle$) állnak elő, illetve semmülnek meg, de ezek tömeg-sajátállapotok ($|\nu_1\rangle$, $|\nu_2\rangle$, $|\nu_3\rangle$) szuperpozíciói.

A kapcsolat mátrix alakban kifejezve:

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \\ |v_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \\ |v_3\rangle \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Az U -mátrixot Pontecorvo (1957, 1958), illetve Maki–Nakagawa–Sakata (1962) ismerte fel először, így róluk nevezték el.

Ha minden neutrínó tömeg nélküli lenne, a tömeg- és ízsajátállapotok egybeesnének és nem lenne neutrínóátalakulás sem. Az (1) összefüggés feltételezi, hogy a neutrínóknak van tömege.

Ha a neutrínóknak van tömege, a v_1, v_2, v_3 tömeg-állapotokban lévő neutrínók – mint később látni fogjuk – eltérő frekvenciával haladhatnak. Így fáziskülönbség alakulhat ki közöttük a megtett távolság függvényében, ami neutrínó-ísváltozáshoz (oszcillációhoz) vezethet.

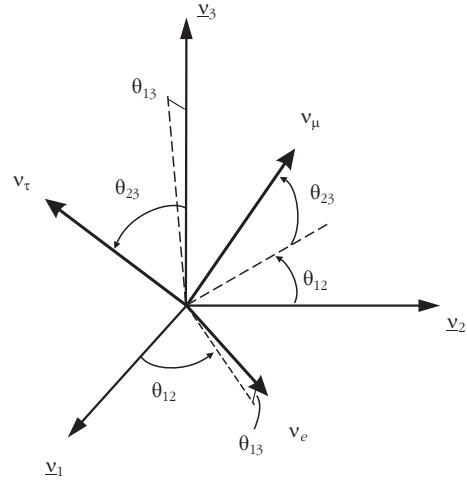
Az (1) mátrix analóg a kvarkkeveredési mátrixszal, ahol a kísérleti adatok egyértelműen mutatják a mátrix unitér jellegét [4]. (Unitér egy U -mátrix akkor, ha $U^\dagger U = 1$ és $U U^\dagger = 1$, ahol 1 egységmátrixot jelöl. Az U^\dagger mátrix úgy képezhető U -ból, hogy a sorokat és oszlopokat megcseréljük és minden elem komplex konjugáltját képezzük.) Az unitér mátrix elemei parametrizálhatók három keveredési szöggel: $\theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}$ és egy δ fázissal. (Ha a neutrínók Majorana-részecskék, további két fázis lehet.) A θ szögek rotációs transzformációnak felelnek meg az 1. ábra szerint. A keveredési mátrix parametrizált alakja a következő:

$$\begin{pmatrix} c_{12} c_{13} & s_{12} c_{13} & s_{13} e^{-i\delta} \\ -s_{12} c_{23} - c_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{12} c_{23} - s_{12} s_{23} s_{13} e^{i\delta} & s_{23} c_{13} \\ s_{12} s_{23} - c_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & -c_{12} s_{23} - s_{12} c_{23} s_{13} e^{i\delta} & c_{23} c_{13} \end{pmatrix} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\phi_2 + \delta)} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

ahol $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ és $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. Dirac-neutrínók esetében a (2) kifejezésnek csak az első mátrixa veendő figyelembe, Majorana-neutrínóknál mind a kettő. A δ -t Dirac-fázisnak, a ϕ_1 -t és ϕ_2 -t Majorana-fázisnak nevezik. Dirac-neutrínóknál a balkezes neutrínó és a jobbkezes antineutrínó két különböző részecske. A Majorana-neutrínóknál a neutrínó azonos az antirészecskéjével ($v = \bar{v}$), azaz csak egy $\frac{1}{2}$ spinű neutrínó van, de két különböző alállapot: v_{bal} és v_{jobb} . Jelenleg még nem eldöntött kérdés, hogy melyik elképzelés valósul meg a természetben.

A tárgyalás egyszerűsítése érdekében tekintsünk csak két ízsajátállapotot (v_e, v_μ) és két tömeg-sajátállapotot (v_1, v_2). Ekkor az U mátrix a következőképpen alakul:



1. ábra. Rotációs transzformáció a neutrínók keveredési mátrixában.

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Az unitér transzformáció csak egy szabad paramétert tartalmaz, a θ keveredési szöget.

Ha az elektronneutrínó $t = 0$ időben keletkezett p impulzussal, az időtől függő hullámegyenlet megoldása szerint síkhullámként terjed és t idő múlva az állapota a következő lesz:

$$|v_e\rangle_t = \exp\left(\frac{-i E_1 t}{\hbar}\right) \cos \theta |v_1\rangle + \exp\left(\frac{i E_2 t}{\hbar}\right) \sin \theta |v_2\rangle,$$

ahol

$$E_1 = \sqrt{p^2 c^2 + m_1^2 c^4}, \quad E_2 = \sqrt{p^2 c^2 + m_2^2 c^4}.$$

Itt nem részletezett levezetés alapján közel fénysebességgel terjedő neutrínónyalábra a következő kifejezés nyerhető:

$$P_e(t \approx L/c) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left[\frac{(E_2 - E_1)L}{2\hbar c}\right], \quad (4)$$

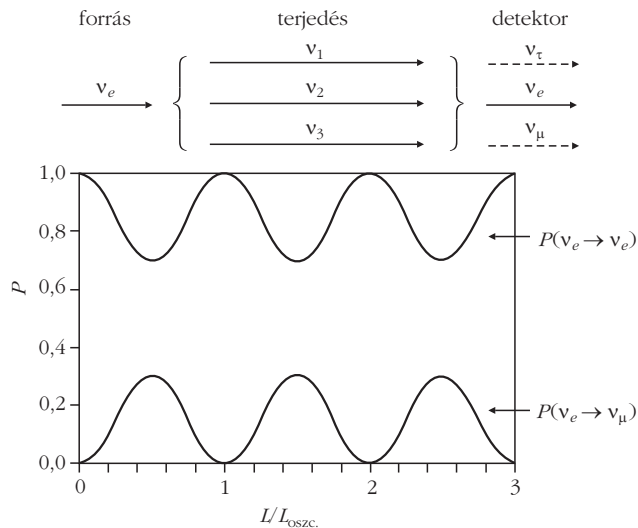
ahol

$$\frac{(E_2 - E_1)L}{2\hbar c} = 1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}. \quad (5)$$

Itt $P_e(t=L/c)$ annak a valószínűsége, hogy a neutrínónyaláb t idő múlva elektronneutrínó lesz, $P_e(t) + P_\mu(t) = 1$; $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$, eV^2 egységben; L a neutrínónyaláb forrásától mért távolság méterben; $E_\nu \approx pc$ MeV-ben; \hbar a redukált Planck-állandó, c a fénysebesség vákuumban.

Bevezethető az oszcilláció hossza: L_{oszc} , e távolságon áthaladva P_μ ugyanazt az értéket veszi fel:

$$\frac{1,27 \Delta m^2 L_{oszc}}{E_\nu} = 2\pi.$$



2. ábra. Felül: A neutrínók vákuumban haladva útközben átalakulhatnak. Az ábrán ν_e , ν_μ , ν_τ neutrínó-ízsjátállapotokat, ν_1 , ν_2 , ν_3 tömeg-sajátállapotokat jelöl. Alul: A neutrínóoszilláció (átalakulás) valószínűsége (P) a terjedési távolság (L) függvényében a két neutrínófajtra és $\sin^2(2\theta) = 0,3$ esetére.

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2(1,27 \cdot \Delta m^2 L/E_\nu).$$

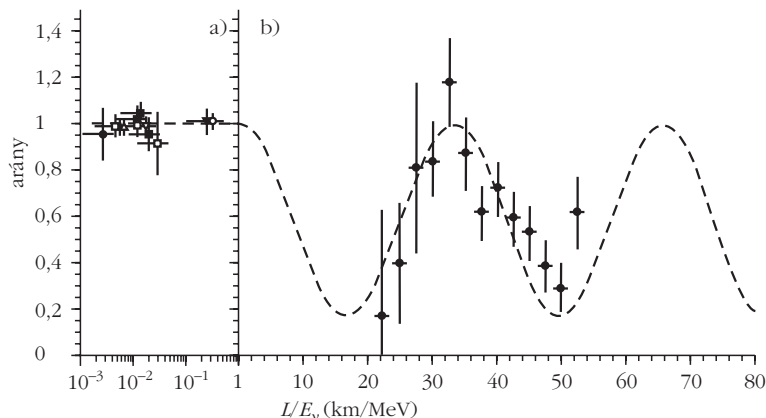
A $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ és $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ valószínűségek változását az L/L_{osc} függvényében a 2. ábra mutatja. A (4) és (5) összefüggések lehetőséget adnak a Δm^2 tömegnégyzet-különbség és a θ keveredési szög meghatározására.

A neutrínóoszilláció meggyőző bizonyítást nyert a KamLAND reaktor-antineutrínó kísérletekben. A 3.b ábra az elektron-antineutrínó hozzájárulást mutatja a reaktorneutrínók fluxusához az L/E_ν függvényében.

Az eddigiekben a neutrínóoszillációt vákuumban tárgyaltuk. Ha a neutrínók anyagban haladnak, más fáziskülönbségek alakulnak ki (Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein-effektus). Anyag jelenlétében a $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oszcilláció valószínűsége erősen megnő, míg a $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oszcilláció a Föld és Nap anyagában gyakorlatilag úgy zajlik le, mint vákuumban. (Részletesebben lásd például az [1] és [4] közleményekben.)

3. ábra. a) A mért/előre jelzett neutrínófluxus-arány az L/E függvényében különböző kutatócsoportok alapján.

b) Az elektron-antineutrínó hozzájárulása a reaktor-neutrínófluxushoz KamLAND mérések szerint (pontok hibákkal). A kísérletben 13 atomerőműből származó $\bar{\nu}_e$ antineutrínók eltűnését vizsgálták 1 kilotonnás szcintillációs detektorral. (Araki és mts. [6] alapján.)



A neutrínóoszillációra vonatkozó eredmények összegzése

Összegezve a neutrínókra vonatkozó kísérleti és elméleti eredményeket, a következők szűrhetők le.

A Napból és reaktorból ($L \sim 180$ km) származó neutrínók, valamint az atmoszférikus neutrínók vizsgálata is meggyőzően mutatja a neutrínók ízváltozását. Továbbá erős érv szól a mellett, hogy gyorsítók-nál ($L \sim 250$ és 735 km) is fellép a jelenség (L a neutrínók megtett útja).

A keveredési mátrix elemei és tömegnégyzet-különbségek (Gonzalez-Garcia, Maltoni [1]).

A neutrínókeveredési mátrix elemei (3σ szinten) a következők:

$$|U|_{3\sigma} = \begin{pmatrix} 0,77 \rightarrow 0,86 & 0,50 \rightarrow 0,63 & 0,00 \rightarrow 0,22 \\ 0,22 \rightarrow 0,56 & 0,44 \rightarrow 0,73 & 0,57 \rightarrow 0,80 \\ 0,21 \rightarrow 0,55 & 0,40 \rightarrow 0,71 & 0,59 \rightarrow 0,82 \end{pmatrix}.$$

Ellentétben a kvarkokkal, a neutrínóknál erős keveredés lép fel.

Ha az unitér keveredési mátrix szögeit θ_{ij} -vel, a neutrínó tömegnégyzet-különbségeket $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ -tel jelöljük, 3σ szinten a kísérletek által megengedett tartományok a következők:

$$\theta_{12} = 34,5 (+4,8 - 4,0)^\circ$$

$$\theta_{23} = 42,3 (+11,3 - 7,7)^\circ$$

$$\theta_{13} \approx 0,0 (+12,9 - 0,0)^\circ; \sin^2\theta_{13} < 0,035 (0,056)$$

90% konfidenciahatárnál [4]

$$\delta \in [0, 360]$$

$$\Delta m_{21}^2 = 7,67 (+0,67 - 0,61) \times 10^{-5} \text{ eV}^2$$

$$\Delta m_{31}^2 = -2,37 (+0,43 - 0,46) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (fordított hierarchia)}$$

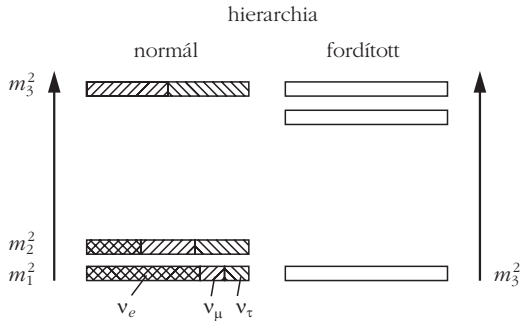
$$+2,46 (+0,47 - 0,42) \times 10^{-3} \text{ eV}^2 \text{ (normál hierarchia)}$$

A neutrínók tömegnégyzet-spektruma a 4. ábrán szemléltethető. Ha csak három neutrínó létezik, akkor $\Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 + \Delta m_{13}^2 = 0$.

Mivel a neutrínóoszillációs kísérletek csak a tömegnégyzet különbségekre érzékenyek, a neutrínók tömegeire többféle elrendezés lehetséges.

Normál hierarchiánál ($m_1 < m_2 \ll m_3$) $m_3 \approx (\Delta m_{23}^2)^{1/2} \approx 0,03\text{--}0,07$ eV. A legkönnyebb neutrínó tömege nincs meghatározva. Ha $m_1 \ll m_2$, akkor $m_2 \approx 0,009$ eV. Fordított hierarchiában (ahol $m_1 \approx m_2 \gg m_3$) $m_{12} \approx (\Delta m_{23}^2)^{1/2} \approx 0,03\text{--}0,07$ eV. Ekkor az m_3 -ról csak azt tudjuk, hogy jóval kisebb, mint m_1 és m_2 .

Kvázidegenerált neutrínók esetén (amikor mindhárom m^2 körülbelül egyenlő) a neutrínótömegek jóval nagyobbak a tömegkülönbségeknél.



4. ábra. A neutrínók tömegnégyzet-spektruma, sematikusán. Az ábra az észlelt ízváltozásokat is mutatja a Nap, reaktor, atmoszférikus és gyorsító kísérletek alapján. A tömegek íztartalma is fel van tüntetve. (Particle Data Group [3] alapján.)

A három könnyű neutrínó tömege a legkönnyebb tömeg függvényében az 5. ábrán látható.

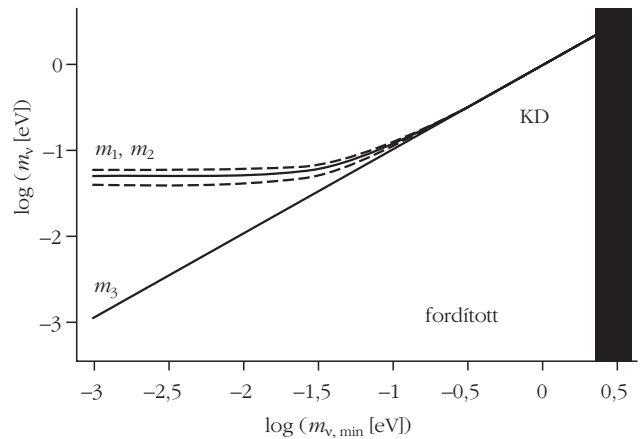
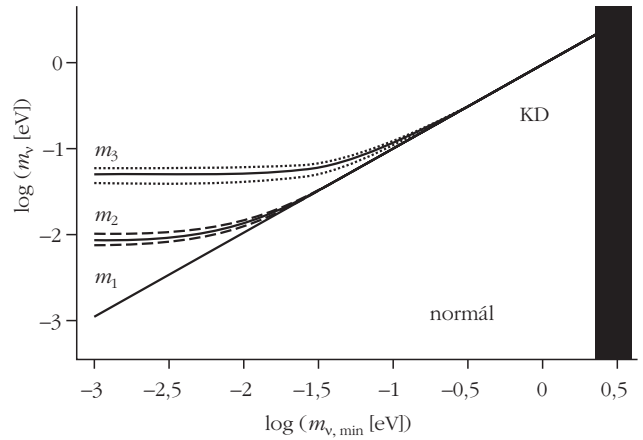
CP-invariancia sérülése. A kvarkok esete. A három kvarkcsalád keveredési mátrixában jelentkezik egy δ fázisparaméter, ami a CP-invariancia sérülését eredményezi (C töltéskonjugációra, P paritásra utal.) Ez annak a következménye, hogy az $\exp(i\delta)$ fázistényező megjelenik a hullámfüggvényben $\exp(i\omega t + i\delta)$ alakban. Ez nem invariáns az időmegfordításra, ha $\delta \neq 0$ és $\delta \neq \pi$. Mivel a CPT-invariancia fennáll, ezért ha a T- (idő-) invariancia sérül, a CP-nek is sérülni kell. A CP-invariancia ilyen sérülésének felismeréséért Kobayashi és Maskawa elnyerte a (megosztott) 2008-as Nobel-díjat. A δ fázis felelős minden CP-sérülési jelenségért a standard modell ízváltozási folyamataiban. A CP-invariancia sérülését a kísérletek a semleges K - és B -mezonok bomlásában egyértelműen mutatják. Minden CP-invariancia sérülése konzisztens a Kobayashi–Maskawa-mechanizmus előrejelzésével [4]. Világegyetemünk döntő részben anyagból és nem anti-anyagból áll, noha az Ősrobbanásban ezek egyensúlyban voltak. A CP-sértés felismerése hozzájárul az anyag-antianyag aszimmetria megértéséhez (bariogenezis), még ha nem is elég a teljes magyarázathoz [3–5].

A neutrínók esete. A kvarkkeveredési mátrixhoz nagyon hasonló (2) neutrínókeveredési mátrix szintén tartalmaz egy δ Dirac-fázist. (További ϕ_1, ϕ_2 CP-sértő fázisok jelenléte a (2) mátrixban a Majorana-részecskék speciális sajátágainak következménye.) A CP-megmaradást sértő fázisok jelenleg nem ismertek. A leptonoknál fellépő CP-invarianciasérülés felderítése hozzájárulhat a világunk anyag-antianyag aszimmetriájának megértéséhez (leptogenezis). Ez a jövőbeni neutrínókutatások egyik legfontosabb célkitűzése.

A Dirac-, illetve Majorana-fázisokra információ szerezhető úgy, hogy a neutrínók és antineutrínók túlélési valószínűségét mérik nagy távolságban a forrásoktól, ehhez azonban nagy intenzitású „neutrínógyárak” szükségesek.

Nyitott kérdések

A biztató eredmények ellenére a terület még távolról sem tekinthető lezártnak. A következő kérdések megválaszolása a jövő feladata.



5. ábra. A három könnyű neutrínó tömegei (m_n) a legkönnyebb neutrínó tömegének ($m_{\nu, \min}$) függvényében, normál, illetve fordított hierarchia esetén. KD = kvázidegenerált. (Mohapatra és mts. [2] alapján.)

A neutrínók Majorana- vagy Dirac-részecskék? Ezt alapvetően fontos lenne tudni mind a leptonoknál fellépő CP-invarianciasérülés, mind a neutrínótömegek eredetének megértése szempontjából. A neutrínóoszillációs vizsgálatok erre sajnos nem adnak választ. E kérdés eldöntésére legjobb esélye a neutrínó nélküli kettős β -bomlás vizsgálatának van [4].

Milyen numerikus értékei vannak a Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata-mátrix elemeinek, továbbá a neutrínók tömegsajátértékeinek (ν_1, ν_2, ν_3)? Különösen fontos lenne tudni, hogy mennyi a θ_{13} értéke, ami jelenleg igen nagy hibával ismert. A (2) neutrínókeveredési mátrixban a $\sin\theta_{13}$ együtt szerepel az $e^{-i\delta}$ fázistényezővel, így hatással van a CP-sértő effektusok nagyságára.

Szükséges lenne meghatározni a Δm_{31}^2 előjelét és eldönteni, hogy normál vagy fordított hierarchia valósul meg a természetben (4. ábra).

Valószínű, hogy – a neutrínokon kívül – a CP-invariancia sérülése a töltött leptonoknál is jelentkezik. Vizsgálandó, hogy létre jönnek-e a természetben a $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ és hasonló folyamatok, sérül-e a leptoncsaládszám megmaradása.

Létezik-e „steril” neutrínó, ami nem vesz részt a Standard modell gyenge kölcsönhatásában, nem csatolódik a Z-bozonhoz? A Los Alamosban elvégzett LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detektor) kísérletben $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ oszcillációra $\Delta m_{LSND}^2 \cong 1 \text{ eV}^2$ értéket

1. táblázat

A nagytávolságú neutrínókísérletek főbb jellemzői					
kísérlet	L (km)	$\langle E_\nu \rangle$	teljesítmény (MW)	tömeg (kilotonna)	csatorna
első generációs szupernyalábok					
T2K	295	0,7 GeV	0,8	50	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
NuMI-OA	700–900	2 GeV	0,4	50	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
reaktorkísérletek					
D-CHOOZ	1,05	\sim MeV	2×4250	0,011	$\nu_e \rightarrow \nu_e$
második generációs szupernyalábok					
T2HK	295	0,7 GeV	4	450	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
SNuMI-OA	700–900	2 GeV	2	100	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
BNL 2NUSL	>2500	1 GeV	1	500	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
CERN SPL	130	0,4 GeV	4	400	$\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$
β -nyalábok	130–3000	0,2–5 GeV	0,04	400	$\nu_e \rightarrow \nu_{e,\mu}$
neutrínógyárak	700–3000	7–40 GeV	4	50	$\nu_{e,\mu} \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau}$

OA = off axis, a tengelytől való eltérés szögével a neutrínók energiaspektruma változik. Gonzalez-Garcia, Maltoni [1] alapján.

nyertek, ami nem illik a három neutrínócsalád képbe. Értelmezéséhez új, „steril” neutrínót kellene bevezetni. A kérdés tisztázására a Fermi-laboratóriumban MiniBooNE néven kísérleteket végeztek, amelyek alapján csökkent a steril neutrínó létezésének valószínűsége.

Fejlődési irányok

Annak érdekében, hogy választ kaphassunk a neutrínóoszilláció legfontosabb nyitott kérdéseire, meg kell határozni a neutrínókeveredési mátrixban a θ_{13} keveredési szög pontos értékét, a Δm_{13}^2 tömegnégyzet-különbség előjelét és a neutrínókeveredés δ , ϕ_1 , ϕ_2 fázisszögeit (a leptonoknál fellépő CP-invariancia esetleges sérülését). Ehhez nagyon intenzív neutrínónyalábok, erőteljes háttérnyomás és nagy neutrínó repülési távolságok szükségesek. A CP-sérülés vizsgálatához a neutrínók és antineutrínók oszcillációjának összehasonlító analízisére is szükség van.

A nagy repülési távolságú neutrínókísérletekről az 1. táblázat ad áttekintést. A táblázat külön tárgyalja az első generációs szupernyaláb- és reaktorkísérleteket, valamint a második generációs szupernyaláb-, β -nyaláb- és a neutrínógyár-terveket.

Az első generációs szupernyaláb berendezések hagyományos módszerekkel főleg pionbomlásból eredő müon-neutrínókat állítanak elő, de a protongyorsító teljesítménye nagyobb. A hagyományos módszerre példa a CERN-i be-

rendezés a 6. ábrán. Ez viszonylag jól ismert technológia. A pionokat előállító protonnyaláb teljesítményét a második generációs szupernyaláboknál még tovább, 2–5 MW-ra kívánják növelni.

β -nyaláb berendezések. Vonzónak tűnik radioaktív β -bomló atommagok [például ${}^6\text{He}$ ($T_{1/2} = 0,8$ s, β^-) és ${}^{18}\text{Ne}$ ($T_{1/2} = 1,7$ s, β^+)] gyorsítása ~ 150 GeV/nukleon energiáig, majd ezek tárolása tárológyűrűben. Így olyan elektron-antineutrínó és -neutrínó nyalábokat nyerhetnénk, amelyek jól definiált ízzel rendelkeznek, energiaspektrumuk jól ismert és kollimáltságuk is kitűnő.

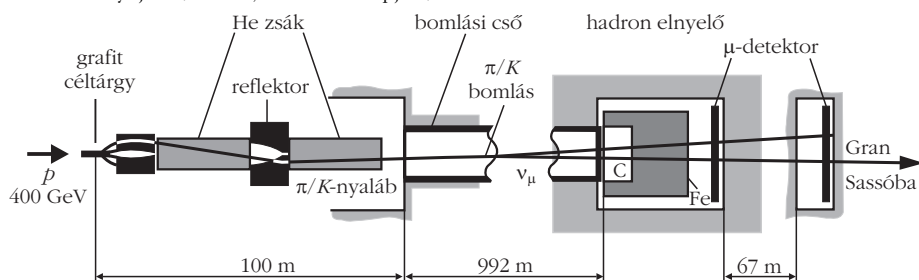
Neutrínógyárak. Nagy intenzitású neutrínóforrások előállítására műongyorsító építését is javasolták. Ebben nagy energiájú és intenzitású protonokkal nagy rendszámú céltárgyat bombáznak. Az elsődleges reakciótermékek zöme pion, amelyek gyorsan bomlanak müonokba. A müonok viszonylag hosszú ideig élnek (~ 2 μs), így fel lehet gyorsítani őket és tárolni egy olyan tárológyűrűben, amelyben hosszú egyenes szakasz van a detektor irányában. A tárolt például pozitív töltésű müonok 50%-ban elektron-neutrínókat és 50%-ban müon-antineutrínókat szolgáltatnak, jól definiált energiaspektrummal.

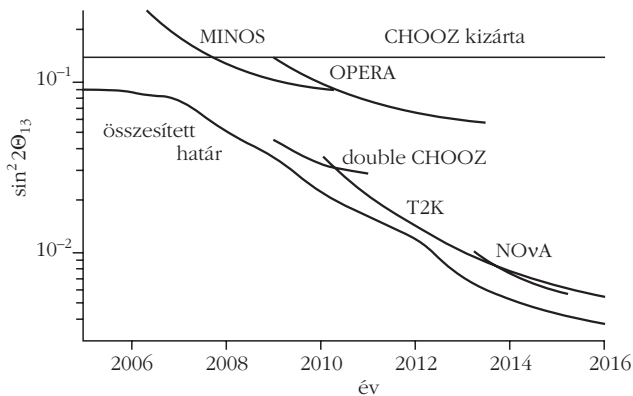
A következőkben röviden ismertetjük az első és második generációs neutrínóberendezések főbb jellemzőit, amelyekről részletes információ található például *Bandyopadhyay* és mts. [9] munkájában. Ez egy nemzetközi munkacsoport vizsgálatának végeredményét tartalmazza.

Első generációs szupernyaláb kísérletek

A *japán T2K* (Tokai-to-Kamioka) kísérletben a J-PARC 30 GeV-es szinkrotronának nagy intenzitású protonnyalábját használják müon-neutrínók előállítására.

6. ábra. Müon-neutrínó-nyaláb előállítása a CERN-ben $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, illetve $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ reakciókkal. A ν_μ neutrínókat a 730 km távolságban, Rómától északkeletre, Gran Sassóban lévő föld alatti laboratóriumba irányítják. (Elsener, Sutton [8] alapján.)





7. ábra. A $\sin^2 2\theta_{13}$ meghatározására várható érzékenységi határok alakulása az idő függvényében, különböző neutrínókísérleteknél. A számításokat $\delta_{CP} = 0$ és Δm^2 előjele = +1 feltevéssel végezték és 90%-os konfidenciaszintre vonatkoznak. (Bandyopadhyay és mts. [9] alapján.)

sára. A neutrínók 295 km utat tesznek meg az 50 kilotonnás Szuper-Kamiokande föld alatti víz Cserenkov-detektorig. A T2K körülbelül két nagyságrenddel intenzívebb müonneutrínó „szupernyaláb” szolgáltat, mint a korábbi K2K. A müonneutrínó eltűnési vizsgálatokban pontosan meg akarják határozni a $\sin^2(2\theta_{23})$ és Δm_{23}^2 értékeket. Vizsgálják továbbá a $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ átalakulást, ami közvetve lehetőséget ad a θ_{13} keveredési szög meghatározására is. 2010-ben már észlelték az első T2K neutrínók megjelenését a detektorban. A T2K kísérlet részletes leírása *Wark* [10] közleményében található.

Kísérletek reaktorneutrínókkal

A *D-CHOOZ* (Double-CHOOZ, Franciaország) programban két 4250 MW teljesítményű reaktorból származó elektron-antineutrínók eltűnését vizsgálják. A kísérlethez felhasznált két közepes méretű (0,011 kt) szcintillátor detektorból az egyik a reaktor mellett van, a másik ~1 km távolságban tőle. Három év alatt ~50 000, néhány MeV átlagenergiájú antineutrínót kívánnak detektálni.

A *Daya Bay* (Kína, Hong Kongtól 55 km-re északkeletre) program 3×2 reaktorra van alapozva, ami egyike a világviszonylatban legnagyobb teljesítményű nukleáris erőműkomplexeknek. Az antirészecskéket nyolc, lényegében azonos 20 kilotonnás szcintillációs detektorral regisztrálják föld alatti laboratóriumokban. A detektorok egyik része közeli ($\leq 0,5$ km), másik része távoli (2 km) telepítésű. A kísérlet elsőrendű célja a θ_{13} keveredési szög meghatározása az eddigieknél nagyságrendileg jobb érzékenységgel. Ez megnyithatja az utat a későbbi leptonikus CP-invarianciasértési vizsgálatokhoz.

A *Daya Bay* kísérlet eltűnési kísérlet. A közeli detektorok a reaktorok $\bar{\nu}_e$ -fluxusát mérik, a távoli detektorok a várt fluxustól való eltérést. A detektorok mélyen a hegy alatt vannak, így a kozmikus sugárzás okozta háttér kicsi. A detektorokat vízzel töltött tartály veszi körül, ami lehetőséget ad a környező sziklából

eredő radioaktivitás kiszűrésére. Két-három éves mérésidő után remélhetőleg elérnek 10^{-1} érzékenységet a $\sin^2 2\theta_{13}$ meghatározásában (90%-os konfidenciahatárral). A legközelebbi detektorrendszer már működik, a távoli 2012-ben kezdi meg működését.

A jövőbeli neutrínóoszillációs vizsgálatok egyik leglényegesebb eleme a jelenleg kevésbé ismert θ_{13} keveredési szög és a Dirac- (δ), illetve Majorana- (ϕ_1, ϕ_2) fázisok meghatározása. A 7. ábra a $\sin^2 2\theta_{13}$ értékekre várható érzékenységi határokat mutatja az idő függvényében különböző neutrínókísérletekre. A (2) mátrix mutatja, hogy a δ hatása a neutrínókeveredésre szorosan összefügg a θ_{13} értékével.

Második generációs szupernyaláb-tervek

A *T2HK kísérlet* a T2K továbbfejlesztett változata. A J-PARC-ban a protonnyaláb energiáját 50 GeV-re, teljesítményét 4 MW-ra kívánják növelni. Ez a Hiper-Kamiokande-detektorral (ami 0,45 – 1 megatonnás víz Cserenkov-detektor lesz) elegendő eseményt fog szolgáltatni ahhoz, hogy versenyképes legyen a β -nyaláb vagy neutrínógyár berendezésekkel. Vizsgálják annak a lehetőségét is, hogy a J-PARC neutrínókat Dél-Koreában is detektálják víz Cserenkov-detektorral, ami a repülési távolságot $L = 1000$ km-re növelné. A $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$ vizsgálatok tervbe vett ideje ~2 év, míg az antineutrínókra 8 év.

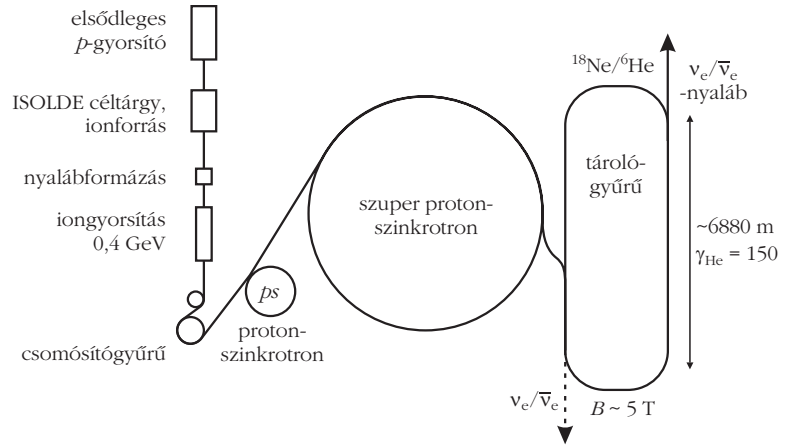
SNuMI-OA, NOVA. A Chicago melletti Fermi-laboratórium *MINOS* (Main Injector Neutrino Oscillation Search) programjának első változatában ν_μ -neutrínókat löttek át a 725 km-re lévő Soudan (Minnesota) föld alatti laboratóriumba. A *NOVA* kísérletben a $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oszcillációban elérhető érzékenységet tízszeresen javítani akarják a *MINOS* első mérésekhez képest. Az *SNuMI-OA* változat $\langle E_\nu \rangle = 2$ GeV átlagos neutrínó-energiát adna.

A Fermi-laboratórium *Project-X* tervében egy multimegawattos folytonos nyalábú protongyorsító létrehozása szerepel, ami rendkívül intenzív müonneutrínó-nyaláb létrehozását tenné lehetővé. A neutrínókat Dél-Dakotában lévő detektorhoz kívánják küldeni $L \approx 1300$ km távolságba (*CERN Courier*, 2011. október, 54. o.). A nagy repülési távolság lehetővé teszi a Δm_{31}^2 abszolút értékének meghatározását.

BNL. A Brookhaveni Nemzeti Laboratóriumban lévő változó gradiensű szinkrotron 28 GeV-es protonnyalábjának teljesítményét 1 MW-ra kívánják növelni. A berendezéssel 0–6 GeV energiatarományban lévő neutrínókat lehetne előállítani, amiket a 2540 km-re lévő Homstake (Dél Dakota) bányában kívánnak regisztrálni 500 kilotonnás víz Cserenkov-detektorral. A $\nu_\mu \rightarrow \nu_{e,\mu}$ vizsgálatok tervezett mérésiideje ~5-5 év neutrínókra és antineutrínókra. A berendezéssel például CP-sértő hatást lehetne tanulmányozni kisebb neutrínóenergiáknál.

CERN SPL. A CERN-ben tervbe vették egy szupravezető proton lineáris gyorsító (superconducting proton linac, SPL) építését, ami >2,2 GeV-re gyorsítana proto-

nokat 4 MW teljesítménnyel. A fejlesztés célja a CERN nagyenergiájú gyorsítóinál (protonszinkrotron, szuper protonszinkrotron, nagy hadronütköztető) a paraméterek javítása, valamint az eddigieknél kedvezőbb körülmények között radioaktív ionnyalábok és neutrínók előállítása. A berendezéssel hagyományos módon intenzív müon-neutrínó és müon-antineutrínó nyalábokat lehetne előállítani. A neutrínókat ~400 kt tömegű víz Cserenkov-detektorral tervezik detektálni 130 km-re a CERN-től a Fréjus Modane-laboratóriumban. Az elérhető müon-neutrínó-fluxus $\sim 3,6 \cdot 10^{11} \text{ év}^{-1} \text{ m}^{-2}$ lenne. Az újabb fejlemények azt mutatják, hogy ha az SPL protonok energiáját 3,5 GeV-re lehetne növelni, több másodlagos π/K mezont nyernének és ezek fókuszálásán is lehetne még javítani. Így összességében a neutrínófluxust ~3-szorosára lehetne növelni a 2,2 GeV-es konfigurációhoz képest. A mérésidő ~2 év lenne neutrínókra és nyolc év antineutrínókra.



8. ábra. β -nyaláb neutrínók előállítása, CERN-i tanulmányterv. Radioaktív β -bomló ionok gyorsítása (például ${}^6\text{He}$ és ${}^{18}\text{Ne}$), majd tárolása tárológyűrűben. A 0,2–5 GeV átlagenergiájú neutrínókat például 400 kilotonnás detektorral lehetne detektálni $L = 130\text{--}3000$ km távolságban. (Lindroos, Mezzetto [11] alapján.)

CERN-SPS: $\gamma_{\text{He}} = 150, \quad \gamma_{\text{Ne}} = 250$

Felújított SPS: $\gamma_{\text{He}} = 350, \quad \gamma_{\text{Ne}} = 580$

CERN-LHC: $\gamma_{\text{He}} \sim 2500, \quad \gamma_{\text{Ne}} \sim 4000$

β -nyaláb

Neutrínónyalábok előállítására egyik lehetőség radioaktív β - (és neutrínó-) bomlást mutató atommagok gyorsítása, majd tárolása tárológyűrűben (8. ábra). Így tiszta ν_e vagy $\bar{\nu}_e$ nyalábok nyerhetők, amelyek energiaspektruma ismert és kollimáltságuk is kitűnő. A berendezéssel $\nu_e \rightarrow \nu_e$ eltűnési és $\nu_e \rightarrow \nu_\mu, \nu_e \rightarrow \nu_\tau$ megjelenési neutrínó-izváltozásokat lehetne vizsgálni, valamint hasonlókat elektron-antineutrínókkal.

A kísérlet legfontosabb sajátosságait főleg három tényező befolyásolja.

- A gyorsított ion típusa és a β -bomlás energiája (E_0).

- A relativisztikus teljes energia per nyugalmi energia, a Lorentz-faktor (γ).

- A neutrínók repülési távolsága (L).

A gyorsított izotópnak elég hosszú ideig kell élnie, hogy a gyorsító fázisban le ne bomoljon, ugyanakkor – nagy neutrínófluxus elérése érdekében – ne legyen túl nagy az élettartama sem. Másodperc rendű élettartamok ésszerű kompromisszumnak látszanak. Több izotóp vizsgálata is számításba jöhet:

$\bar{\nu}_e$ előállítására ${}^6\text{He}$ ($E_0 = 3,50 \text{ MeV}, T_{1/2} = 0,807 \text{ s}$)

${}^8\text{Li}$ ($E_0 = 12,5 \text{ MeV}, T_{1/2} = 0,840 \text{ s}$)

ν_e előállítására ${}^{18}\text{Ne}$ ($E_0 = 3,42 \text{ MeV}, T_{1/2} = 1,67 \text{ s}$)

${}^8\text{B}$ ($E_0 = 14,1 \text{ MeV}, T_{1/2} = 0,770 \text{ s}$)

Ugyanolyan γ/L értéknél a neutrínónyalábok 3–4-szer nagyobb energiájúak Li/B ionoknál, mint He/Ne esetén. A részletes analízis azt mutatja, hogy kívánatos minél nagyobb γ -faktor elérése. Aszerint, hogy a berendezést hol valósítják meg, a következő γ -értékeket lehetne elérni a jelenleg létező infrastruktúrákkal:

A neutrínók detektálására föld alatti laboratórium kívánatos a kozmikus sugárzás által keltett háttér csökkentésére.

Ha a β -nyaláb berendezést a CERN-ben hoznák létre és a ${}^6\text{He}$ és ${}^{18}\text{Ne}$ neutrínókat Fréjusban detektálnák ($L = 130 \text{ km}$) 440 kilotonnás víz Cserenkov-detektorral, $\gamma = 100$ értéknél a szükséges mérésidő ~5 év lenne.

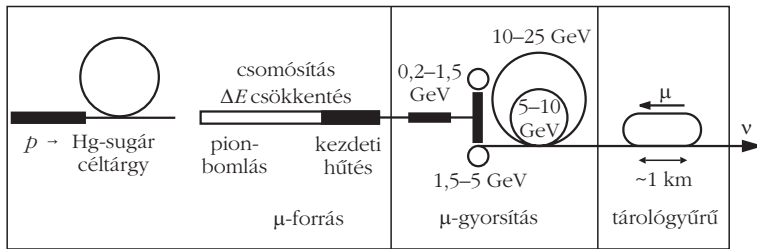
Az évenkénti töltött áramú események száma kilotonnás detektorban [$N(\bar{\nu}_e)$ és $N(\nu_e)$], valamint az átlagos neutrínóenergiák $\langle E_\nu \rangle$ a következőképpen alakulnak különböző ionokra, γ és L értékekre (oszilláció nélküli esetre):

Ion	He/Ne	He/Ne	Li/B
γ	100	350	100
L (km)	130	700	700
$N(\bar{\nu}_e)$	28,9	62,0	5,0
$N(\nu_e)$	32,8	55	4,9
$\langle E_\nu \rangle$ (GeV)	0,39/0,37	1,35/1,3	1,3/1,4

A β -bomló izotópok gyorsításával elérhető neutrínónyalábok lehetőségeit részletesen vizsgálja Lindroos, Mezzetto [11] könyve, valamint Bandyopadhyay és mts. [9] és Gonzalez-Garcia, Maltoni [1] összefoglaló munkái.

Neutrínógyár

A neutrínógyár működési elve a következő (9. ábra). Egy nagy intenzitású $5 < E_p < 10 \text{ GeV}$ energiájú protonnyaláb nagy rendszámú céltárgyra (például Hg-sugár) ejtenek, ami nagyszámú piont kelt. A töltött pionokat kiválasztják a reakciótermékekből és fókuszálják.



9. ábra. Egy 10–25 GeV-es müonok gyorsítására alapozott neutrínógyár vázlatos képe. (Geer [12] alapján.)

A töltött pionok közepes élettartama $2,60 \cdot 10^{-8}$ s, amelyek $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, illetve $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ bomlással bomlanak közel 100%-ban. A töltött müonok közepes élettartama $2,197 \cdot 10^{-6}$ s. Ez elegendően hosszú idő arra, hogy a müonokat néhányszor 10 GeV energiára lehessen gyorsítani. A gyorsított müonokat olyan tárológyűrűbe vezetik, amelyben a távoli detektor irányába mutató hosszszű egyenes szakasz van. A müonok $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, illetve $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ bomlással bomlanak, így például a μ^+ nyalázból 50%-ban ν_e , 50%-ban $\bar{\nu}_\mu$ neutrínók lépnek ki. A neutrínók energiaspektruma és fluxusa jól ismert. A neutrínógyár segítségével a következő oszcillációs folyamatok tanulmányozhatók:

$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	perspektivikus
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	atm. oszc.
$\nu_e \rightarrow \nu_e$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	
$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	arany csatorna
$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$	ezüst csatorna

Ha nincs oszcilláció a ν_e töltött áramú kölcsönhatása e^- -t, míg a $\bar{\nu}_\mu$ töltött áramú kölcsönhatása μ^+ -ot hoz létre a detektorban, azaz az *előállt lepton töltése nyomon követi a kezdeti neutrínó vagy antineutrínó íztét*. Ha $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oszcilláció van, a ν_μ töltött áramú kölcsönhatása negatív müonokat kelt (azaz ellenkező előjelű müonokat). *Ez nagyon tiszta kísérleti jelet ad az oszcillációra*, ha szegmentált mágnesezett vas szcintillátor kalorimétert alkalmaznak a detektálásra, ami érzékeny az előállt lepton töltésére.

A neutrínógyárral elérhető neutrínódetektálási hozamokra a 2. táblázat ad információt, a tárolt müonok energiája (E_μ), valamint a neutrínók repülési távolsága (L) függvényében, 50 kilotonnás detektorra vonatkozóan. Különösen figyelemre méltó, hogy még 7300 km forrás-detektor távnál is a várható események száma elegendő ahhoz, hogy a neutrínók ízváltozási valószínűségét nagy érzékenységgel lehessen mérni.

A protonnyaláb és céltárgy megválasztásánál a következő szempontokat célszerű érvényesíteni (Geer [12]):

– A proton energiáját célszerű $5 < E_p < 10$ GeV között megválasztani, hogy a töltött pionok hozama

maximális legyen rögzített nyalábteljesítménynél.

– A csomósított protonnyaláb hossza < 3 ns legyen, ami a további gyorsítási fokozatok miatt szükséges.

– A szükséges nyalábteljesítmény 4 MW, ami remélhetőleg elérhető.

– Céltárgynak célszerű folyékony Hg-nyalábot használni. Egy 20 T-s szolenoiddal radiálisan össze lehet nyomni minden céltárgyból kilépő töltött piont.

Bandyopadhyay és mts. [9] (International Scoping Study, ISS) összehasonlító analízist végeztek különböző másodgenerációs neutrínóberendezések képességeire vonatkozóan. Elsősorban a θ_{13} keveredési szög, a neutrínó tömeghierarchia és a δ_{CP} neutrínókeveredési fázis meghatározására koncentráltak. Az összehasonlításokat konzervatív és optimalizált paraméterek mellett végezték, amelyek a következők:

konzervatív paraméterek

- 50 GeV-es tárolt müonnyaláb
- 10^{21} hasznos müonbomlás évenként
- a kísérleti idő 4 év pozitív töltésű müonokra és 4 év negatív töltésűekre
- a detektor 50 kilotonnás szegmentált vas szcintillátor kaloriméter, MINOS típusú
- a neutrínó repülési hossza 4000 km

optimalizált paraméterek

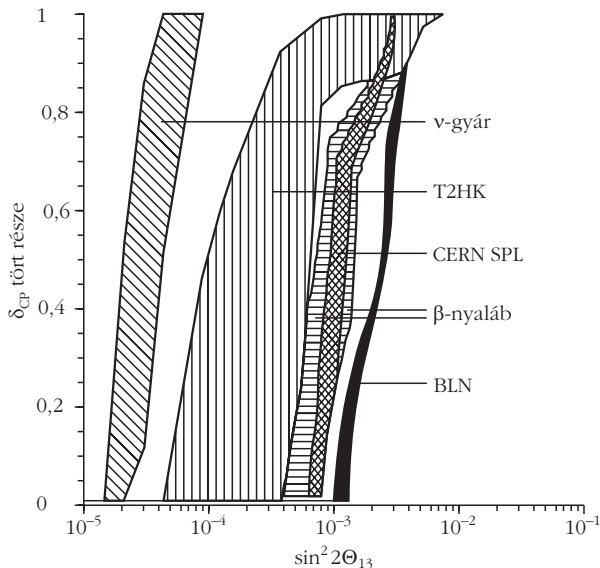
- 20 GeV-es tárolt müonnyaláb
- 10^{21} hasznos müonbomlás évenként
- a kísérlet ideje 5 év a pozitív töltésű és 5 év a negatív töltésű müonokra
- a detektor: 50 kilotonnás, MINOS típusú, de továbbfejlesztett
- A neutrínók repülési hossza 4000 és 7500 km

A $\sin^2 2\theta_{13}$ -ra vonatkozó felfedezési esélyek a különböző másodgenerációs neutrínóberendezésekre a 10. ábrán láthatók. Összehasonlításképpen: a jelenlegi kísérleti határ a $\sin^2 2\theta_{13}$ -ra 10^{-1} , míg a reaktor és hagyományos nyaláb kísérletekből 10^{-2} várható. A szupernyalábbokkal $\sim 10^{-3}$, a neutrínógyárral 10^{-5} rendű kísérleti határ lesz elérhető.

Bandyopadhyay és mts. [9] közleményében az 10. ábrához hasonló ábrák láthatók a neutrínótömeghierarchia és a δ CP-megmaradást sértő fázis felfede-

A ν_μ neutrínók töltött áramú kölcsönhatásainak évenként várható száma 50 kilotonnás detektornál, a tárolt müonok energiájának (E_μ) és a neutrínók repülési távolságának (L) függvényében			
E_μ (GeV)	L (km)		
	732	2900	7300
10	$1,4 \cdot 10^5$	$9,0 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^3$
20	$1,2 \cdot 10^6$	$7,4 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^4$
30	$1,8 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^5$

Geer [12] alapján.



10. ábra. Érzékenységek a $\sin^2 2\theta_{13}$ meghatározására különböző második generációs szupernyaláb, β -nyaláb és neutrínógyár berendezéseknél. Az abszcissa a $\sin^2 2\theta_{13}$ -at mutatja, az ordináta az összes lehetséges δ -érték tört részét, amire felfedezés várható 3σ szinten. A sávok jobb szélső határa a konzervatív, a bal szélső az optimalizált paraméterek mellett érhető el (lásd a szövegben). A legjobb meghatározási esélye nyilvánvalóan a neutrínógyárnak van (az optimalizált paraméterek mellett az érzékenységi határ $\sim 1,5 \cdot 10^{-5}$ is lehet), de a T2HK berendezés és több más is reményteljes. (Bandyopadhyay és mts. [9] alapján.)

zési lehetőségeire vonatkozóan is. Összefoglalóan az várható, hogy legjobb esélye mindhárom mennyiség meghatározására a neutrínógyárnak van. Második helyen a T2HK kísérlet áll (a θ_{13} és tömeghierarchia meghatározására), valamint a β -nyaláb (a CP-sértő fázisnál). Annak lehetőségét, hogy a CP-megmaradás sérülését észleljék – a lepton szektorban Majorana-fázisokon keresztül – sokan vizsgálták és reményteljesnek tartják (lásd [9]-ben).

Megjegyzendő, hogy hamis következtetések elkerülése érdekében sokféle információt kell begyűjteni a neutrínógyár-kísérleteknél. Célszerű a méréseket mind pozitív töltésű, mind negatív töltésű müonokkal elvégezni, és mérni kell a hozamokat és neutrínó-energiaspektrumokat is, lehetőleg minél több eltűnési és megjelenési neutrínóoszillációra vonatkozóan (összesen 12-féle lehet).

A neutrínógyár létesítése mellett szól továbbá az is, hogy a müon-tárológyűrű egyúttal lehetőséget ad sokféle müonfizikai mérés elvégzésére. Az új (kisenergiájú) müonforrás intenzitása 3-4 nagyságrenddel nagyobb lenne, mint a jelenleg elérhetőké. Ez lehetőséget adna nagyon ritka, a müoncsaládszám megmaradását sértő folyamatok vizsgálatára (például $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$, $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$), valamint a müon esetleges elektromos dipólnyomaté-

kának mérésére. A neutrínóoszilláció felfedezése óta valószínű, hogy a leptoncsaládszám megmaradása sérül. A jelenlegi kísérleti felső határ a $\mu \rightarrow e \gamma$ folyamatra 10^{-11} rendű. A leptoncsaládszám megmaradásának sérülése töltött lepton folyamatokban annak függvénye, hogy a neutrínótömeget milyen folyamat generálja. A leptoncsaládszám sérülése nagy lehet, ha új részecskék vagy kölcsönhatások léteznek a $\geq \text{TeV}$ -es tartományban. Így e vizsgálatok a neutrínótömeg eredetére is fontos információt szolgáltathatnak.

A neutrínófizikai vizsgálatokat a háttérsugárzás csökkentése érdekében célszerű föld alatti laboratóriumokban végezni. A mélyen föld alatti laboratóriumokról, bennük a neutrínófizikai és kettős β -bomlási vizsgálatokról *Spooner* [13] közölt összefoglalót.

Összefoglalás

A neutrínófizika az 1930-as évektől kezdve hatalmas fejlődésen ment keresztül. Egyik legutóbbi, áttörő felfedezése a neutrínóoszilláció volt, ami az első kísérleti alapon nyugvó bizonyítéka a Standard modelen túlmutató fizikának. A jelenleg folyó első generációs szupernyaláb- és reaktor-neutrínós kísérletek, továbbá a neutrínógyár-tervek reális lehetőséget nyújtanak a neutrínókeveredés még gyakorlatilag ismeretlen paramétereinek (θ_{13} , δ_{CP} , ...) meghatározására. Ez elősegítheti a leptogenezis megértését és hozzájárulhat egészen alapvető fontosságú rejtélyek megfejtéséhez; például hogy az ismert Világegyetemünk miért lényegében csak anyagból (és nem antianyagból) áll, vagy hogy miért olyan kicsi a neutrínók tömege a töltött leptonok tömegéhez képest [2].

Irodalom

1. M. C. Gonzalez-Garcia, M. Maltoni: Phenomenology with massive neutrinos. *Phys. Rep.* 460 (2008) 1.
2. R. N. Mohapatra et al.: Theory of neutrinos: a white paper. *Rep. Prog. Phys.* 70 (2007) 1757.
3. Particle Data Group, *Review of particle physics*, *Phys. Lett.* 667 (2008) 1.
4. Particle Data Group, *Review of particle physics*, *J. Phys. G* 37 (2010) 075 021.
5. T. Fényes: *Részecskék és kölcsönhatásaik*. 2. korszerűsített kiadás, Debreceni Egyetemi Kiadó, 2012. Közlés alatt.
6. T. Araki et al., *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 081 801.
7. J. Lesgourgues, S. Pastor, *Phys. Rep.* 429 (2006) 307.
8. K. Elsener, Ch. Sutton, *CERN Courier* (2004/October) 27.
9. A. Bandyopadhyay et al.: Physics at a future neutrino factory and super-beam facility. *Rep. Prog. Phys.* 72 (2009) 106 201.
10. D. Wark: The T2K experiment. *Nucl. Phys. News* 19/4 (2009) 26.
11. M. Lindroos, M. Mezzetto: *Beta beams: neutrino beams*. Imperial College Press; *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60 (2010) 299.
12. S. Geer: Muon colliders and neutrino factories. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 59 (2009) 347.
13. N. Spooner, *Nucl. Phys. News* 18/4 (2008) 13.