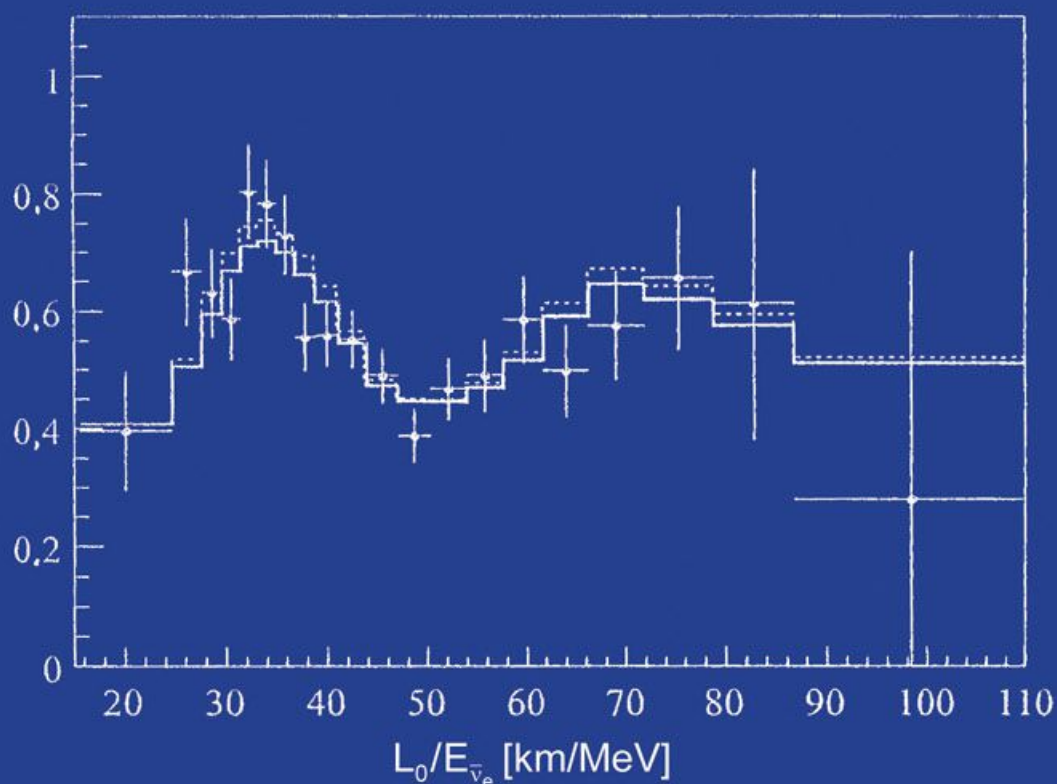


A NEUTRÍNÓK ÉS A SÖTÉT ANYAG FIZIKÁJA

FÉNYES TIBOR



DEBRECENI EGYETEMI KIADÓ
DEBRECEN UNIVERSITY PRESS



Fényes Tibor
A NEUTRÍNÓK ÉS A SÖTÉT ANYAG FIZIKÁJA

DUPress

A borító Juhászné Marosi Edit munkája

A fedőlapon lévő ábra:

A reaktorból származó antineutrínók túlélési valószínűsége az $L_0/E_{\bar{\nu}_e}$ függvényében. KamLAND eredmény $L_0 = 180$ km-nél. Pontok hibákkal: mérési eredmények, amiből a háttér és a geoneutrínók hatását levonták. A folytonos vonal a legjobb illesztést mutatja 3ν -re, a szaggatott 2ν -re. Az ábrán világosan látszik a neutrínók oszcillációja.

Gando és mts. [2011] alapján.

FÉNYES TIBOR

**A NEUTRÍNÓK
ÉS A SÖTÉT ANYAG FIZIKÁJA**



Debreceni Egyetemi Kiadó
Debreceen University Press
2018

A könyv megjelenését az MTA Atommagkutató Intézet támogatta

Szerző:

FÉNYES TIBOR,
az MTA Eötvös-koszorús doktora

Lektor:

KRASZNAHORKAY ATTILA,
az MTA doktora,
az Európai Akadémia tagja

© Fényes Tibor, 2018

© Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press,
beleértve az elektronikus terjesztés jogát is, 2018

ISBN 978 963 318 717 3

Kiadta: a Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen University Press
www.dupress.hu

Felelős kiadó: Karácsony Gyöngyi főigazgató

Nyomdai előkészítés: Juhászné Marosi Edit

Készült a Debreceni Egyetemi Kiadó nyomdaüzemében, 2018-ban

TARTALOM

Előszó	7
I. BEVEZETÉS	9
I. 1. A neutrínók alapvető sajátságai	9
I. 2. A neutrínófizika és a gyenge kölcsönhatási ismereteink fejlődésének rövid áttekintése	11
II. A NEUTRÍNÓK OSZCILLÁCIÓJA	15
II. 1. A neutrínók átalakulásának kísérleti kimutatása	15
Napneutrínók	15
Reaktor-antineutrínók	18
Atmoszferikus neutrínók	18
Gyorsítókkal nyert neutrínók	20
II. 2. A neutrínóoszilláció kvantummechanikai elmélete	21
III. A NEUTRÍNÓFIZIKAI ÚJABB EREDMÉNYEK ÖSSZEGZÉSE	29
III. 1. Kísérleti technikák	29
III. 2. Újabb eredmények	32
Kísérletek reaktor-antineutrínókkal	32
Neutrínófizikai kísérletek gyorsítókkal	34
A neutrínókeveredésre vonatkozó eredmények összegzése	35
III. 3. A neutrínók sajátságai az újabb eredmények tükrében	37
A neutrínók tömege	37
A neutrínóreakciók hatáskeresztmetszetei	45
A steril neutrínók problematikája	53
A neutrínók nyomatókai és terjedési sebességei	54
Nyitott kérdések	55

IV. NEUTRÍNÓFIZIKA FEJLŐDÉSI IRÁNYAI	57
IV. 1. Újabb generációs szupernyalábtervek	57
T2HK (Japán)	57
Fermi-laboratórium (USA)	59
A Baksan program (Orosz Föderáció)	65
JUNO program (Kína)	66
IV. 2. β -nyaláb- és neutrínógyártervek	67
V. A NEUTRÍNÓFIZIKA NÉHÁNY ALKALMAZÁSA	73
Geoneutrínók	73
Kozmikus neutrínók	78
VI. A SÖTÉT ANYAG	83
VI. 1. A sötét anyag létét bizonyító megfigyelések	83
VI. 2. Miből állhat a (nem barionos) sötét anyag?	85
VI. 3. Röviden a szuperszimmetria (SUSY)-modellekről	91
VI. 4. Direkt detektálás a föld alatt	94
A detektálás elvei	94
Eredmények	95
VI. 5. Direkt detektálás gyorsítóknál	105
VI. 6. Indirekt detektálás, vizsgálatok űrteleszkópokkal	109
Indirekt γ -sugárzási vizsgálatok	109
Kozmikus neutrínó-, leptonpár-, $p\bar{p}$ -pár-vizsgálatok	110
VI. 7. Egzotikus keresések	113
VI. 8. A sötétanyag-kutatások távlatai	115
VII. TÁBLÁZATOK	119
Irodalom	127
Tárgymutató	135
Képmelléletek	141

ELŐSZÓ

A neutrínófizika intenzíven művelt tudományos kutatási terület, aminek számos oka van. A neutrínók az univerzum leggyakoribb anyagi részecskéi. Testünket másodpercenként tízezermilliárdnyi neutrínó járja át, bár ezt nem észleljük, mivel a kölcsönhatásuk az anyaggal rendkívül kicsi. A részecskefizika standard modellje szerint a neutrínók tömeg nélküliek, ugyanakkor a kísérletek szerint van tömegük, ami egy új fizika kezdetét jelenti. A neutrínófizikának gyakorlati alkalmazásai is vannak a geológia és a kozmológia területén. A neutrínófizika egyaránt fontos mind a részecske-, mind az atommag- és asztrofizika számára.

A jelen könyv I. fejezete röviden áttekinti a neutrínók alapvető sajátosságait. A II. kiemelten tárgyalja a neutrínók oszcillációját. A III. a kísérleti technikákat foglalja össze, és ismerteti a neutrínófizika legújabb eredményeit. A IV. a fejlődési irányokat, az V. az alkalmazásokat tárgyalja.

A legújabb asztrofizikai adatok szerint a világegyetem tömegének ~26%-a hideg sötét anyagból áll. Ez utóbbi részecskéit nem ismerjük. Amennyiben sikerülne fényt deríteni erre a rejtélyre, ez a 21. század egyik legnagyobb felfedezése lehet.

A könyv sötét anyaggal foglalkozó része ismerteti a sötét anyag létét bizonyító eredményeket, valamint áttekintést ad azon feltételezett részecskékről, amelyekből a sötét anyag állhat. Tárgyalja az eddig elért kutatási eredményeket és a kutatások távlatait.

A jelen munka támaszkodik a szerző korábbi munkáira: Fényes T.: Részecskék és kölcsönhatásaik (Debreceni Egyetemi Kiadó, 3., korszerűsített kiadás, 2013) és Fényes T. és mtsai.: Atommagfizika I. (Debreceni Egyetemi Kiadó, 2., korszerűsített kiadás, 2009). Így bizonyos elemi ismereteket feltételez. Ugyanakkor a neutrínók és a sötét anyag fizikáját sokkal részletesebben tárgyalja és a legújabb eredményeket is magába foglalja.

A könyv általában a részecskefizikában szokásos $c = 1$, $\hbar = 1$ egységeket használja.

A kötet elsősorban fizikus és tanárjelölt egyetemi hallgatóknak ajánlható, akik mesteri, ill. PhD doktori fokozat elnyerésére törekednek. Érdeklődésre számíthat továbbá kutatók, tanárok, fizikusok és mérnökök részéről is.

Köszönettel tartozom Dombrádi Zsoltnak, az MTA doktorának, az Atomki igazgatójának a munka támogatásáért, Krasznahorkay Attilának, az MTA doktorának a könyv lektorálásáért, Juhászné Marosi Editnek a műszaki szerkesztésért és a Debreceni Egyetemi Kiadónak gondos munkájukért.

Debrecen, 2018. január

A Szerző

DUPress

I. BEVEZETÉS

I. 1. A NEUTRÍNÓK ALAPVETŐ SAJÁTSÁGAI

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

Neutrínók megjelenhetnek atommagok, mezonok, barionok, valamint töltött μ - és τ -leptonok bomlásánál, és részt vehetnek különféle reakciókban. Nagyon nehéz ezeket detektálni, mivel az anyaggal való kölcsönhatásuk rendkívül kicsi. Ezért a jellemző sajátságait (tömeg, energia, töltéssemlegesség, impulzus, spin stb.) rendszerint a folyamatban részt vevő egyéb részecskék adataiból határozzák meg, a megmaradási törvények felhasználásával.

Számos kísérlet mutatja, hogy a *hatféle neutrínó* valóban különböző sajátságokkal rendelkezik.

Például az elektron- és müon-neutrínó különbözőségét, azazhogy $\nu_e \neq \nu_\mu$, a következőképpen mutatták ki. Nagy energiájú protonokkal π^+ -nyalábot hoztak létre, amelyből $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ bomlás révén igen rövid idő alatt ($\tau_\pi = 2,6 \times 10^{-8}$ s) müon-neutrínók álltak elő. A müon-neutrínók $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ reakciót hoznak létre, és a reakciótermékek szikraszámológokkal detektálhatók. A számlálókat vastag sugárvédő falakkal vették körül, hogy a neutrínókon kívül más részecske ne juthasson el odáig. Ha a müon-neutrínó ugyanaz lenne, mint az elektron-neutrínó, $\nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-$ és $\nu_\mu + n \rightarrow p + e^-$ reakciók egyenlő arányban jönnének létre. A kísérletek azonban erős aszimmetriát mutattak, a müon-neutrínók csak müonokat generáltak, elektronokat nem (Bookhaveni Nemzeti Laboratórium, Lederman, Schwartz, Steinberger, Nobel-díj, 1988).

A kísérletek azt is egyértelműen mutatták, hogy az elektron-neutrínók és -antineutrínók különböznek egymástól: $\nu_e \neq \bar{\nu}_e$. Elektron-antineutrínók pl. a neutron β -bomlásában állnak elő: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Az elektron-antineutrínókkal létrehozható pozitrontermelő $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ reakció, de elektrontermelő

$\bar{\nu}_e + n \rightarrow p + e^-$ reakció nem. Ugyanakkor a Napból kilépő ν_e neutrínók kiválthatnak elektrontermelő $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ reakciót.

Az elektron-antineutrínó létének közvetett bizonyítékát Csikai és Szalay adták meg, amikor ködkamrában lefotózták a ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$ β^- -bomlás nyomait.

A π^- -bomlásból előálló $\bar{\nu}_\mu$, ill. a π^+ -bomlásból keletkező ν_μ részecskék szintén különböző módon viselkednek: a $\bar{\nu}_\mu$ antineutrínók csak μ^+ -t hoznak létre, míg a ν_μ neutrínók csak μ^- -t, azaz $\nu_\mu \neq \bar{\nu}_\mu$.

Hasonlóan a tau-neutrínó által létrehozott reakció tau-lepton állít elő. A τ -neutrínót kísérletileg a bájos mezonok τ -bomlásában sikerült kétségtelenül kimutatni 2000-ben (DONuT-kísérlet a Fermi-laboratóriumban, l. Lundberg és mtsai. [2003]). A kísérletben a $D_s \rightarrow \nu_\tau + \tau$ és $\tau \rightarrow (\nu_\tau \text{ vagy } \bar{\nu}_\tau) + X$ bomlásokat vizsgálták emulziós céltárgyban.

A neutrínóknak rendkívül kicsi a *tömegük*, kisebb, mint bármelyik más lepton vagy kvark tömege. Így a tömegüket valami speciális mechanizmus kell hogy alakítsa. Az abszolút neutrínótömeg legérzékenyebb meghatározása a trícium β -bomlási spektrumából történt. A Troickban (Oroszország) és Mainzban (Németország) elvégzett kísérletek alapján az elektron-antineutrínó tömege $< 2,05$ eV (95% konfidenciával). Karlsruheban új kísérletet terveznek KATRIN névvel, amelynek célja a 0,2 eV-os érzékenység elérése. Az abszolút neutrínótömeg meghatározásának óriási jelentősége van a kozmológiában. Az a tény, hogy a neutrínóknak van tömegük, túlmutat a részecskefizika standard modelljén (l. később a III. 3. alfejezetben).

A neutrínók kölcsönhatása anyaggal. A neutrínók olyan elektromos töltés nélküli leptonok, amelyek nem vesznek részt sem az erős, sem az elektromágneses kölcsönhatásban. Így kölcsönhatásuk az anyaggal rendkívül kicsi. A reaktorból származó antineutrínók közepes szabad úthossza vízben $\sim 6 \times 10^{14}$ km. Ugyanakkor a neutrínók az általunk ismert világegyetem leggyakoribb anyagi részecskéi, csak a fotonok száma nagyobb náluk. Testünket másodpercenként $\sim 10^{13}$ (azaz tízezermilliárd) neutrínó járja át, bár ezt nem érzékeljük.

Az atommagok β -bomlásával kapcsolatos kísérletek szerint a ν_e *helicitása* -1 (balkezes), a $\bar{\nu}_e$ -é $+1$ (jobbkezes). A helicitás (H) definíció szerint $H \equiv J_z/J$, ahol J_z a részecske spinjének vetülete az impulzusának irányára, J a részecske spinje. Tömeg nélküli részecskékre $J_z = \pm J$, így $H = +1$ vagy -1 . Amennyiben a neutrínóknak van tömegük, a helicitás értéke eltér ± 1 -től. Itt jegyzendő meg, hogy az atommagok β -bomlásában a kilépő elektronok longitudinális polarizációja

$$P = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} = \alpha \frac{v}{c},$$

ahol I^+ és I^- a kilépő e^\pm -ok intenzitása a haladási iránnyal paralel, ill. antiparalel irányban, $\alpha = +1$ pozitronokra, $\alpha = -1$ elektronokra, v a lepton sebessége, c a fénysebesség vákuumban.

A *neutrínók természetére* kétféle elképzelés van. Az egyik szerint a neutrínók Dirac-részecskék, amelyeknek spinje $\frac{1}{2}$, de a kétféle spinállapot közül az egyik hiányzik. A másik elképzelés Majoranától származik. Eszerint a neutrínó azonos az antirészecskéjével, $\nu = \bar{\nu}$, azaz csak egy $\frac{1}{2}$ spinű részecske van, de két különböző állapot: ν_{bal} és ν_{jobb} . Így a neutrínó és antineutrínó közti különbség csupán a különböző helicitásokból adódna.

Máig (2017) sem eldöntött kérdés, hogy a neutrínó-tömegsajátértékek Dirac- vagy Majorana-természetűek. A neutrínó nélküli kettős béta-bomlás vizsgálata választ adhat a kérdésre, de az egyértelmű válasz még hiányzik.

I. 2. A NEUTRÍNÓFIZIKA ÉS A GYENGE KÖLCSÖNHATÁSI ISMERETEINK FEJLŐDÉSÉNEK RÖVID ÁTTEKINTÉSE

- 1931 Pauli feltételezi a neutrínó létét.
- 1933–34 Fermi megalkotja a β -bomlás elméletét [Fermi 1934], amelynek szerves részét képezik a neutrínók. Mindmáig ez az alapvető elmélete a β -bomlásnak. (L. részletesebben pl. Fényes és mtsai. [2009], VII. 3. alfejezetben.)
- 1953–59 Az elektronneutrínók első direkt detektálása: Reines, Cowan [1953 és 1959]. A reaktorneutrínók a $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ folyamatban pozitronokat produkálnak. A folyamat hatáskeresztmetszete $\sigma_\nu = (11 \pm 2,6) \times 10^{-44} \text{ cm}^2$ értéket kaptak. Ez egyezésben volt az elmélet előrejelzésével, ami $\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n) = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} p_e E_e$ alakba volt írható. Itt p_e a pozitron impulzusa, $E_e \cong E_{\bar{\nu}} - (m_n - m_p)$ a pozitron energiája; $f = 1,686$ a fázistényező; τ_n a neutron élettideje; m_n, m_p, m_e a neutron, proton, ill. elektron tömegei. Az elméleti érték az antineutrínó-spektrumra átlagolva $\sigma(\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n) \approx 9,5 \times 10^{-44} \text{ cm}^2$, ami szép egyezésben van a kísérleti adatokkal.
- 1956–57 A neutrínó létének közvetett kimutatása Csikai és Szalay [1957] nevéhez fűződik, akik ködkamrában lefénnyképezték a ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + e^- + \bar{\nu}_e$ bomlást. Azt észlelték, hogy az elektron emissziója után a maradék mag nem olyan irányban lökődik hátra, mint az az

- impulzusmegmaradási törvényből következne. Így egy nyomot nem hagyó részecskének is fel kellett lépni a bomlásban.
- 1956–57 A paritás meg nem maradásának kimutatása a β -bomlásban Lee és Yang [1965], valamint Wu és mtsai. [1957]. A felfedezés nagyban elősegítette a neutrínó és a gyenge kölcsönhatás elméletének felépítését. Az elméletben feltették, hogy a neutrínók tömeg nélküli részecskék.
- 1957 **Nobel-díj** T. D. Lee, C. N. Yang, a gyenge kölcsönhatás vektor-axiálvektor elméletéért.
- 1958 Feynman és Gell-Mann [1958], valamint Marshak és Sudashan [1958] két alapvetően fontos elméleti munkát publikált. Ezekben megteremtették a β -bomlás és más gyenge folyamatok egyszerű, de univerzális leírásának alapjait. Szerintük a gyenge kölcsönhatás Hamilton-operátorában csak balkezes komponensek lépnek fel. A gyenge kölcsönhatás vektor-axiálvektor jellegű és univerzális, jellemzésére elég csak egy, a Fermi- (G_F) állandó. Az elmélettel egyaránt jellemezhetőek $\nu + e \rightarrow \nu + e$, $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ és más folyamatok, a reakció-hatáskeresztszetszettek jól leírhatók.
- Az a felismerés, hogy a gyenge kölcsönhatást W- és Z-bozon cseréje közvetíti (miként az elektromágnesét a foton), kísérleti bizonyítást nyert Rubbia és van der Meer munkássága nyomán.
- 1961–70 Az elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyesített elméletének létrehozása [Weinberg 1967, Salam 1968, Glashow 1961].
- 1962→ A müonneutrínó felfedezése Lederman, Schwartz, Steinberger és mások nevéhez fűződik. Ez volt az első neutrínókísérlet gyorsítóval. A kísérletek egyértelműen mutatták, hogy az elektron- és müonneutrínók különböző részecskék, és a leptonok első családja mellett (e, ν_e) van egy második család is (μ, ν_μ).
- 1973 A CERN-i Gargamelle buborékkamrában sikerült $\nu_\mu + e \rightarrow \nu_\mu + e$ semleges áramú kölcsönhatást észlelni, ami az egyesített elektromágneses-kölcsönhatás első megerősítését jelentette [Hasert és mtsai. 1973]. Az eredményt később a Fermi-laboratóriumban végzett mérésekkel is alátámasztották. A gyenge keveredési szög $\sin^2\theta_W = 0,2335 \pm 0,0018$ értéket nyertek, ami az elmélet előrejelzésével egyezésben volt. (L. részletesebben pl. [Fényes 2013] könyvének X. 5. 5. pontjában.)

- 1975–77 Perl és munkatársai [1975] felfedezték a τ^\pm -leptonokat, Stanfordban (USA). Ezek után világossá vált, hogy van egy harmadik leptoncsalád is, és ennek is kell lenni neutrínójának. A tau-neutrínó (ν_τ) létét kísérletileg Lundberg és mtsai. [2003] mutatták ki.
- 1979 **Nobel-díj** S. L. Glashow, S. Weinberg, A. Salam, az elektromágneselmélet megteremtéséért.
- 1984 **Nobel-díj** C. Rubbia és S. Van der Meer, a W^\pm - és Z^0 -bozonok előállításáért. (L. részletesebben: pl. Fényes [2013, VIII. 4. alfejezet].)
- 1988 **Nobel-díj** L. M. Lederman, M. Schwartz, J. Steinberger, a kétfajta neutrínó kimutatásáért.
- 1988 A neutrínó helicitásának meghatározása Goldhaber, Grodzins, Sunar [1988] nevéhez fűződik. A ^{152}Eu elektronbefogását vizsgálva kimutatták, hogy a neutrínóknál a $\nu_{\text{bal}}(x)$ helicitás realizálódik és nem a $\nu_{\text{jobb}}(x)$.
- 1988–2003 A neutrínóoszilláció „aranykora”. A neutrínófizika egyik lényeges felismerése a neutrínóoszilláció volt. Ez azt jelenti, hogy a neutrínóknak repülésük során változik az „ízük”, azaz az elektron-, müon- és tau-neutrínó-összetételük. Az oszcilláció alapvető oka az, hogy a neutrínóknak van kicsi, de különböző tömegük, és a különböző ízű neutrínók a neutrínók tömegsajátértékeinek keverékeként állnak elő.
- 1989 A lepton- és kvarkcsaládok száma három. A CERN-i LEP, ill. a stanfordi SLC-gyorsítók mellett lehetőség nyílt W^\pm - és Z^0 -bozonok előállítására elektron-positron ütközéses reakciókban. A kísérletekben óriási mennyiségben nyertek Z^0 -bozonokat, ami lehetővé tette a $Z^0 \rightarrow (e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \nu_e\bar{\nu}_e, \nu_\mu\bar{\nu}_\mu, \nu_\tau\bar{\nu}_\tau + \text{hadronok})$ bomlás részletes, precíziós vizsgálatát. A kísérletek egyértelműen három leptoncsalád létét támasztották alá. (L. részletesebben pl. Fényes [2013] könyvének VIII. 4. 2. pontját.)
- 1995 **Nobel-díj** F. Reines, az elektron-antineutrínók detektálásáért.
- 1995 **Nobel-díj** M. Perl, a tau-leptonok felfedezéséért.
- 1999 **Nobel-díj** M. J. G. Veltman, G. 't Hooft, az elektromágneselmélet renormalizálhatóságának kimutatásáért. (Az elektromágnes és erős kölcsönhatást is magába foglaló standard modell részletesebb tárgyalását l. pl. Fényes [2013] könyvének IX. 2. és X. fejezeteiben.)

2002 **Nobel-díj** R. Jr. Devis, M. Koshiba, a napneutrínók vizsgálatáért.
2015 **Nobel-díj** T. Kajita, M. McDonald, az atmoszferikus és napneutrínók vizsgálatáért.

(A neutrínók oszcillációját a következő, II. fejezetben részletesen tárgyaljuk.)

DUPress

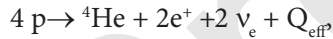
II. A NEUTRÍNÓK OSZCILLÁCIÓJA

II. 1. A NEUTRÍNÓK ÁTALAKULÁSÁNAK KÍSÉRLETI KIMUTATÁSA

Az 1960-as évek végétől elvégzett számos kísérlet arra utal, hogy átmenetek (oszillációk) léphetnek fel a különböző leptoncsaládok neutrínói (ν_e , ν_μ , ν_τ) között. A következőkben áttekintjük a kísérletek fontosabb eredményeit.

Napneutrínók

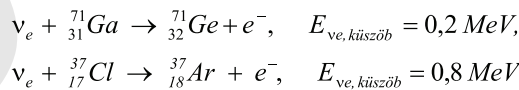
A Napban lejátszódó hidrogénégés különböző folyamatok révén neutrínókat termel (l. pl. Fényes és mtsai. [2009, IX. 5. 7. pont]). A folyamatok nettó végeredménye a következő:



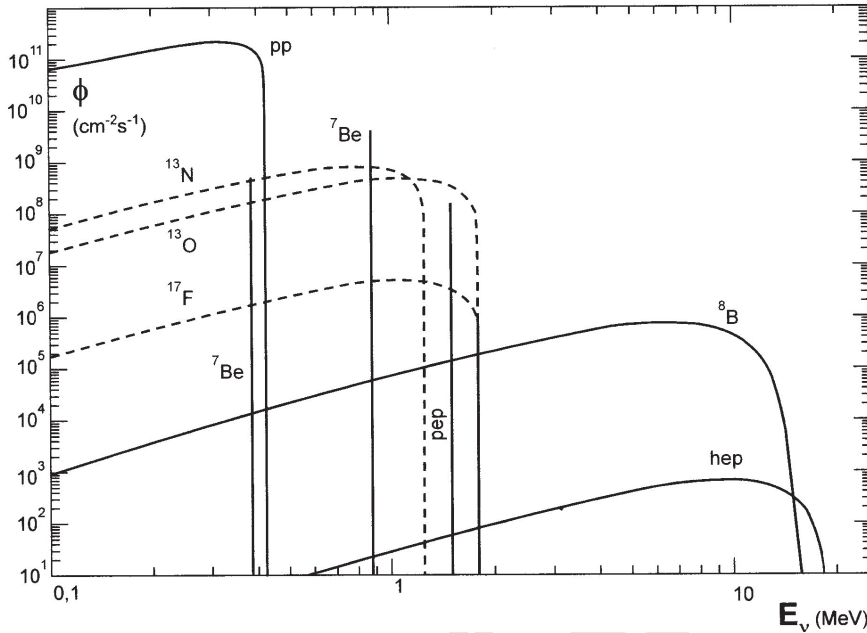
ami azt jelenti, hogy négy proton „elégése” során két elektronneutrínó keletkezik. Ismerve a Nap luminozitását és a Föld–Nap közepes távolságot, kiszámítható a neutrínók várt fluxusa a Földön.

A pp-reakciókon kívül pep-reakciók és az égésfolyamatok során előállt különböző atommagok bomlásai (pl. ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$) is termelnek neutrínókat. A napneutrínók várható fluxusa a Földön a II. 1. ábrán látható. Az ábrán pp: $pp \rightarrow de^+\nu$, pep: $pe^-p \rightarrow d\nu$, hep: ${}^3\text{He}p \rightarrow {}^4\text{He}e^+\nu$ reakciót jelöl, a többi bomlásokat, pl. ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^*e^+\nu$. A legnagyobb fluxus a pp-reakciókból várható, de mivel a neutrínódetektálás hatáskeresztmetszete erősen növekszik a neutrínók energiájával, lényeges a ${}^8\text{B}$ bomlásából származó neutrínók jelenléte is.

A Napból érkező neutrínók detektálására felhasználhatók pl. a



reakciók, amelyeknél az érkező neutrínó neutronban befogódva protont és elektront hoz létre. A kísérleteket a háttér csökkentése érdekében föld alatt célszerű végezni, és a kis hatáskeresztmetszet miatt nagy tömegű (~ 100 tonna) céltárgyanyagot kell alkalmazni. Az első napneutrínó-kísérletet (Cl → Ar) az USA-ban



II. 1. ábra. A Naptól származó neutrínók várható fluxusa (Φ) a Földön a neutrínók energiájának (E_ν) függvényében. Az ábrán a neutrínótermeléshez vezető reakciók, ill. a bomló atommagok is fel vannak tüntetve. Bahcall [1989] nyomán

lévő Homestake bányában végezték 1972-ben. Az úttörő munkáért R. Davis Jr. és M. Koshiba Nobel-díjban részesült (2002). Az 1990-es években két másik radio-kémiai kísérletben (GALLEX Gran Sassóban és SAGE a Kaukázusban) a $\text{Ga} \rightarrow \text{Ge}$ reakciót vizsgálták. E reakció küszöbenergiája lényegesen alacsonyabb, és így a pp-reakcióból származó igen intenzív neutrínófluxust is detektálhatták. A radio-kémiai mérések arra az eredményre vezettek, hogy az észlelt neutrínófluxus csak kb. $30 \div 50\%$ -a annak, amit a standard napmodellből lehet várni. Az eredményt megerősítették a japán Kamiokande, ill. Super-Kamiokande detektorokkal végzett mérések is. Ezek rugalmas $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ neutrínószóráson alapultak; a szórt elektronokat vízalapú Cserenkov-detektorokkal regisztrálták. A kísérletekben a ~ 7 MeV-nél nagyobb energiájú neutrínókat detektálták, ez alatt a természetes radioaktivitásból eredő háttér erősen zavart. Az eredmény ismét az volt, hogy az észlelt neutrínófluxus csak mintegy 40% -a a várhatónak. A kísérlet azt is mutatta, hogy a neutrínók a Nap irányából érkeznek.

E több mint 30 évig fennálló rejtély megoldását a kanadai Sudbury Neutrínó Observatóriumban (SNO) végzett mérések szolgáltatták [Ahmad és mtsai. 2001]. Ezeket részletesebben is ismertetjük.

A mérés kulcsfontosságú eleme volt, hogy az érkező neutrínókat egyszerre három reakcióval is regisztrálták:

1. $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (neutrínóelnyelődés, W-csere),
2. $\nu_{e,\mu,\tau} + d \rightarrow p + n + \nu_{e,\mu,\tau}$ (deuteronfeltörés, Z-csere),
3. $\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^-$ (neutrínószórás, Z-csere). (II. 1.)

Az első reakció csak az elektronneutrínókat detektálja, míg a másik kettő érzékeny mindhárom neutrínófajtára.

A detektor 1000 tonna nehézvízből állt, amit egy 12 m átmérőjű átlátszó akriledényben tároltak. A nehézvizet ~9500 fotoelektron-sokszorozó nézte. A rendszer ultratiszta közönséges vízbe merült. A háttérsugárzás csökkentése érdekében a detektorrendszert 2 km-rel a földfelszín alatt, egy nikkelbánya sziklába vájt üregében helyezték el.

306 mérésnap alatt közel félmilliárd eseményt regisztráltak, amiből kb. 3000 esemény volt neutrínóhoz rendelhető [McDonald és mtsai. 2003].

A mérések legfontosabb eredményei a következők:

– A Napból érkező elektronneutrínók száma sokkal kisebb, csak ~30%-a annak, amit a napmodell alapján lehet várni. Ez lényegében megerősíti a korábbi elektronneutrínó-deficittel kapcsolatos méréseredményeket. Az elért legpontosabb fluxusarány:

$$\frac{\Phi(\nu_e)}{\Phi(\nu_e) + \Phi(\nu_{\mu,\tau})} = 0,340 \pm 0,023(stat.) \pm 0,030(sziszt.)$$

[Aharmin és mts. 2005].

– A Napból érkező neutrínók többsége müon- vagy tau-neutrínó. Mivel a Nap csak elektronneutrínókat termel, ezért a neutrínók zömének át kellett alakulni útjuk során. A neutrínók teljes száma megfelel a napmodell alapján vártnak.

– A neutrínóátalakulásból következően (I. a II. 2. alfejezetet) tömegkülönbségeknek kell lenni az egyes neutrínófajták között. Ez túlmutat a részecskék standard modelljén, mivel a modell tömeg nélküli neutrínókkal számol. A véges neutrínótömegnek igen jelentős következményei vannak az asztrofizikában is.

A napneutrínó-kísérletek eredményeiről összesítés található a **II. 1.** táblázatban. A napneutrínó-detektorokról és megfigyelésekről, a neutrínóoszillációról, valamint a napmodellekről részletes áttekintést ad Ianni [2017] munkája.

II. 1. táblázat. Radiokémiai napneutrínó-kísérletek eredményei. Particle Data Group [2016]

	$^{37}\text{Cl} \rightarrow ^{37}\text{Ar}$ [SNU]	$^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$ [SNU]
Homestake	$2,56 \pm 0,16 \pm 0,16$	–
GALLEX		$77,5 \pm 6,2 \pm 4,7$
GNO		$62,9 \pm 5,5 \pm 2,5$
GNO+GALLEX		$69,3 \pm 4,1 \pm 3,6$
SAGE		$65,4 \pm 3,1 \pm 2,8$
Standard napmodell előrejelzése	$8,46 \pm 0,88$	$127,9 \pm 8,2$

SNU \equiv napneutrínó-egység = 10^{-36} neutrínóbefogás / (atom \times s).

Az első hibák statisztikusak, a másodikak szisztematikusak.

A GALLEX és GNO gallium detektoros kísérleteket Gran Sassóban végezték Olaszországban.

Reaktor-antineutrínók

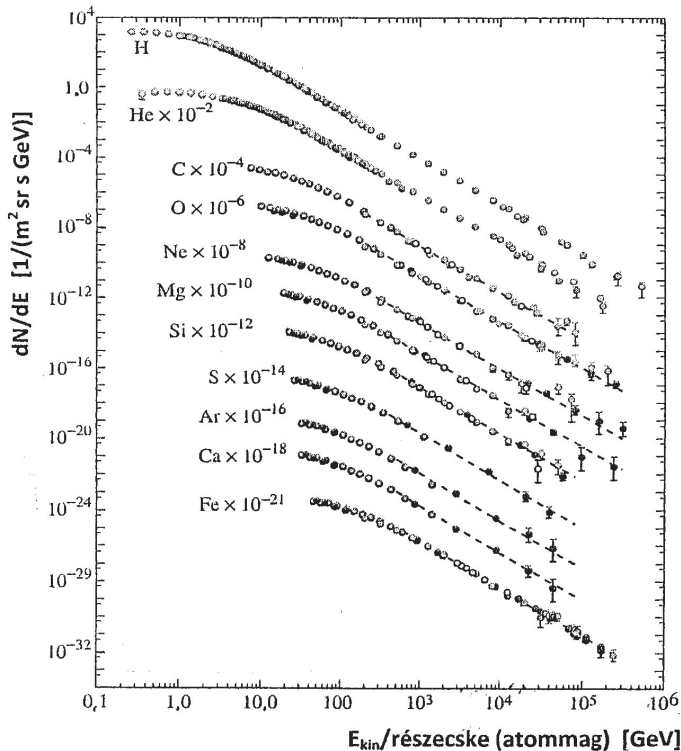
A japán KamLAND-kísérletben reaktorból származó elektron-antineutrínók fluxusát vizsgálták átlagban 180 km-re a környező 13 atomerőműtől. Azt találták, hogy az elektronneutrínó-fluxus a detektornál csak $0,658 \pm 0,044$ (stat.) $\pm 0,047$ (sziszt.)-szorosa volt annak, amit az elektronneutrínó-eltűnés nélkül lehet várni. Így a KamLAND-adatok megerősítették a napneutrínó-kísérletekből nyert eredményeket: a neutrínóknak tömege van és keverednek. L. Gando és mtsai. [2011].

Atmoszferikus neutrínók

A Föld atmoszférájába belépő kozmikus sugárzás (l. a II. 2. ábrát) a levegő atommagjaival ütközve hadronzárporokat hoznak létre, amelyekben sok pion van. A töltött pionok rövid közepes élettartamuk ($2,6 \times 10^{-8}$ s) alatt gyakorlatilag röptükben mind elbomlanak müonokba. A $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, ill. $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ bomlásokban neutrínók is keletkeznek. (A π^- és μ^- -bomlásmódok töltéskonjugáltjai a π^+ és μ^+ -bomlásmódoknak.) A müonok közepes élettartama ($2,2 \times 10^{-6}$ s) nagyobb, mint a pionoké, de gyakorlatilag ezek is elbomlanak röptükben, ha energiájuk kisebb, mint ~ 2 GeV.

Az atmoszferikus neutrínók előállítására vonatkozó ezen egyszerű képből az következik, hogy a müon- és elektronneutrínók számaránya kb. kettővel egyenlő. A fluxusarányt a

$$\frac{\Phi(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{\Phi(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \quad (\text{II. 2.})$$



II. 2. ábra. A primer kozmikus sugárzás dN/dE fluxusa (részecskehozam per energia) a részecske kinetikus energiája $E_{kin}/\text{részecske (atommag)}$ függvényében 2 GeV/nukleon fölött. L. részletesebben a Particle Data Group [2016, 421. old.] közleményben

kifejezéssel definiálják. Ezt az arányt több kutatócsoport is részletesen kiszámolta (áttekintésüket l. Jung és mtsai. [2001], Honda és mtsai. [2015], Barr és mtsai. [2004], Battistoni és mtsai. [2003] közleményeiben); a számításokban figyelembe vették a részecskék energiáit, az élettartamokat, az ionizációs energiavesztéseket stb. A fluxusarány-számítás bizonytalansága – a 100 MeV és 10 GeV közötti széles neutrínóenergia-tartományban – kisebb, mint 5%, az abszolút fluxusé kb. 20%.

Az atmoszferikus neutrínókat mélyen a föld alatt detektálják, mivel így a nagy energiájú kozmikus müonok által okozott háttérrel lényegesen csökkenteni lehet. A neutrínókat a nukleonokon létrehozott $\nu + N \rightarrow l + X$ töltött áramú kölcsönhatások révén detektálják, úgy, hogy a végállapot töltött elektron- vagy müonleptonát (l) észlelik. A visszalökődő (X -szel jelölt) hadronok egy részét szintén detektálni lehet. A neutrínó jellege („íze”) a töltött lepton jellege alapján meghatározható.

A japán Super-Kamiokande detektorral végzett több független mérés eredménye szerint a (II. 2.) fluxusarány megfigyelt és számított értékének hányadosa kb. 0,6. Az eredmény arra utal, hogy a müonneutrínók jelentős része az út során átalakult tau-neutrínóvá.

A Super-Kamiokande egy hatalmas Cserenkov-detektor. Tartálya ~ 50 000 tonna tiszta vizet tartalmaz, a benne keltett Cserenkov-fényfelvillanásokat ~ 11 200 fotoelektron-sokszorozó figyel. A detektort a háttérsugárzás csökkentése érdekében ~ 1000 méterrel a földfelszín alatt helyezték el.

Ha a neutrínó energiája néhány száz MeV-nél nagyobb, a leptonvégállapot iránya közelítőleg megegyezik az eredeti neutrínóiránnyal. Így a detektor érzékeli a neutrínó repülési irányát, amit a zenithez viszonyított szöggel mérnek. A neutrínó úthossza (L) erős függvénye a zenitszögnek; $L \approx 20$ km a lefelé jövő neutrínókra és $L \approx 10\,000$ km a Föld másik részéről felfelé jövőkre. Minden effektus, ami a neutrínó repülési távolságának függvénye (pl. a neutrínóoszilláció), jelentkezik a lepton zenitszögének eloszlásában. A Super-Kamiokande-kísérletben a zenit-szögeloszlásból további meggyőző bizonyítékot nyertek a neutrínóátalakulásra; a müonneutrínók a Földön való áthaladásuk során valószínűleg tau-neutrínókká alakulnak.

Az atmoszferikus és napneutrínó-oszilláció felfedezéséért T. Kajita (Super-Kamiokande), ill. A. McDonald (Sudbury Neutrino Observatory) 2015-ben Nobel-díjban részesült.

Gyorsítókkal nyert neutrínók

Az atmoszferikus müonneutrínók átalakulása megerősítést nyert mesterségesen előállított müonneutrínók vizsgálatából is. A japán KEK \rightarrow Kamioka (K2K) kísérletben gyorsított részecskék segítségével 1 GeV körüli energiájú ν_μ -nyalábot hoztak létre, és mérték a nyalábintenzitást a gyorsító közelében, valamint a 250 km-re lévő Super-Kamiokande detektorban. Ötéves adatfelvétel eredményeként kevesebb müonneutrínót észleltek, mint amennyit várni lehetett a neutrínók átalakulása nélkül. A müonneutrínók eltűnésének mértéke összhangban volt a korábbi atmoszferikus neutrínódeficittel; kb. 30%-a a ν_μ -neutrínóknak megváltoztatta ízét. [L. Ahn és mtsai. (K2K Collab.) 2006.] A KEK-kísérlet 1999-ben kezdte az adatgyűjtést és 2004-ben fejezte be.

Müonneutrínó-eltűnést észleltek a MINOS- (Main Injector Neutrino Oscillation Search) programban is. A Fermi-laboratóriumból (USA) ν_μ -neutrínókat

lőttek a 735 km távolságban lévő Soudan (Minnesota) föld alatti neutrínódetektorba. Csak 215 müonneutrínó-eseményt észleltek a várható $336 \pm 14,4$ helyett. Mind a K2K-, mind a MINOS-kísérletben a detektorba eljutott müonneutrínók energiaspektruma is eltorzult, úgy, ahogy a kétneutrínó-oszcilláció alapján várható volt. [L. Michael és mtsai. 2006; Adamson és mtsai. 2008; Adamson és mts. 2011.] A MINOS 2005-től 2012-ig működött.

Összefoglalóan megállapítható, hogy a neutrínók ízváltozását a kísérleti eredmények meggyőzően bizonyítják mind a nap- és reaktorneutrínós, mind az atmoszferikus és gyorsító vizsgálatokban. A legújabb eredményeket a III. fejezetben fogjuk tárgyalni.

II. 2. A NEUTRÍNÓOSZCILLÁCIÓ KVANTUMMECHANIKAI ELMÉLETE

Az előző alfejezetben ismertetett kísérletek meggyőzően mutatják, hogy a különböző családokhoz tartozó neutrínók átalakulhatnak egymásba. Az átalakulás elméletileg is értelmezhető. A feltevés szerint a neutrínók különböző fajtái ízsajátállapotban ($|v_e\rangle, |v_\mu\rangle, |v_\tau\rangle$) állnak elő, ill. semmisülnek meg, de ezek tömegsajátállapotok ($|v_1\rangle, |v_2\rangle, |v_3\rangle$) szuperpozíciói.

A kapcsolat mátrix alakban kifejezve:

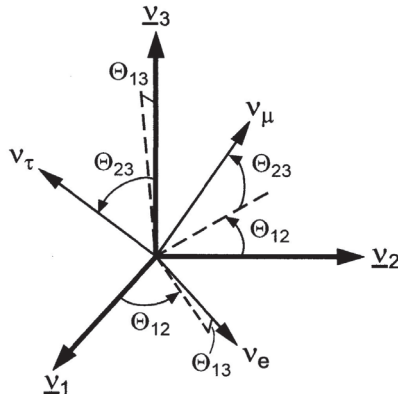
$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \\ |v_\tau\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \\ |v_3\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{II. 3.})$$

Az U-mátrixot Pontecorvo [1957, 1958], ill. Maki–Nakagawa–Sakata [1962] ismerte fel először, így róluk nevezték el: PMNS-mátrix.

Ha minden neutrínó tömeg nélküli lenne, a tömeg- és ízsajátállapotok egybeesnének és nem lenne neutrínóátalakulás sem. A (II. 3.) összefüggés feltételezi, hogy a neutrínóknak van tömege.

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

A (II. 3.) mátrix elemei nem lehetnek akármilyenek, az univerzalitás követelményének eleget kell tenniük: valós U értékeknél a mátrix és az inverz mátrix szorzata egységnyi. A mátrix elemei parametrizálhatók három keveredési szög-



II. 3. ábra. Rotációs transzformáció a neutrínók keveredési mátrixában

gel: θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} és egy CP-sértő δ fázissal. (Ha a neutrínók Majorana-részecskék, további két CP-sértő fázis lehet.)

A θ szögek rotációs transzformációnak felelnek meg a II. 3. ábra szerint. A keveredési mátrix parametrizált alakja a következő:

$$\begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\phi_1} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\phi_2+\delta)} \end{pmatrix}, \quad (\text{II. 4.})$$

ahol $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ és $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$. Dirac-neutrínók esetében a (II. 4.) kifejezésnek csak az első mátrixa veendő figyelembe, Majorana-neutrínóknál mind a kettő. A δ -t Dirac-fázisnak, a ϕ_1 - és ϕ_2 -t Majorana-fázisnak nevezik. A tárgyalás egyszerűsítése érdekében tekintsünk csak két ízsajátállapotot (v_e, v_μ) és két tömeg-sajátállapotot (v_1, v_2). Ekkor a mátrix a következőképpen alakul:

$$\begin{pmatrix} |v_e\rangle \\ |v_\mu\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |v_1\rangle \\ |v_2\rangle \end{pmatrix} \quad (\text{II. 5.})$$

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

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

$$|v_e\rangle_t = e^{-iE_1 t/\hbar} \cos \theta |v_1\rangle + e^{iE_2 t/\hbar} \sin \theta |v_2\rangle, \quad (\text{II. 6.})$$

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

Az (II. 5.) kifejezés inverziója:

$$\begin{aligned} |v_1\rangle &= \cos\theta|v_e\rangle - \sin\theta|v_\mu\rangle, \\ |v_2\rangle &= \sin\theta|v_e\rangle + \cos\theta|v_\mu\rangle, \end{aligned}$$

amit behelyettesítve (II. 6.)-ba a következő kifejezéshez jutunk:

$$|v_e\rangle_t = e^{-iE_e t/\hbar} \left[\cos^2\theta + e^{i(E_1-E_2)t/\hbar} \sin^2\theta \right] |v_e\rangle - \sin\theta\cos\theta(1 - e^{i(E_1-E_2)t/\hbar}) |v_\mu\rangle.$$

Ha t idő múlva a neutrínót detektálják, a kvantummechanika szabályai szerint annak a valószínűsége, hogy az elektronneutrínó lesz:

$$P_e(t) = \left| \cos^2\theta + e^{i(E_1-E_2)t/\hbar} \sin^2\theta \right|^2, \quad (\text{II. 7.})$$

és annak a valószínűsége, hogy müonneutrínó lesz:

$$P_\mu(t) = \sin^2\theta \cos^2\theta \left| 1 - e^{i(E_1-E_2)t/\hbar} \right|^2 = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{(E_2-E_1)t}{2\hbar}\right), \quad (\text{II. 8.})$$

ahol $P_e(t) + P_\mu(t) = 1$.

Innen világos, hogy ha $m_1 = m_2$ és $E_1 = E_2$, akkor $P_\mu(t) = 0$, azaz nem lép fel átalakulás. Ha viszont $E_1 \neq E_2$, $P_e(t) \leq 1$, ill. $P_\mu(t) \geq 0$ és az idő függvényében a neutrínónyaláb összetétele változik.

Analizáljuk tovább a $P_e(t)$ kifejezést. Ha a neutrínónyaláb közel fénysebességgel (c) mozog, akkor a forrástól L távolságra:

$$P_e(t \approx L/c) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left[\frac{(E_2-E_1)L}{2\hbar c}\right]. \quad (\text{II. 9.})$$

A relativisztikus energiakifejezés szerint

$$E_{vi} = \sqrt{p^2 c^2 + m_i^2 c^4} \approx p c + \frac{1}{2} \frac{m_i^2 c^4}{p}, \quad (\text{II. 10.})$$

mivel a négyzetgyök alatti kifejezés második tagja kicsi az elsőhöz képest, és így a kifejezés a Taylor-sorfejtés első tagjával közelíthető. Ekkor

$$E_2 - E_1 \approx \frac{(\Delta m^2) c^4}{2pc}, \quad (\text{II. 11.})$$

ahol $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$. Innen, mivel $pc \sim E_\nu$

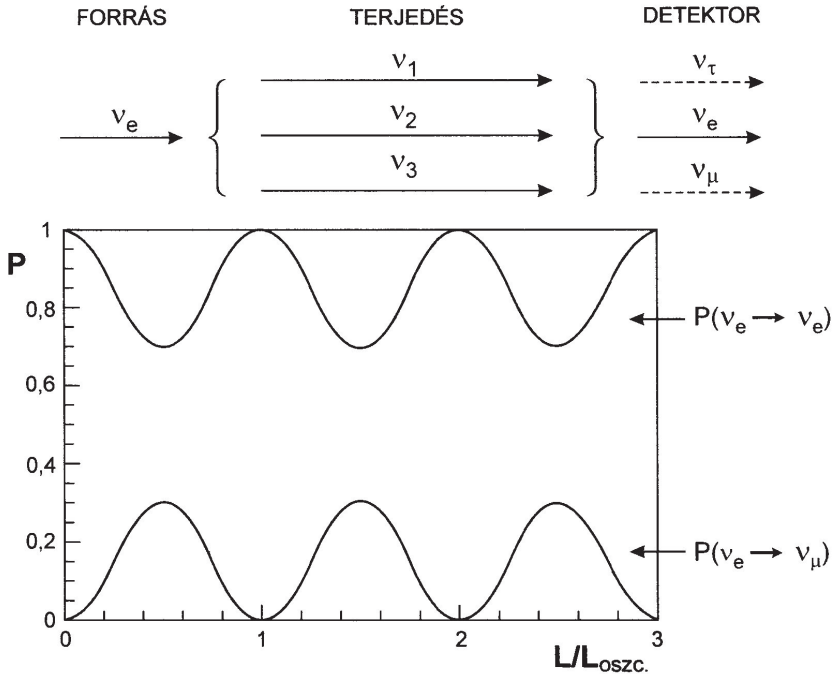
$$\frac{(E_2-E_1)L}{2\hbar c} = \frac{\Delta m^2 c^4}{2pc} \frac{L}{2\hbar c} = \frac{\Delta m^2 c^4}{4E_\nu \hbar} \frac{L}{c} = \frac{10^{-12}}{4 \times 197 \times 10^{-15}} \frac{\Delta m^2}{E_\nu} L = 1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu}, \quad (\text{II. 12.})$$

ahol Δm^2 eV²-ben, L m-ben, E_ν MeV-ben van kifejezve. Bevezethető az oszcilláció hossza: $L_{oszc.}$, e távolságon áthaladva P_μ ugyanazt az értéket veszi fel:

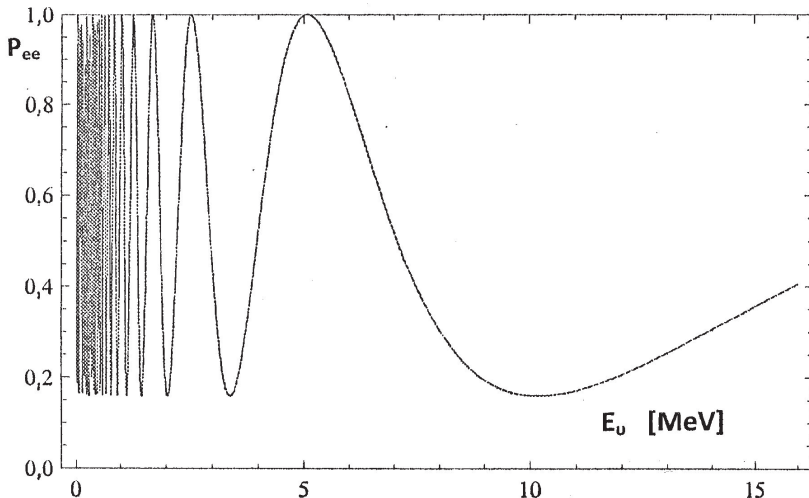
$$\frac{1,27 \Delta m^2 L_{oszc.}}{E_\nu} = 2\pi. \quad (\text{II. 13.})$$

A $P(\nu_e \rightarrow \nu_e)$ és $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ valószínűségek változását az $L/L_{oszc.}$ függvényében a **II. 4. ábra** mutatja. A (II. 9.) és (II. 12.) összefüggések lehetőséget adnak a Δm^2 tömegnégyzet-különbség és θ keveredési szög meghatározására.

A (II. 9.) kifejezés szerint P_e egyrészt függ a $\sin^2 \left[1,27 \frac{\Delta m^2 L}{E_\nu} \right]$ tényezőtől, ami fix L mellett oszcillál E_ν függvényében (innen a neutrínóoszcilláció név). Másrészt függ a $\sin^2(2\theta)$ tényezőtől, amely az oszcilláció amplitúdóját szabja meg. L. a **II. 5. ábrát**. A neutrínók oszcillációjára először a Super-Kamiokande atmoszferikus neutrínókísérletekben nyertek meggyőző bizonyítékot.



II. 4. ábra. Felül: A neutrínók vákuumban haladva útközben átalakulhatnak. Az ábrán ν_e, ν_μ, ν_τ neutrínó-íz-sajátállapotokat, ν_1, ν_2, ν_3 tömeg-sajátállapotokat jelöl. Alul: A neutrínóoszcilláció (átalakulás) valószínűsége (P) a terjedési távolság (L) függvényében a két neutrínófajtára és $\sin^2(2\theta) = 0,3$ esetére. $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$: $P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[1,27 \times \Delta m^2 L / E_\nu \right]$. L. részletesebben a szövegben



II. 5. ábra. A $P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$ túlélési valószínűség (II. 9. és II. 12. egyenletek) a neutrínó-energia (E_ν) függvényében $L = 180$ km, $\Delta m^2 = 7,0 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$ és $\sin^2 2\theta = 0,84$ esetére. Goswami és mtsai. [2005] alapján

Ha az általános esetet, azaz három neutrínó keveredését vizsgáljuk, a $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$, ($i \neq j$, a három neutrínó számozása önkényes) definícióból kiindulva

$$\Delta m_{21}^2 + \Delta m_{13}^2 + \Delta m_{32}^2 = 0,$$

azaz csak két független neutrínó-tömegnégyzetdifferencia van. Válasszuk a $|\Delta m_{21}^2| \neq 0$ és $|\Delta m_{13}^2| \neq 0$ esetet.

A neutrínóvizsgálatokból következően a tömegnégyzet-különbségek a következőképpen alakulnak (l. Nakamura, Petcov a Particle Data Group [2016, 246. o.]-ban): $|\Delta m_{21}^2| \cong 7,37 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$.

A részletes analízis három neutrínókeveredésre a következő eredményre vezet:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) \cong 1 - 2|U_{e3}|^2(1 - |U_{e3}|^2)(1 - \cos \frac{\Delta m_{31}^2 L}{2p}) \text{ és } \sin^2 \theta_{13} = |U_{e3}|^2.$$

Itt p a neutrínó impulzusát (lendületét) jelenti.

Ha a reaktorból eredő elektron-antineutrínók eltűnését vizsgáljuk $L \sim 1$ km távon és figyelembe vesszük, hogy az antineutrínók átlagenergiája ~ 3 MeV, az atmoszferikus neutrínókísérletekből ismert $\Delta m_{atm}^2 \equiv \Delta m_{31}^2$ felhasználásával az $|U_{e3}|^2$ és így $\sin^2 \theta_{13}$ meghatározható.

A bevett jelölések szerint

$$\theta_{12} = \theta_{\odot} \text{ és } \Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{\odot}^2 \text{ (ahol a } \odot \text{ szimbólum a Napra utal), valamint}$$

$$\theta_{23} \equiv \theta_{\text{atm}} \text{ és } \Delta m_{31}^2 \equiv \Delta m_{\text{atm}}^2.$$

A különböző neutrínóoszillációs kísérletek érzékenységének (vagyis hogy milyen minimális $\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$ értékek határozhatók meg velük) áttekintése található a II. 2. táblázatban. Fontos jellemzője a kísérleteknek a neutrínók átlagenergiája $\langle E_\nu \rangle$, valamint az L repülési hossz. A nagyobb repülési hossz az érzékenység javulását okozza mind a reaktoros, mine a gyorsító kísérleteknél. A repülési hossz olyan rendű kell legyen (vagy nagyobb), mint az $L_{\text{oszc.}}$ oszcillációs hossz, egyébként az oszcilláció nem fejlődhet ki, mielőtt a neutrínók elérik a detektort.

II. 2. táblázat. Különböző neutrínóoszillációs kísérletek érzékenysége

Forrás	Neutrínó-típus	$\langle E_\nu \rangle$ [MeV]	L [km]	Az elérhető min $(\Delta m^2)[\text{eV}^2]$
Reaktor	$\bar{\nu}_e$	~ 1	1	$\sim 10^{-3}$
Reaktor	$\bar{\nu}_e$	~ 1	100	$\sim 10^{-5}$
Gyorsító	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$\sim 10^3$	1	~ 1
Gyorsító	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$\sim 10^3$	1000	$\sim 10^{-3}$
Atmoszferikus	$\nu_{\mu,e}, \bar{\nu}_{\mu,e}$	$\sim 10^3$	10^4	$\sim 10^{-4}$
Nap	ν_e	~ 1	$1,5 \times 10^8$	$\sim 10^{-11}$

Nakamura, Petcov [Particle Data Group 2016] alapján.

Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein-effektus. Az eddigiekben a neutrínóoszillációt vákuumban tárgyaltuk. Ha a neutrínók anyagban haladnak, más fáziskülönbségek alakulhatnak ki. Minden neutrínófajta szóródhat elektronon Z^0 -kölcshatással. Ugyanakkor a MeV-es neutrínótartományban (pl. a termonukleáris reakcióban a Napban) az elektronneutrínók kölcshathatnak az elektronnal W^\pm -cserével is. Így a ν_e -re extrapotenciál hat, aminek következtében energiája nő. Az energianövekmény $V_e = G_F 2^{1/2} N_e$, ahol N_e az elektronsűrűség, G_F a Fermi-állandó. A szabad részecske relativisztikus energiakifejezése alapján:

$$m_\nu^2 c^4 = (E_\nu + V_e)^2 - p^2 c^2 \approx m_\nu^2 c^4 + 2E_\nu V_e,$$

ha a V_e kicsisége miatt V_e^2 -et elhanyagoljuk. Tehát a tömegnégyzetben fellépő eltolódás (Δm_ν^2) :

$$\Delta m_\nu^2 = 2V_e E_\nu = 2\sqrt{2} G_F N_e E_\nu.$$

Az anyagon való áthaladás során tehát az N_e és E_ν függvényében energianövekedés, effektív tömegváltozás léphet fel. Előfordulhat, hogy az eredetileg elindult ν_e átalakul ν_μ -vé. A Nap központjában az anyagsűrűség $\sim 150 \text{ g/cm}^3$, így a közép-pontból kiinduló neutrínónak hatalmas anyagmennyiségen kell áthaladni, mire a felszínre ér (a Nap sugara $\sim 7 \times 10^5 \text{ km}$).

Az effektust Wolfenstein [1978], ill. Mikheyev és Smirnov [1986] ismerte fel először, és MSW-effektusként szokták idézni. A neutrínók fizikáját anyagban (Napban, szupernóvákban stb.) részletesen tárgyalják a következő összefoglaló munkák: Mohapatra és mtsai. [2007]; Gonzales-Garcia, Maltoni [2008]; Nakamura, Petcov [Particle Data Group 2016, 258. old.]. A részletes analízis néhány figyelemre méltó megállapítása a következő:

- Anyag jelenléte erősen megemeli a $P_m^{2\nu}(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)$ oszcillációs valószínűséget még akkor is, ha a $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ oszcilláció vákuumban kicsi. [Az m index anyagra (matter) utal.]
- A $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_\tau$ oszcilláció a Föld és Nap anyagában gyakorlatilag ugyanolyan, mint vákuumban.
- A neutrínók és antineutrínók viselkedésében különbség van, mivel a Nap vagy Föld anyagában e^- , p és n van, míg ezek antirészecskéi nincsenek. Így

$$P_m^{2\nu}(\nu_e \rightarrow \nu_{\mu(\tau)}) \neq P_m^{2\nu}(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu(\tau)}).$$

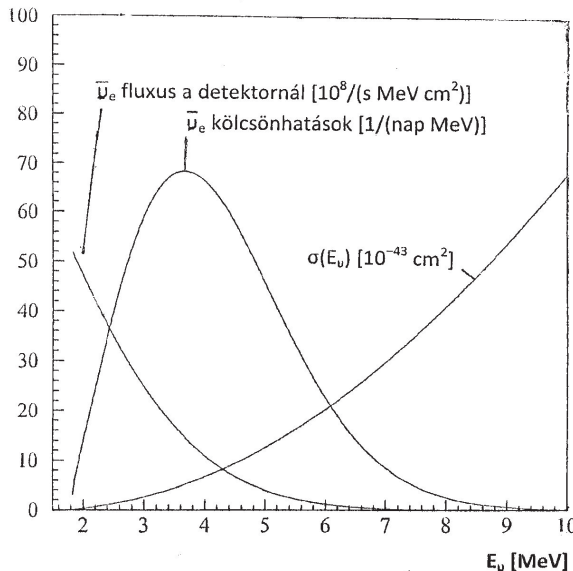
III. A NEUTRÍNÓFIZIKAI ÚJABB EREDMÉNYEK ÖSSZEGZÉSE

III. 1. KÍSÉRLETI TECHNIKÁK

A neutrínók részint természetes forrásokból erednek (Nap, atmoszferikus és kozmikus neutrínók), részint mesterségesen is előállíthatók reaktorokban és gyorsítóberendezésekben. A II. 1. alfejezetben a Nap és atmoszferikus neutrínóforrásokat részletesen tárgyaltuk. A következőkben röviden összefoglaljuk a reaktor és gyorsító neutrínóforrások főbb jellemzőit.

A reaktorokban a neutrínók főleg az ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu és ^{241}Pu atommagok hasadása útján állnak elő. A hasadási termékekből döntő többségben elektron-anti-neutrínók lépnek ki, általában hat $\bar{\nu}_e$ egy hasadás után.

A III. 1. ábrán példa látható egy reaktor neutrínókísélet jellemző adataira: a $\bar{\nu}_e$ fluxus a detektornál, a $\bar{\nu}_e$ kölcsönhatások száma és a $\sigma(E_\nu)$ reakcióhatáskeresztmetszet a neutrínó energiájának (E_ν) függvényében.



III. 1. ábra. Egy $12 \text{ GW}_{\text{term}}$ -os reaktortól $0,8 \text{ km}$ távolságra elhelyezett 12 t effektív tömegű detektornál várható $\bar{\nu}_e$ fluxus, a $\bar{\nu}_e$ kölcsönhatások száma és a $\sigma(E_\nu)$ reakció-hatáskeresztmetszet a neutrínóenergia (E_ν) függvényében [Bemporad és mtsai. 2002]

Az elektron-antineutrínókat az inverz β -bomlási $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ reakcióval detektálják. Mivel a reakciónak 1,8 MeV a küszöbenergiája, így csak az e feletti energiával rendelkező neutrínókat észlelik. A reaktor-neutrínók viszonylag kis energiájúak, néhány MeV körüliek.

A III. 1. ábra egyik tanulsága, hogy a neutrínóreakciók hatáskeresztmetszete rendkívül kicsi. A mért értékek az atommagfizikában megszokott $\leq 10^{-24}$ cm² hatáskeresztmetszetekhez képest sok nagyságrenddel kisebbek.

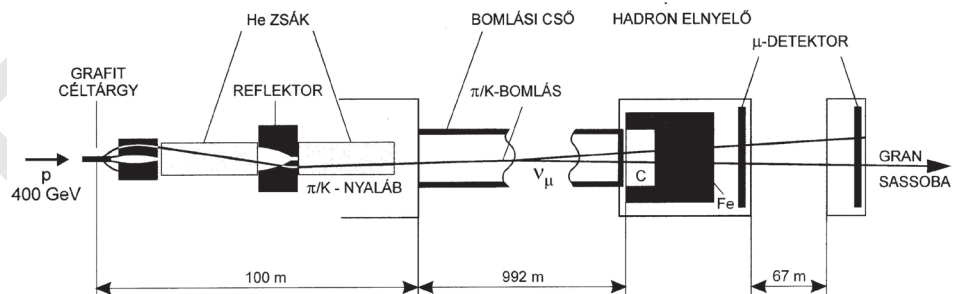
A reaktor-neutrínó-kísérletekben főleg ktonna körüli szcintillációs detektorokat használnak.

Gyorsítókkal előállított neutrínóforrások. A neutrínónyalábok előállítására használt nagy energiájú protonszinkrotronokról a III. 1. táblázat ad áttekintést.

III. 1. táblázat. Neutrínónyalábok előállítása nagy energiájú protonszinkrotronokkal (PS)

	SPS (CERN)	PS (KEK)	Fő gyűrű (JPARC)	Erősítő fokozat (Fermi-lab.)	Fő belövő (Fermi-lab.)	
Dátum	2006	1999	2009	2002	2005	2016
E_p [GeV]	400	12	30 (50)	8	120	120
Protonok száma pulzusonként [10^{12}]	48	6	200 (330)	4,5	37	43 (49)
Ciklusidő [s]	6	2,2	2,48 (3,5)	0,2	2	1,333
Nagyláb- teljesítmény [kW]	510	5	390 (750)	29	350	580 (700)
$\langle E_\nu \rangle$ [GeV]	17	1,3	0,6	1	3–20	2
Kísérletek	OPERA ICARUS	K2K	T2K	MiniBooNE, SciBooNE	MINOS, MINERvA	NOvA, MINERvA, MINOS+

A Particle Data Group [2016, 440. old.] alapján.



III. 2. ábra. Müon-neutrínó-nyaláb előállítása a CERN-ben $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, ill. $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ reakciókkal. A neutrínókat a 730 km távolságban, Rómától északkeletre, Gran Sasso-ban lévő föld alatti laboratóriumba irányították. Elsener, Sutton [2004] alapján

A **III. 2.** ábra azt szemlélteti, hogy hogyan állítottak elő neutrínóyalábot a CERN-ben. Az intenzív, nagy energiájú protonnyaláb a céltárgyon pA-reakcióval pionokat és kaonokat hoz létre, amelyek bomlásából többféle neutrínó is keletkezik, főleg ν_μ és $\bar{\nu}_\mu$ típusúak (l. a **III. 2.** táblázatot). A neutrínóyaláb intenzitásának növelése érdekében a pionokat fókuszálják, és a hadronokat töltésük szerint szelektálják. Az elsődleges protonok többszörös kölcsönhatásait, valamint a másodlagos termékek jelenlétét is figyelembe kell venni. A $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ és $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ vizsgálatokhoz különösen szükséges a neutrínóyaláb összetételének pontos ismerete.

III. 2. táblázat. Neutrínók előállítására nagy energiájú protongyorsítókkal

Reakció/bomlás	Elágazási tényező
$p(n) + A \rightarrow \pi^\pm X, K^\pm X, K_L X$	
$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	99,9877
$\rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$	0,0123
$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	63,55
$\rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$	3,353
$\rightarrow \pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$	5,07
$K_L \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	27,04
$\rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$	40,55
$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e)$	100

A Particle Data Group 2016, 553. old. alapján.

A neutrínófizikai kísérletekben nehézséget jelent, hogy a vizsgálni kívánt neutrínók jeleit nehéz elkülöníteni az intenzív neutrínóhátter jeleitől. Ezért a neutrínók észlelése zömmel mélyen föld alatti detektorokkal történik. A detektorok részletesebb tárgyalására a IV. fejezetben visszatérünk.

Itt említendő meg, hogy a jelenleg Svédországban épülő Európai Spallációs Forrás is fog szolgáltatni nagyon intenzív $\sim 0,4$ GeV-es neutrínóyalábot. Ha a neutrínókat 540 km-re vizsgálnák egy nagy földalatti vízalapú Cserenkov-detektorral, ez elvezethetne a leptonikus CP-sértés kimutatásához 5σ szinten. L. Wilder és mtsai. közleményét a Flaminio és mtsai. [2017] anyagban, a CP-sértést Fényes [2013] könyvében.

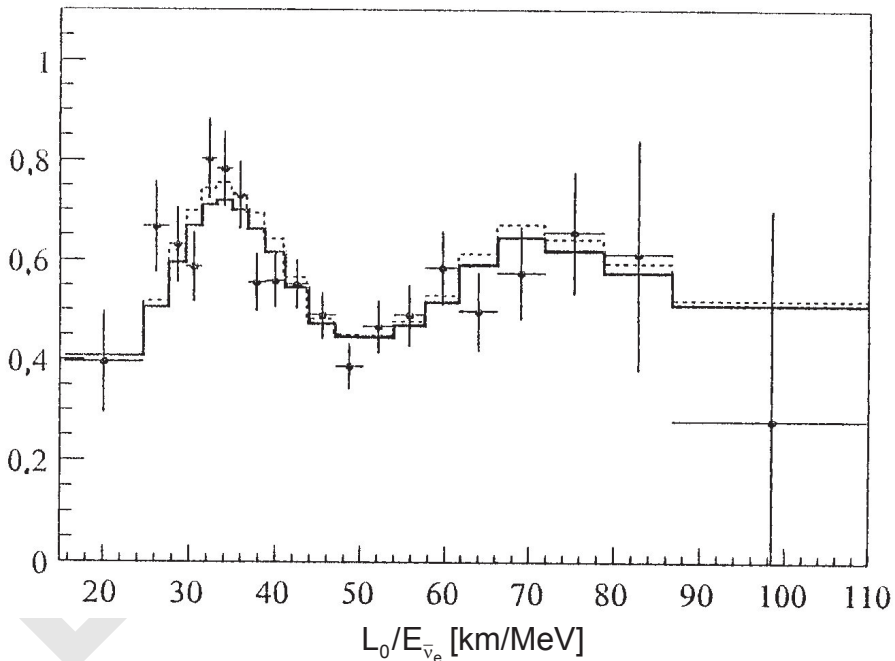
A mélyen föld alatti laboratóriumokról, bennük a neutrínófizikai és kettős β -bomlási vizsgálatokról további információ található Spooner [2008], valamint Aliotta [2012] közleményeiben.

III. 2. ÚJABB EREDMÉNYEK

Kísérletek reaktor-antineutrínókkal

A *KamLAND-programban* a reaktorokból jövő elektron-antineutrínók túlélési valószínűségét határozták meg, úgy, hogy mérték energiaspektrumukat. Az antineutrínókat $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ reakcióval detektálták. A pozitron megjelenése és a neutronbefogást követő γ -sugárzás között késleltetett koincidenciamérést végeztek. Így a háttérsugárzás hatását lényegesen csökkentették. A nyert eredmény a **III. 3.** ábrán látható. A mérés nemcsak az antineutrínók ízváltozását mutatja, hanem az oszcilláció tényét is (az irodalomban először).

Mérve a reaktorból származó elektron-antineutrínók túlélési valószínűségét a forrástól ~ 1 km távolságra, információ nyerhető a θ_{13} keveredési szögre. Három független kísérletből is meghatározták θ_{13} értékét, ami korábban csak nagyon pontatlanul volt ismert. A kísérleti eredmények a következők voltak.



III. 3. ábra. A reaktorból származó antineutrínók túlélési valószínűsége az $L_0/E_{\bar{\nu}_e}$ függvényében. KamLAND-eredmény $L_0 = 180$ km-nél. Pontok hibákkal: mérési eredmények, amiből a háttérrel és a geoneutrínók hatását levonták. A folytonos vonal a legjobb illesztést mutatja 3 v-re, a szaggatott 2 v-re. Az ábrán világosan látszik a neutrínók oszcillációja. Gando és mtsai. [2011] alapján

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) szcintillátordetektorból az egyik a reaktor mellett van, a másik ~ 1 km távolságban tőle. A következő értékekre jutottak:

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,090 + 0,033 \text{ (stat.)} - 0,029 \text{ (sziszt.)}$$

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,092 + 0,033 - 0,029 \text{ fordított tömeghierarchiára.}$$

[Abe Y. és mtsai. Double Chooz Collab. 2014]

A *Daya Bay (Kína, Hongkongtól 55 km-re északkeletre) program* 3×2 reaktorra van alapozva, amely egyike a világviszonylatban legnagyobb teljesítményű nukleáris erőműkomplexeknek. Az antirészecskéket hat, lényegében azonos 20 kt-s szcintillációs detektorokkal regisztrálják föld alatti laboratóriumban. Több detektort is használnak közeli ($\leq 0,5$ km), ill. távoli ($\sim 1,65$ km) telepítéssel. A kísérlet elsőrendű célja a θ_{13} keveredési szög meghatározása az eddigiéknél nagyságrendileg jobb érzékenységgel. Ez megnyithatja az utat a későbbi leptonikus CP-invarianciasértési vizsgálatokhoz. A Daya Bay eltűnési kísérlet. A közeli detektorok a reaktorok elektron-antineutrínó fluxusát mérik, a távoli detektorok a várt fluxustól való eltérést. A detektorok mélyen a föld 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. A mérések részletes leírását l. Leitner, Vorobel [2012] közleményében. A Daya Bay együttműködés közölte az addig legpontosabb eredményt a θ_{13} -ra.

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,084 \pm 0,005 \text{ [An és mtsai. 2015].}$$

A Δm^2_{32} -re nyert eredmények a következők:

$$\Delta m^2_{32} = (2,37 \pm 0,11) \times 10^{-3} \text{ normál hierarchiára.}$$

Ez eredmények konzisztensek a T2K-és MINOS-adatokkal.

A Daya Bay kísérletek két szcintillációs antineutrínó detektorának képét l. a könyv végén lévő képmelléletek között.

A *RENO- (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation, Dél-Korea) kísérletben* az elektron-antineutrínók eltűnését vizsgálták hat $2,8 \text{ GW}_{\text{term}}$ teljesítményű reaktornál. A két azonos detektor 294, ill. 1383 m-re volt a reaktorkomplex középpontjától. 2016-ban 500 mérésnap alatt a RENO-együttműködés

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,082 \pm 0,009 \text{ (stat.)} \pm 0,006 \text{ (sziszt.)}$$

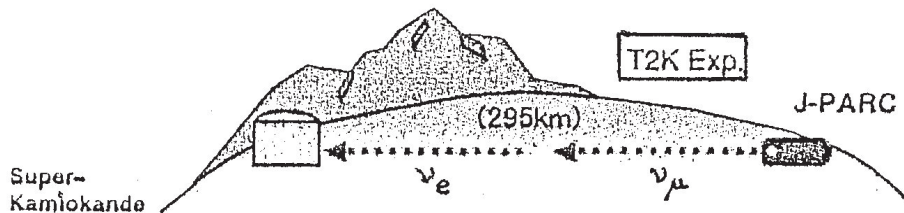
eredményre jutott. Choi és mtsai. [2016].

Neutrínófizikai kísérletek gyorsítókkal

A CERN-i CNGS- (*CERN Neutrinos Gran Sasso*) program szerint a szuperprotonszinkrotron (SPS) 400 GeV-es protonjait grafit céltárgyra ejtették, majd az előállt pion- és kaonnalábót kb. 1 km hosszú vákuumcsőbe vezették. Itt ezek lebomlanak, a hadronokat és müonokat sugárvédő falakban elnyelelték, a müonneutrínókat pedig a Rómától északkeletre fekvő Gran Sassó-i föld alatti laboratóriumba irányították. Azt vizsgálták, hogy a 730 km-es út során tau-neutrínók megjelennek-e müonneutrínó-nyalámban. A számítások szerint a neutrínók vezeték nélkül a föld alatt haladva 2,5 ms alatt elérik a detektort. A legmodernebb geodéziai módszerek felhasználásával sikerült a nyalábot Gran Sassóba irányítani. A CNGS müonneutrínó nyalábjának energiája a τ -keltési küszöb felett van, így a τ -bomlás detektálása révén lehetőség nyílik a tau-neutrínó azonosítására. Két nagy detektort építettek (OPERA és ICARUS). Az OPERA-detektor 2010-ben már észlelte az első τ -neutrínót [Manno 2011], 2016-ig összesen ötöt, ami $> 5 \sigma$ konfidenciával utal a ν_τ megtalálására. Az OPERA-detektor két azonos, hatalmas egységből áll, melyek mindegyike egy céltárgyrészt és egy nagy nyílásszögű müonspektrométert tartalmaz. A céltárgyrészben ólom/emulzió tartalmú téglák vannak, összesen 150 000 darab.

Az ICARUS (*Imaging cosmic and rare underground signals*) világviszonylatban az egyik legnagyobb, 760 tonnás folyékony Ar időprojekciós kamra, amelyet neutrínó-kölcsönhatások vizsgálatára és a proton bomlásának keresésére használnak. A berendezés – a buborékkamrához hasonlóan – képet ad az eseményről, de emellett hatalmas tömegű, kiváló kalorimetrikus méréseket tesz lehetővé, folyamatosan érzékeny, önállóan eseménykiválasztó és teljesen elektronikus. A föld alatti detektor lehetővé teszi atmoszferikus, nap- és szupernóva-neutrínók tanulmányozását. Ugyanakkor a protonbomlás keresésére is kiválóan alkalmas (pl. a $p \rightarrow \bar{\nu}K^+$ csatornában), mivel hatalmas tömegében $\sim 3 \times 10^{32}$ nukleon van, és gyakorlatilag zéró a háttér. A detektor érzékelt CERN-ből küldött ν_μ neutrínókat [Rubbia 2011]. Az ICARUS-berendezést – a CERN-ben végzett felújítás után – a Fermi-laboratóriumba fogják szállítani (l. később a IV. 1. alfejezetben).

A japán T2K- (*Tokai-to-Kamioka*) kísérletben a J-PARC 50 GeV-es szinkrotronának nagy intenzitású protonnyalábját használják müonneutrínók előállítására. A neutrínók 295 km utat tesznek meg az 50 kt-s Super-Kamiokande föld alatti víz Cserenkov-detektorig. L. a III. 4. ábrát. A T2K kb. két nagyságrenddel intenzívebb müonneutrínó a „szupernyalábot” szolgáltat, mint a korábbi K2K.



III. 4. ábra. A T2K kísérlet vázlatrajza, a $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ átalakulás vizsgálata

A $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ átalakulást $7,5 \sigma$ szignifikanciával egyértelműen észlelték [CERN Courier 2013. szept., 8. old.] és

$$\sin^2 2\theta_{13} = 0,140 + 0,038 - 0,032, \text{ ha } \Delta m_{31}^2 > 0$$

eredményre jutottak [Nakamura, Petcov PDG-2016, 272. old.]. A T2K-kísérlet részletes leírását I. Wark [2009] közleményében.

Legújabban a T2K-kísérletben $\sin^2(\theta_{23}) = 0,51 + 0,08 - 0,07$ és

$$\Delta m_{32}^2 = (2,53 + 0,15 - 0,13) 10^{-3} eV^2/c^4 \text{ értékeket nyertek neutrínókra és}$$

$$\sin^2(\bar{\theta}_{23}) = 0,42 + 0,25 - 0,07 \text{ és } \Delta \bar{m}_{32}^2 = (2,55 + 0,33 - 0,27) 10^3 eV^2/c^4$$

adatokat antineutrínókra (normál tömeghierarchiát feltételezve). A vizsgálatoknál megnövelt protonnyaláb-intenzitásokat használtak. A müonneutrínók és antineutrínók eltűnésében szignifikáns különbséget nem észleltek. Abe és mts. [2017].

A T2K- és a reaktormérések $\delta = -\pi/2$ vagy $3\pi/2$ értékeket részesítenek előnyben mind a normális, mind a fordított tömeghierarchia esetére [Particle Data Group 2016, 273. old.].

A neutrínókeveredésre vonatkozó eredmények összegzése

A neutrínóoszillációra vonatkozó összes adat leírható három neutrínó (ν_e, ν_μ, ν_τ) keveredésével vákuumban. A neutrínókeveredési mátrixban három neutrínótömeg, három keveredési szög ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$), továbbá Dirac-neutrínók esetében egy (δ), Majorana-neutrínóknál további két (ϕ_1, ϕ_2) CP-invarianciát sértő paraméter szerepel.

$\Delta m_{ij}^2 \equiv m_i^2 - m_j^2$, ($i \neq j$) definícióból következően csak két független tömeg-négyzet-különbség van, amit célszerű $|\Delta m_{21}^2| \neq 0$ és $|\Delta m_{3l}^2| \neq 0$ -nak választani. A bevezetett jelölések szerint

$$\theta_{12} = \theta_{\odot} \text{ és } \Delta m_{21}^2 \equiv \Delta m_{\odot}^2 \text{ (ahol a } \odot \text{ szimbólum a Napra utal), valamint}$$

$$\theta_{23} \equiv \theta_{\text{atm}} \text{ és } \Delta m_{3l}^2 \equiv \Delta m_{\text{atm}}^2.$$

Nakamura és Petcov a Particle Data Group [2016, 246. old.] közleményükben a következő legjobb adatokat adták meg:

		3 σ
Δm_{21}^2 [10^{-5} eV ²]	7,37	6,93-7,97
Δm^2 [10^{-3} eV ²]	2,50 (2,46)	2,37-2,63 (2,33-2,60)
$\sin^2 \theta_{12}$	0,297	0,250-0,354
$\sin^2 \theta_{23}$, $\Delta m^2 > 0$	0,437	0,379-0,616
$\sin^2 \theta_{23}$, $\Delta m^2 < 0$	0,569	0,383-0,637
$\sin^2 \theta_{13}$, $\Delta m^2 > 0$	0,0214	0,0185-0,0246
$\sin^2 \theta_{13}$, $\Delta m^2 < 0$	0,0218	0,0186-0,0248
δ/π	1,35 (1,32)	(0,92-1,99) ((0,83-1,99))

Itt $\Delta m^2 = m_3^2 - (m_2^2 + m_1^2)/2$.

$\Delta m^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2/2 > 0$, ha $m_1 < m_2 < m_3$ és

$\Delta m^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2/2 < 0$, ha $m_3 < m_1 < m_2$.

A táblázatból következik, hogy

$$\theta_{12} \approx \pi/5,4 = 0,5818 \text{ radián} = 33,33^\circ,$$

$$\theta_{23} \approx \pi/4 = 0,7854 \text{ radián} = 45,00^\circ,$$

$$\theta_{13} \approx \pi/20 = 0,1571 \text{ radián} = 9^\circ.$$

Mindebből látható, hogy a neutrínók sokkal erősebben keverednek, mint a kvarkok. A kvarkkeveredési mátrixban a megfelelő szögek: $\theta_{12} = 13^\circ$, $\theta_{23} = 2,3^\circ$, $\theta_{13} = 0,2^\circ$. L. Fényes [2013, VIII. 3. 4. pont].

A T2K- és reaktormérések $\delta = -\pi/2 = -90^\circ$ vagy $3\pi/2 = 270^\circ$ értékeket részesítenek előnyben a CP-sértő fázisra mind a normál, mind a fordított tömeghierarchia esetén [Particle Data Group 2016, 273. old.].

A Fermi-laboratórium MINOS-eredménye szerint $\Delta m_{31}^2 = (2,44 \pm 0,10) \times 10^{-3}$ eV² (normál sorrend esetén) [Adamson 2014].

A neutrínókeveredési PMNS-mátrix elemei közelítőleg a következők [Thomson 2013]:

$$\begin{pmatrix} |U_{e1}| & |U_{e2}| & |U_{e3}| \\ |U_{\mu 1}| & |U_{\mu 2}| & |U_{\mu 3}| \\ |U_{\tau 1}| & |U_{\tau 2}| & |U_{\tau 3}| \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 0,85 & 0,50 & 0,17 \\ 0,35 & 0,60 & 0,70 \\ 0,35 & 0,60 & 0,70 \end{pmatrix}$$

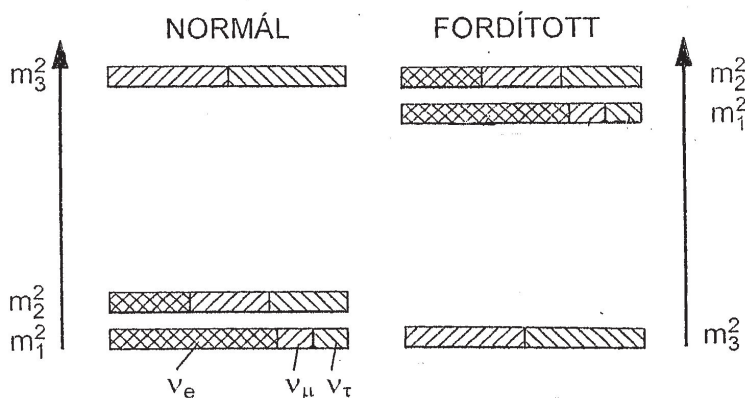
Figyelembe véve a fenti eredményeket, King [2017] egyesített modellt javasolt a neutrínótömegek és keveredés, valamint a CP-sértés leírására.

III. 3. A NEUTRÍNÓK SAJÁTSÁGAI AZ ÚJABB EREDMÉNYEK TÜKRÉBEN

A neutrínók tömege

A standard modell szerint a neutrínók tömege zéró. Ez onnan következik, hogy a neutrínók „balkezesek”. Ha a neutrínóknak lenne tömege, a speciális relativitáselmélet szerint sohasem repülhetnének fénysebességgel. Elvileg egy gyorsan mozgó megfigyelő megelőzhetné a neutrínót, és ekkor azt látná, hogy a neutrínó ellenkező irányban halad és „jobbkezes”. Az a tény, hogy a neutrínóknak tömege van, a standard modell meghaladását jelenti.

HIERARCHIA



III. 5. ábra. A neutrínók tömegnégyzet-spektruma sematikusán. Az ábra a közelítő izváltozásokat is mutatja a nap-, reaktor-, atmoszferikus és gyorsító kísérletek alapján. A napkísérletekből $m_2^2 - m_1^2 \sim 7 \times 10^{-5} \text{ eV}^2$, az atmoszferikus kísérletekből $m_3^2 - m_2^2 \sim 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ adódik [King, Luhn 2013]

A neutrínók tömegnégyzet-spektruma a III. 5. ábrán szemléltethető.

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

Normál elrendezésnél (amikor $m_1 < m_2 \ll m_3$) $m_3 \approx \sqrt{\Delta m_{atm}^2} \cong 0,050$ eV. A legkönnyebb neutrínó tömege nincs meghatározva.

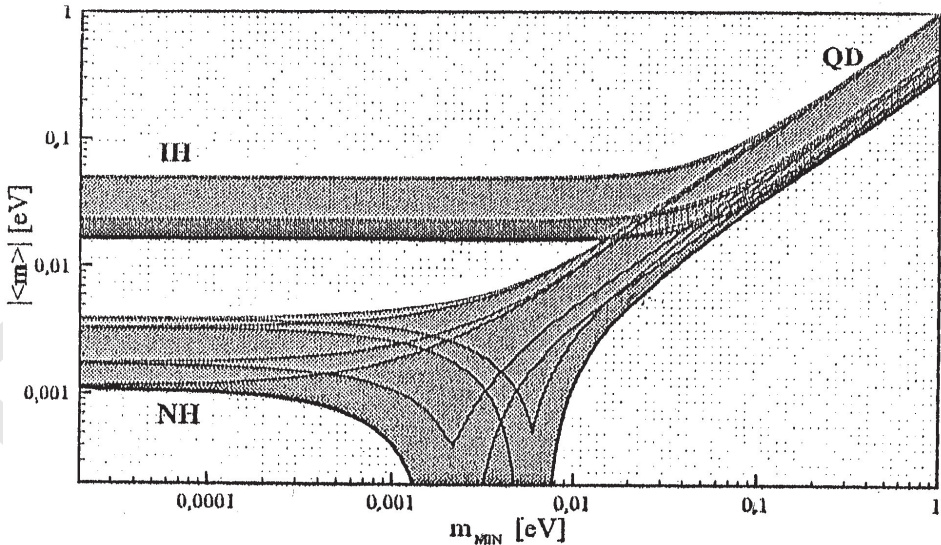
Ha $m_1 < m_2$, akkor $m_2 \cong \sqrt{\Delta m_{\odot}^2} \cong 0,0086$ eV.

Fordított elrendezésnél (ahol $m_2 \approx m_1 \gg m_3$) $m_{12} \approx \sqrt{\Delta m_{23}^2} \cong 0,050$ eV. Ekkor az m_3 -ról csak azt tudjuk, hogy jóval kisebb, mint m_1 és m_2 .

Kvázi degenerált neutrínók esetén (amikor mindhárom m^2 kb. egyenlő) a neutrínótömegek jóval nagyobbak a tömegkülönbségeknél.

A három könnyű neutrínó tömege a legkönnyebb tömeg függvényében a III. 6. ábrán látható. Az $|< m >|$ és m_{\min} skálákon a $a \geq 0,2$ értékek nem valószínűek. Az előbbi neutrínó nélküli kettős β -bomlás, az utóbbi kozmológiai okokból [I. King, Luhn 2013].

A neutrínóátalakulási kísérletek nem adnak információt a neutrínók abszolút tömegeire. Ezekre a β -bomlási, közvetve a kozmológiai vizsgálatok, valamint a neutrínómentes kettős β -bomlásból nyerhetünk adatokat.



III. 6. ábra. Az effektív Majorana-neutrínótömeg $|< m >|$ a legkönnyebb neutrínó tömegének (m_{\min}) függvényében. NH normál, IH fordított hierarchiát jelöl, QD kvázi degenerált. Capozzi és mtsai. alapján, Particle Data Group [2016, p. 250]-ból

Neutrínótömeg β -bomlásból. A neutrínó tömege vizsgálható az atommag β -bomlási energiaspektrumának torzulásából, közvetlenül a maximális energia közelében. A β -bomlás Fermi-elmélete (l. Fényes és mtsai. 2009, VII. 3. 2. pont) némileg módosul, ha a neutrínóknak van tömegük. Ez azzal a következménnyel jár, hogy a kilépő β -részecskék maximális energiája kisebb lesz, mint ami a Kurie-féle ábrázolás alapján várható. A mérés érzékenysége nő, ha a végponti energia csökken. Ezért a ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$ bomlás vizsgálata különösen alkalmas ilyen célra, mivel itt a kezdeti és végmag tömegkülönbsége $m({}^3\text{H}) - m({}^3\text{He}) = 18,6$ keV, alacsony. Ennek ellenére a mérés nagyon nehéz; erős és tiszta tríciumforrásra van szükség és igen jó energiafeloldásra. A kísérletekből meghatározható mennyiség:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2. \quad (\text{III. 14.})$$

A Mainz- és Troick-kísérletek arra utalnak, hogy az elektron-antineutrínó tömege különbözik zérótól és a tömeg felső határa: $m_{\bar{\nu}_e} < 2$ eV (95% konfidenciahatárral) [Particle Data Group 2014]. Az új, folyamatban lévő KATRIN-kísérletben az érzékenységi határt 0,2 eV-ra kívánják javítani.

Esfahani és mtsai. [2017] közleményükben atomi tríciumforrás és ciklotron-radiációs emissziós spektroszkópiai [CRES] technika felhasználásával $m(\nu_e) \leq 40$ meV érzékenységet kívánnak elérni a ν_e neutrínótömeg meghatározásában.

Kozmológiahatár a neutrínók tömegeire. Az univerzum kialakulásának Big Bang modellje szerint az ősrobbanás utáni ~ 1 s-ban az univerzum sűrűsége olyan értékre csökken, amelynél a neutrínók kezdenek szabad részecskéként viselkedni, kiesnek a foton-neutrínó termikus egyensúlyból. Ez a struktúrák kialakulásának valószínűségét csökkenti. Egy bizonyos érték alatti anyagsűrűségek elmosódnak a tömeggel rendelkező neutrínók szabad eláramlásával. Ezért a kozmikus mikrohullámú háttérsugárzás és az univerzum nagy léptékű szerkezetének tanulmányozása alapján következtetés vonható le a neutrínótömegek összegére.

A kozmikus mikrohullámú háttér adatok kombinálhatók a szupernóva- és galaxis csomósodási adatokkal. Innen a modell komplexitásának függvényében a neutrínótömegek összegére $\sum_j m_j \leq (0,3 - 1,3)$ eV (95% konfidenciával) adódik.

A Planck együttműködés feltételezve, hogy három tömeggel rendelkező neutrínó létezik és a Λ hideg sötétanyag-modell érvényben van, a következő eredményre jutott:

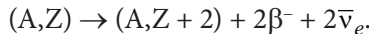
$$\sum_j m_j < 0,57 \text{ eV (95\% konfidenciával).}$$

Hozzáadva ehhez a barion akusztikus oszcillációs adatokat, a határ még lejjebb szűkíthető:

$$\sum_j m_j < 0,23 \text{ eV (95\% konfidenciával).}$$

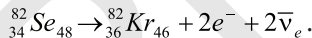
Hivatkozásokat a fenti adatokra l. Particle Data Group [2016, 249. old.].

A neutrínók tömegeire információt nyerhetünk a kettős β -bomlásvizsgálatokból. A két neutrínó- és két β -részecske-kibocsátással járó $2\nu\beta\beta$ -folyamat meglehetősen ritka. Alapvetően azért lép fel, mivel az atommagok félempirikus tömegformulájában jelen van egy párkeltési tag: a páros Z – páros N atommagok tömege kisebb, mint a páratlan Z – páratlan N atommagoké. Így előállhat olyan helyzet, hogy a $(Z-2)$ atommagból nem lehetséges β^- -bomlás a $(Z-1)$ -be, de lehetséges a Z -be. Ilyen pl. a következő folyamat:



Itt A az atommag tömegszáma, Z a rendszáma.

A $2\nu\beta\beta$ -bomlás régóta ismert és kimutatták pl. a ^{76}Ge , ^{82}Se , ^{100}Mo , ^{130}Te és ^{136}Xe esetében. A $2\nu\beta\beta$ -bomlás felezési idejei igen nagyok, a legnagyobbak, amiket valaha is észleltek radioaktív bomlásban. Pl. a ^{82}Se atommag ^{82}Kr -ba bomlik úgy, hogy a folyamatban két elektron és két antineutrínó lép fel:



A bomlás felezési ideje $(1,3 \pm 0,05) \times 10^{20}$ év. Az átalakulásban két neutron két protonná alakul, a fellépő antineutrínók pedig a Dirac-leírásban jobbkezesek. A bomlástípus szokásos jelölése: $2\nu\beta\beta$.

A $2\nu\beta\beta$ -bomlás vizsgálata önmagában is fontos, de a nyert eredményei szükségesek a $0\nu\beta\beta$ -bomlási folyamatok kiértékeléséhez is. Részletes áttekintés található a $2\nu\beta\beta$ -bomlási eredményekről Saakyan [2013] munkájában.

Ha az antineutrínók Majorana-részecskék, azaz $\nu_e \equiv \bar{\nu}_e$, a fenti folyamat két lépcsőben is lejátszódhat:

Először a $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e^{jobb}$, majd a $\bar{\nu}_e^{bal} + n \rightarrow p + e^-$ reakció, amelynél az első folyamatban felszabaduló neutrínó – spinátfordulás után – a második neutront is átalakítja protonná. Ekkor két neutron úgy alakul át két protonná, hogy közben nem lép fel neutrínó. Ez a neutrínómentes kettős β -bomlás, a szokásos jelöléssel: $0\nu\beta\beta$ -bomlás. Míg a $2\nu\beta\beta$ -bomlásban az elektronok energiaeloszlása folytonos, elkent, a $0\nu\beta\beta$ -bomlásban az elektronok energiaeloszlása diszkrét és kísérletileg meghatározható.

A $0\nu\beta\beta$ -bomlás elméletét részletesen tárgyalja pl. Bilenky [2010] és Vergados és mtsai. [2012]. Eszerint a teljes bomlási arány (a nívószeleség) a következő alakba hozható:

$$\Gamma^{0\nu} = \frac{1}{T_{1/2}^{0\nu}} = |m_{\beta\beta}|^2 |M^{0\nu}|^2 G^{0\nu}(Q, Z), \quad (\text{III. 15.})$$

ahol $m_{\beta\beta} = \langle m_{\nu} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_{\nu i} \right|$, az effektív Majorana-tömeg, $M^{0\nu}$ a mag mátrixelem, $G^{0\nu}(Q, Z)$ az elektron mátrixelem.

Eszerint az effektív Majorana-neutrínótömeg függvénye a neutrínók tömegsajátértékeinek, a keveredési paramétereknek és a leptonikus CP-sértő δ, ϕ_1, ϕ_2 fázisoknak is (II. 4. összefüggés). A kísérleti eredmények értékelésénél azonban vigyázni kell, mivel ha az effektív neutrínótömeg kicsi és új leptonszámsértő kölcsönhatás is van, a neutrínómentes β -bomlás az új kölcsönhatás erősségét méri inkább, mint a neutrínó tömegét.

A $G^{0\nu}$ ismert kifejezés alapján számítható, és függvénye a β -bomlás Fermi-függvényének és a G_F Fermi csatolási állandónak. A magmátrixelem ($M^{0\nu}$) számítása komplikált többtestprobléma. Két fő közelítés létezik rá: az atommag-héjmodell, illetve a kvázirészecske véletlenfázis-közelítés (QRPA). Több kutatócsoport is számította a magmátrixelemeket, amelyekről részletes áttekintést ad Bilenky [2010] munkája. Ha a $0\nu\beta\beta$ -bomlást felfedezik és lemérik a felezési időket is különböző atommagokra, lehetőség nyílik a különböző magmodellszámítások ellenőrzésére.

Az effektív Majorana-tömegekre $\langle m_{\nu} \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_{\nu i} \right|$ és a neutrínómentes $\beta\beta$ -bomlás felezési idejére ($T_{1/2}^{0\nu}$) csak határok állnak rendelkezésre. Egyedüli kivétel a Heidelberg–Moszkva együttműködés által a ^{76}Ge $0\nu\beta\beta$ -bomlásra nyert eredmény: $T_{1/2}^{0\nu} = (2,23 + 0,44 - 0,31) \times 10^{25}$ év (Klapdor–Kleingrothaus és mtsai. új analízis) I. Particle Data Group [2016, 767. old.]. Ez eredményt független mérés egyelőre nem erősítette meg.

A $0\nu\beta\beta$ -bomlás keresésében elért néhány legjobb eredményről áttekintést ad a **III. 3.** táblázat.

Az $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ effektív Majorana-neutrínótömeg függése a legkönnyebb neutrínótömegtől (m_{\min}) a **III. 7.** ábrán látható.

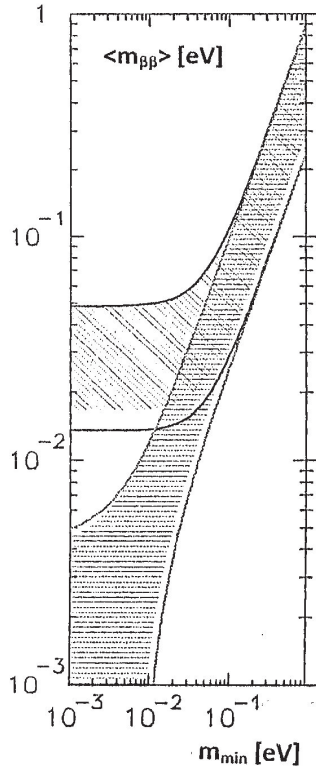
A bevonalkázott sávok szélessége azt a bizonytalanságot tükrözi, hogy a Majorana- és Dirac-fázisok nem ismertek.

A **III. 7.** ábrával kapcsolatban az is megjegyzendő, hogy a magmátrixelemek szisztematikus bizonytalanságait itt nem vették figyelembe. A megengedett tartományok szélesednének, ha ezt is számításba vennék.

III. 3. táblázat. Néhány legjobb eredmény a $0\nu\beta\beta$ -bomlás keresésében (90%-os konfidenciával). Vogel és Piepke [Particle Data Group 2016, 767. old.] alapján

Izotóp	$T^{0\nu\beta\beta}_{1/2} [10^{25} \text{ év}]$	$\langle m_\nu \rangle = \left \sum U_{1j}^2 m_{\nu j} \right [\text{eV}]$
^{76}Ge	$> 1,9$	$< 0,2 - 0,4$
^{100}Mo	$> 0,1$	$< 0,33 - 0,62$
^{130}Te	$> 0,18$	$< 0,27 - 0,65$
^{136}Xe	$> 2,6$	$< 0,12 - 0,25$

Megjegyzés: Újabb mérések alapján a ^{130}Te -nál a $T^{0\nu\beta\beta}_{1/2} > 0,4 \times 10^{25} \text{ év}$ (90%-os konfidenciával). Biassoni és Cremonesi [2016] közleménye alapján.



III. 7. ábra. Az $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ effektív Majorana-neutrínótömeg a legkönnyebb neutrínó tömegének (m_{\min}) függvényében. Az alsó tengellyel párhuzamos vonalkázás normál, a ferde vonalkázás megfordított hierarchiát jelöl. Vogel és Piepke [Particle Data Group 2016, 767. old.] alapján

További megjegyzés, hogy az ábra három neutrínóhipotézis alapján készült. Ha a könnyű, steril neutrínók valóban léteznének, a megengedett tartományok lényegesen módosulhatnának.

A neutrínómentes kettős β -bomlási vizsgálatokat tovább folytatják. A legfontosabb programokról jó összefoglalás található Barabash és Piquemal [2013] munkájában.

A NEMO (Neutrino Ettore Majorana Observatory) együttműködés [Modena föld alatti laboratórium, a Fréjus vasúti alagút közepén] új „SuperNEMO”-detektort akar építeni plasztik szcintillátorokkal, ami 100–200 kg ^{82}Se forrásfóliát tartalmaz, és egyedülálló képességekkel rendelkezik a háttérscsökkentésre és a $0\nu\beta\beta$ bomlás összes kinematikai paramétereinek meghatározására. A neutrínó effektív tömegének meghatározásában 40–50 meV érzékenységet kívánnak elérni [Piquemal, Thomas 2012].

Arnold és mtsai. [2017] a ^{150}Nd neutrínó nélküli β -bomlást vizsgálták a NEMO-3 detektorral 0,19 kg év expozícióval. A bomlás felezési idejére alsó határt adtak meg.

Néhány más program, vizsgálni kívánt izotóp és alkalmazott detektor a következő:

COURE (Olaszország, Gran Sasso), ^{130}Te , alacsony hőmérsékletű (~ 8 mK) detektor,

GERDA (Gran Sasso), ^{76}Ge , nagy tisztaságú Ge-detektorok,

NEXT (Canfranc, Spanyolország), ^{136}Xe , időprojekciós kamra,

MAJORANA (USA, Davis-lab.), ^{76}Ge , hipertiszta detektorok (1000 kg),

EXO (USA, New Mexico), ^{136}Xe ,

KamLAND-Zen (Japán, Kamiokande), ^{136}Xe , folyékony szcintillátordetektor,

SNO+ (Kanada, Sudbury), ^{130}Te , folyékony szcintillációs detektor.

A vizsgálni kívánt izotópok tömegei a 100–1000 kg, míg a $\langle m_\nu \rangle$ meghatározásban elérendő érzékenységek néhányszor 10–100 meV nagyságrendben vannak.

Biassoni és Cremonesi [2016] dolgozatában részletes leírás található a COURE-kísérletről. A $0\nu\beta\beta$ -bomlásban keletkező β -részecskék energiát adnak le, ami a TeO_2 abszorbeáló kristálydetektorban hőmérséklet-változást (ΔT) hoz létre a $\Delta T = E/C$ képlet szerint, ahol C a hőkapacitás. A hőmérséklet-változást természetesen mérjük. A hőkapacitást úgy teszik extrém kis értékűvé, hogy a detektort igen alacsony (jellemzően 10–100 mK) hőmérsékleten tartják. Az energiafeloldás 5 keV volt 2,5 MeV-nél. A TeO_2 detektor aktív tömege 741 kg, amiből a ^{130}Te tömege 206 kg. A ^{130}Te -nál a felezési-idő-határt $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 0,4 \times 10^{25}$ évnek találták.

A COURE-kísérlet bolometriai detektorainak képét l. a könyv végén lévő képmelléletek között.

A $0\nu\beta\beta$ -vizsgálatokban fontos tudni a vizsgálni kívánt izotóp bomlási energiájának (Q) precíziós értékét. Penning-csapdás tömegmérésekben a $^{110}\text{Pd} \rightarrow ^{110}\text{Cd}$ $0\nu\beta\beta$ -bomlási Q értékére 2017,85(64) keV-et nyertek, ami messze jobb a korábbi értékeknél [Fink és mtsai. 2012]. Így a ^{110}Pd is potenciális jelölt lehet az eljövendő vizsgálatokhoz.

A sokoldalú, nagy érzékenységu vizsgálatok reményt nyújtanak arra, hogy a $0\nu\beta\beta$ -bomlást még az évtized végéig kísérletileg kimutassák, amennyiben van ilyen.

Daya Bay-ben a θ_{13} keveredési szögre nyert eredmények lehetőséget adnak arra, hogy meghatározzák az effektív neutrínótömegeket, és behatárolják a neutrínó keveredési mátrixban fellépő Majorana-fázisokat [ϕ_1 és ϕ_2 , l. a (II. 4.) kifejezésben]. Az eredmény:

$$\langle m_\nu \rangle = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| = 0,046 \text{ és } 0,066 \text{ eV között,}$$

ez abban a tartományban van, ami az újabb $0\nu\beta\beta$ kutatási programokban már elérhető lesz. A behatárolt Majorana-fázisok a következők: keskeny tartományok $\phi_1 = -50^\circ$ és 50° , valamint $\phi_2 = -167^\circ$ és -197° körül [Verma 2012].

Libikókamodell a neutrínótömegekre. A neutrínók tömegei sok nagyságrenddel kisebbek, mint az elektromos töltéssel rendelkező elemi részecskéké. Ez arra utal, hogy a neutrínótömegeket speciális mechanizmus alakítja. A standard modellen túlmenő, ún. „libikóka” (seesaw)-mechanizmus természetes magyarázatot ad a jelenségre. Eszerint a neutrínók Majorana-részecskék (azaz $\nu = \bar{\nu}$, két különböző helicitású állapottal) és a tömegeik kicsi volta azzal kapcsolatos, hogy leptonszám megmaradása a GUT-skála közelében (10^{15} – 10^{16} GeV) sérül. A nagy egyesítési elméletekben (GUT) átmenetek lehetségesek a lepton- és kvarkállapotok között, így a leptonszám nem invariáns mennyiség.

A libikókamechanizmusban három ($l = e, \mu, \tau$ -nak megfelelő) könnyű és ugyancsak három nagyon nehéz Majorana típusú neutrínó van. Az m^{jobb} a jobbkezes Majorana-tömeget jellemzi, ami sokkal nagyobb, mint az m_D Dirac-tömeg:

$$m^{\text{jobb}} \gg m_D.$$

A Dirac-tömeget a Higgs-mechanizmus generálja. Az m_D olyan nagyságrendben van, mint a töltött lepton vagy kvark tömege. Azonos ízű neutrínóknál maradván az egyik tömeg kicsi $m_1 \cong (m_D/m^{\text{jobb}}) m_D \ll m_D$, míg a másik nagy:

$$m_2 \cong m^{\text{jobb}}.$$

A libikókamodellnek több változata is van; részletes kifejtésüket l. pl. Mohapatra és mtsai. [2007], valamint Bilenky [2010] közleményeiben. A legújabb eredményekre l. Nakamura és Petcov összefoglalóját a Particle Data Group [2016, 251. old.] -ban, valamint Volkas [2017] és Zhang és Zhou [2017] munkáit. Ha a $0\nu\beta\beta$ -kísérletek igazolják, hogy a neutrínók valóban Majorana-részecskék, ez erős érv lehet a libikókamechanizmus mellett. Megjegyzendő, hogy a nehéz Majorana-neutrínók léte esetleg az univerzum barion aszimmetriájára is magyarázatot adhat.

* * *

King [2017] egyesített modellt javasolt, ami számot ad a leptonok és kvarkok tömegeiről, a keveredési szögekről és a CP-fázisokról. A legjobb illesztéssel nyert leptonkeveredési szögek: $\theta_{12} = (33,2 \pm 1,2)^\circ$, $\theta_{23} = (41,4 \pm 1,6)^\circ$, $\theta_{13} = (8,43 \pm 0,15)^\circ$ jó egyezésben vannak a jelenlegi legjobb adatokkal (normál hierarchiára).

A neutrínóreakciók hatáskeresztmetszetei

A mélyen rugalmatlan neutrínó-nukleon ütközés teljes hatáskeresztmetszetére becslést kaphatunk dimenzióanalízis alapon. Tegyük fel, hogy a reakciónál a tömegközépponti energia ($s^{1/2}$) jóval nagyobb, mint a nukleon tömege (~ 939 MeV). A neutrínó és a nukleon között gyenge kölcsönhatás lép fel, amelynél az átmeneti mátrixelem négyzete arányos G_F^2 -nel:

$$|H_f|^2 \propto G_F^2.$$

L. Fermi második aranyszabályát:

$$P = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{fi}|^2 \frac{dn}{dE},$$

ahol P átmeneti valószínűség, $H_{fi} = \int \Psi_f^* V(r) \Psi_i d\tau$, $V(r)$ a perturbáló potenciál mátrixeleme, $d\tau$ térfogatelem, dn/dE a lehetséges végállapotok száma egységnyi energiaintervallumban. L. részletesebben Fényes [2013, 93. old.]. A hatáskeresztmetszet energiafüggését foglaljuk be egy $f(s)$ tényezőbe:

$$\sigma \propto G_F^2 f(s).$$

Mivel σ dimenziója [hossz]², amely $c = 1$, $\hbar = 1$ egységekben $[M]^{-2}$, a G_F -é $[M]^{-2}$, az s -é $[M]^2$, ezért $f(s)$ dimenziójára $[M]^2$ várható, azaz $f(s) \sim s$. Innen

$$\sigma \propto G_F^2 s.$$

Jelöljük a neutrínó energiáját a nukleon nyugalmi rendszerében E_ν -vel. Ekkor

$$s = (E_\nu + m_N)^2 - p_\nu^2 = 2m_N E_\nu + m_N^2 \approx 2m_N E_\nu$$

és így $\sigma \propto G_F^2 m_N E_\nu$ ($c = 1$, $\hbar = 1$ egységekben).

A kísérleteket nemcsak neutrínókkal, hanem antineutrínókkal is elvégezték. A neutrínókísérletekben különbség tehető kvarkok és antikvarkok között. Neutrínók és antikvarkok pl.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu, \text{ ill. } K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu, \text{ ill. } K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$

reakciókkal nyerhetők (l. a III. 2. táblázatot), amelyek kvarkokon W-cserével a következő reakciókat hozzák létre:

$$\nu_\mu + \text{nukleon} \rightarrow \mu^- + \text{hadronok} \quad \text{és} \quad \bar{\nu}_\mu + \text{nukleon} \rightarrow \mu^+ + \text{hadronok}.$$

Definiálhatók kvark és antikvark impulzustörtreszek (azaz kvarksűrűségek szorozva x -szel):

$$Q = \int x [u(x) + d(x)] dx, \quad \bar{Q} = \int x [\bar{u}(x) + \bar{d}(x)] dx.$$

Itt nem részletezett levezetéssel a teljes hatáskeresztmetszetekre ekkor a következő összefüggéseket nyerték:

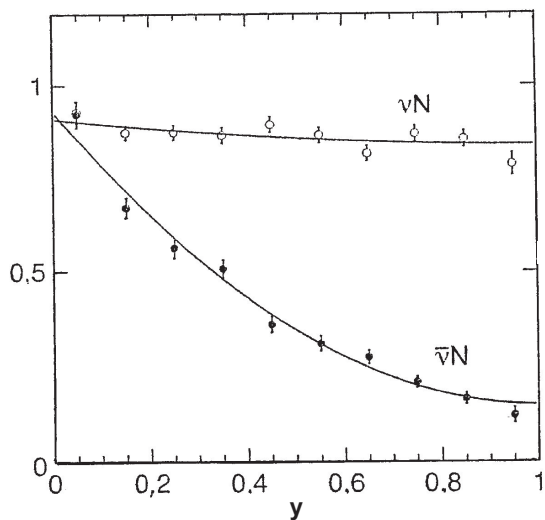
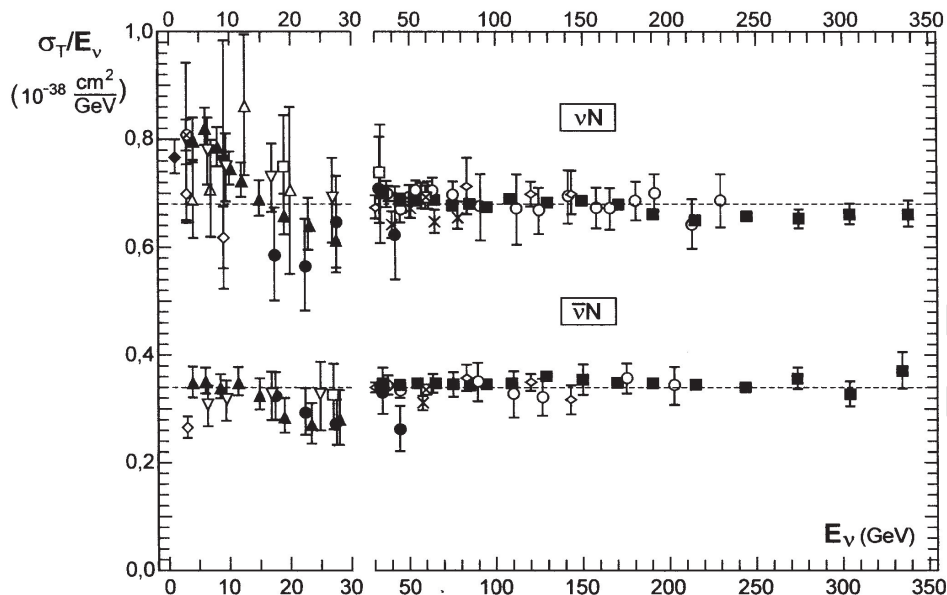
$$\sigma(\nu N) = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left[Q + \frac{\bar{Q}}{3} \right] \quad \text{és} \quad \sigma(\bar{\nu} N) = \frac{G_F^2 m_N E_\nu}{\pi} \left[\bar{Q} + \frac{Q}{3} \right],$$

ahol G_F a Fermi-állandó, m_N a nukleon tömege, E_ν a neutrínó (antineutrínó) energiája a nukleon nyugalmi rendszerében, $s \approx 2m_N E_\nu$. Az előbbi egyenletekből az antineutrínó/neutrínó hatáskeresztmetszet-arány:

$$R = \frac{\sigma(\bar{\nu} N)}{\sigma(\nu N)} = \frac{1 + 3\bar{Q}/Q}{3\bar{Q}/Q}.$$

A kísérleti eredményeket a III. 8. ábrán tüntettük fel. Látható, hogy széles neutrínóenergia-tartományban a σ_T/E_ν arány jó közelítésben állandó és

$$R = \frac{\sigma(\bar{\nu} N)}{\sigma(\nu N)} \approx \frac{0,34}{0,68} \approx 0,5,$$



III. 8. ábra. Felül: A σ_T/E_ν teljes hatáskeresztmetszetek a neutrínó (antineutrínó) energia (E_ν) függvényében müon neutrínó-nukleon és müonantineutrínó-nukleon kölcsönhatásokra. Összesített adatok a CERN-ben, Fermi-laborban és máshol végzett mérések alapján. Particle Data Group [2010]. Alul: νN és $\bar{\nu}N$ differenciális hatáskeresztmetszetek (összenormálás után). Az ábra forrása: de Groot és mtsai. [1979]

ami azt jelenti, hogy a nukleon – a kvarkok mellett – antikvarkokat is tartalmaz és

$$\bar{Q} / Q \approx 0,2.$$

A mélyen rugalmatlan νN - és $\bar{\nu} N$ -reakciók részletesebb tárgyalását l. pl. Dissertori és mtsai. [2010] és Thomson [2013] könyveiben.

A neutrínó/antineutrínó + proton mélyen rugalmatlan szórásra vonatkozó differenciális hatáskeresztmetszetek a következő alakban írhatók fel:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu p}}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi} [(1+y)F_2^{\nu p}(x, Q^2) + y^2 x F_1^{\nu p}(x, Q^2) + y(1-\frac{y}{2})x F_3^{\nu p}(x, Q^2)],$$

$$\frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} p}}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi} [(1-y)F_2^{\bar{\nu} p}(x, Q^2) + y^2 x F_1^{\bar{\nu} p}(x, Q^2) - y(1-\frac{y}{2})x F_3^{\bar{\nu} p}(x, Q^2)].$$

Itt x a Bjorken-féle skálázási változó,

y a lepton energiavesztésének hányada a nukleon nyugalmi rendszerében,

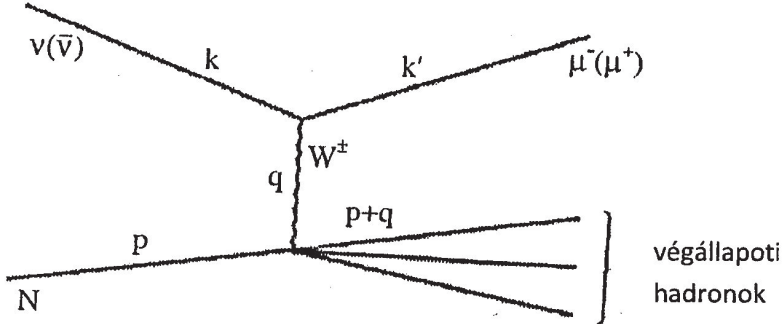
G_F Fermi csatolási állandó,

s a tömegközépponti energia négyzete a lepton-nukleon rendszerben,

F_1, F_2, F_3 szerkezetfüggvények.

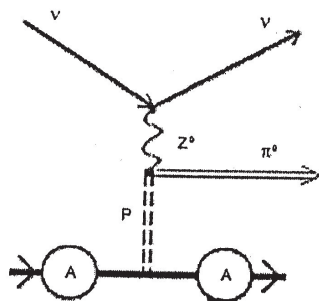
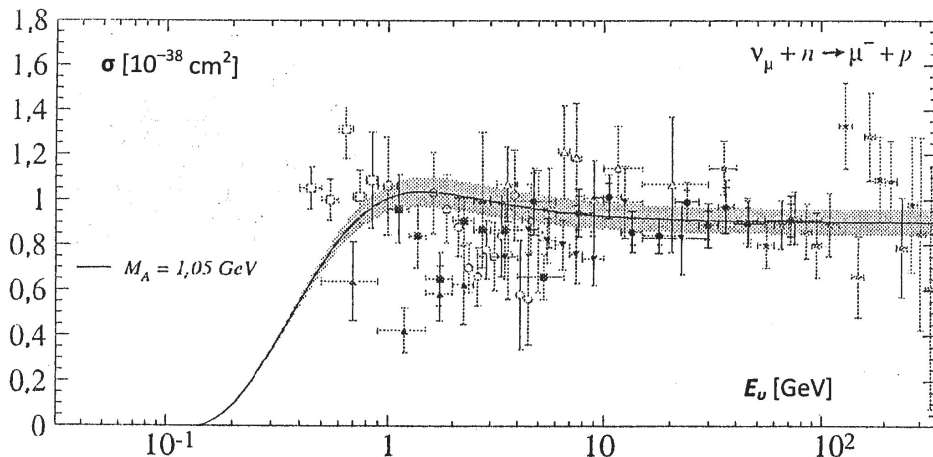
L. részletesebben Fényes [2013, IV. 2. 2. pontban] a neutrínó-nukleon ütközések tárgyalásánál.

A $\nu(\bar{\nu}) + N$ mélyen rugalmatlan szórás Feynman-diagramja a III. 9. ábrán látható.



III. 9. ábra. A mélyen rugalmatlan $\nu(\bar{\nu}) + N$ -szórás Feynman-diagramja

A kvázirugalmas ütközés uralkodó kölcsönhatás ~ 2 GeV neutrínóenergiáig, de jelen marad nagyobb energiáknál is. A $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ kvázirugalmas ütközés hatáskeresztmetszete (σ) a neutrínó energiájának (E_ν) függvényében a III. 10. felső ábrán látható. A nagy energiájú neutrínónyalábban jelentős mennyiségben antineutrínók is vannak, így a kísérletekben a $\bar{\nu}_\mu p \rightarrow \nu^+ n$ reakciót is észlelték.



III. 10. ábra. Felül: A kvázirugalmas $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ ütközés hatáskeresztmetszete (σ) a neutrínó energiájának (E_ν) függvényében. Különböző laboratóriumok, többféle céltárgyon végzett méréseinek eredménye. Alul: Koherens pionkeltés a $\nu A \rightarrow \nu A \pi^0$ folyamatban. Vannucci [2017] alapján

A neutrínók koherensen is tudnak egy piont keltetni a végállapotban. Ez esetben a neutrínó az egész magon szóródik, és a céltárgynak elhanyagolható energiát ad át. A III. 10. alsó ábra a koherens pionkeltés egy diagramját mutatja. Lehetőségek mind semleges, mind töltött áramú kölcsönhatások:

$$\begin{aligned} \nu_\mu A &\rightarrow \nu_\mu A \pi^0; \nu_\mu A \rightarrow \mu^- A \pi^+; \\ \bar{\nu}_\mu A &\rightarrow \bar{\nu}_\mu A \pi^0; \bar{\nu}_\mu A \rightarrow \mu^+ A \pi^- \end{aligned}$$

A koherens rugalmas neutrínó-atommag szórását vizsgálták Billard és mtsai. [2017]. Arra a következtetésre jutottak, hogy 10 kg-os alacsony hőmérsékletű

visszalökődési bolométer (hődetektor) segítségével a Chooz reaktornál (Franciaország) egy év alatt ki tudnának mutatni ilyen szórást.

A nagy energiájú $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ neutrínók kölcsönhatásba léphetnek a nukleonok d- és s-kvarkjaival is. Ekkor felléphetnek a következő folyamatok:

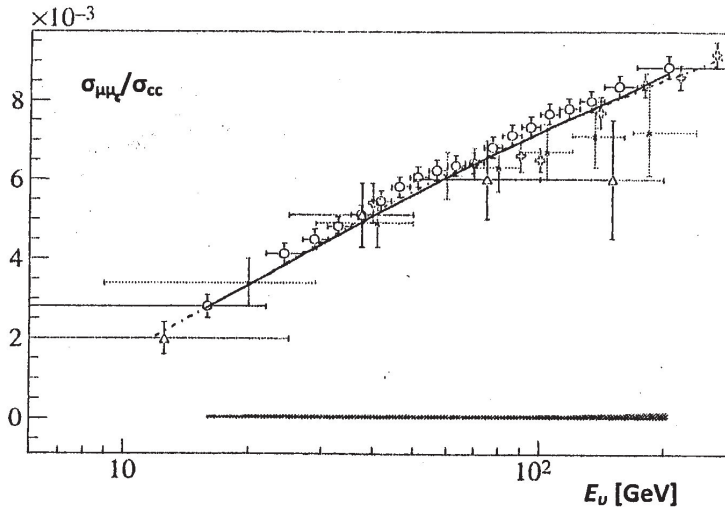
$$\begin{aligned} \nu_\mu + d &\rightarrow \mu^- + c, & \bar{\nu}_\mu + \bar{d} &\rightarrow \mu^+ + \bar{c}, \\ \nu_\mu + s &\rightarrow \mu^- + c, & \bar{\nu}_\mu + \bar{s} &\rightarrow \mu^+ + \bar{c}. \end{aligned}$$

A c (charm) leptonok bomolhatnak gyors bomlásokkal:

$$c \rightarrow s + \mu^+ + \nu_\mu \text{ és } \bar{c} \rightarrow \bar{s} + \mu^- + \bar{\nu}_\mu,$$

így a végső jel két ellenkező töltésű müon lehet.

A kétmüon/egymüon hatáskeresztmetszet-arány a III. 11. ábrán látható.

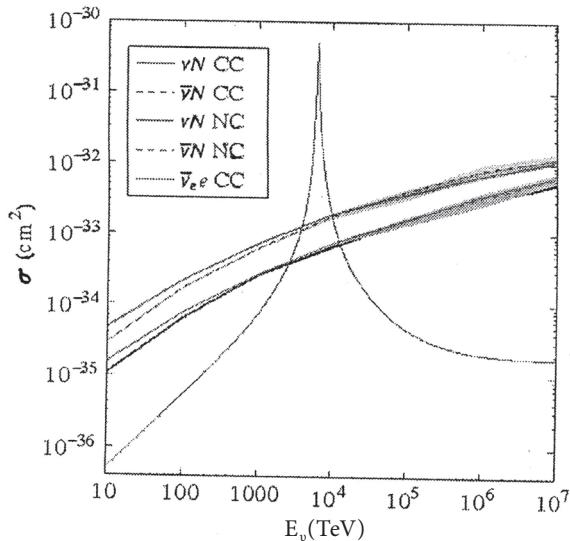


III. 11. ábra. A $\sigma_{\mu\mu}/\sigma_{cc}$ arány a neutrínóenergia (E_ν) függvényében. CERN-i és más kutatócsoportok mérési eredményei. Vannucci [2017] alapján

A neutrínók igen nagy energiákra is szert tehetnek pl. kozmikus sugarak atmoszférába való ütközésénél vagy más asztrofizikai folyamatoknál. Az igen nagy energiájú neutrínó(antineutrínó)-nukleon és antineutrínó-elektron kölcsönhatások hatáskeresztmetszetei (σ) a neutrínók energiájának (E_ν) függvényében a III. 12. ábrán láthatók. A hatáskeresztmetszetek E_ν -től való függése a következő:

$$\sigma_\nu^{CC} = 5,5 \times 10^{-36} E^\alpha(\text{GeV}) \text{ cm}^2 \text{ és } \sigma_\nu^{NC} = 2,3 \times 10^{-36} E^\alpha(\text{GeV}) \text{ cm}^2,$$

ahol $\alpha = 0,36$.



III. 12. ábra. Különböző neutrínó-nukleon és antineutrínó-elektron kölcsönhatások hatáskeresztmetszetei (σ) a neutrínók energiájának (E_ν) függvényében, extrém nagy neutrínóenergiáknál. CC töltött áramú, NC semleges áramú kölcsönhatásra utal. Vannucci [2017] alapján

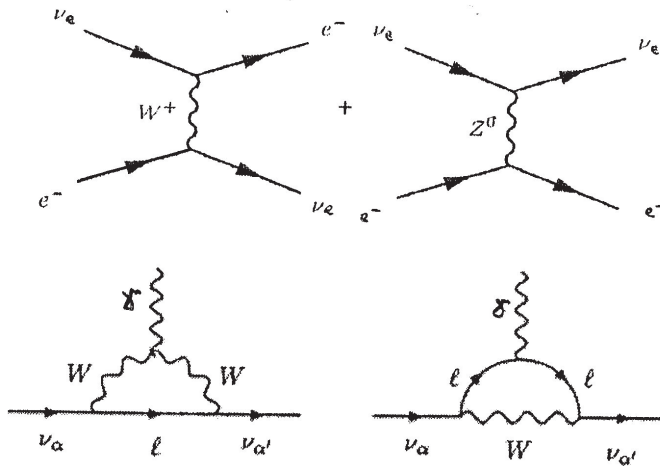
Megfigyelhető egy éles kiemelkedés a $\bar{\nu}_e e^-$ kölcsönhatásban $E_{\text{rez}} = 6,3 \text{ PeV}$ -nél, ami közbenső W-bozon kialakulásával magyarázható (Glashow-effektus).

A neutrínók kölcsönhatásba léphetnek atomi elektronokkal is. A töltött és semleges áramú $\nu_e + e$ kölcsönhatások Feynman-diagramjai a III. 13. felső ábrán láthatók. Felléphetnek $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$ és $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ kölcsönhatások is. A hatáskeresztmetszet-arányok

$$\frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)}{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu \nu_e)} = \frac{1}{4} - \sin^2 \theta_W + \frac{4}{3} \sin^4 \theta_W$$

lehetőséget adnak a θ_W Weinberg-szög precíziós meghatározására, ami a standard modell kulcsparamétere. Az összes pontos mélyen rugalmatlan ütközési eredmény kombinációjából $\sin^2 \theta_W = 0,2260 \pm 0,0039$ adódik. L. részletesebben Fényes [2013, X. 5. alfejezet].

A neutrínók részt vehetnek elektromágneses kölcsönhatásokban is, noha ez nyilvánvalóan másodrendű folyamat. A neutrínó-foton csatolás Feynman-diag-



III. 13. ábra. Felül: A $\nu_e + e$ kölcsönhatások Feynman-diagramjai. Alul: Feynman-diagramok a neutrínó-foton kölcsönhatásokra

ramjai a III. 13. alsó ábrán láthatók. A $\nu_2 \rightarrow \nu_1 + \gamma$ bomlásra (ahol a ν_2 tömege nagyobb, mint ν_1 -é) számítható a felezési idő. Ez sok nagyságrenddel nagyobbak adódik, mint az univerzum életkora, ha a neutrínó tömege $\sim 1 \text{ eV}(c^2)$ rendű (Vannucci [2017] alapján).

Nakamura és mtsai. [2017] a neutrínó-atommag reakciók leírására egyesített modellt javasoltak. Mivel a neutrínó energiája széles tartományban változhat, az uralkodó reakciómechanizmus többféle is lehet: kvázirugalmas szórás, nukleon-rezonancia-gerjesztés, mélyen rugalmatlan szórás. Ez az elméleti leírásba mezon, barion, nukleon és kvark szabadsági fokokat is behoz. Olyan reakció-hatáske-resztmetszeteket fogalmazznak meg, amelyek általánosan használhatók minden energiatartományban.

Igen részletesen analizálta a neutrínók kölcsönhatásait az anyaggal Vannucci [2017]. Vizsgálta a neutrínóreakciók fenomenológiáját, a kölcsönhatások elméletét, az alacsony és nagy energiájú kölcsönhatások sajátosságait.

A neutrínó-atommag kölcsönhatások elméleti vonatkozásait részletesen elemezték Benhar és mtsai. [2017]. Vizsgálták, hogy a nukleáris effektusok milyen hatással vannak az oszcillációs paraméterek meghatározására.

A steril neutrínók problematikája

Néhány kísérlet arra utalt, hogy az ismert e -, μ - és τ -neutrínókon kívül esetleg létezik egy vagy több „steril” neutrínó is, amelyek keveredhetnek az ismert „aktív” neutrínókkal. Ezek a kísérletek a következők voltak:

Az LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) Los Alamosban, az 1990-es években.

MiniBooNE kísérlet a Fermi-laborban, a 2007-es, 2010-es, 2013-as években.

SBL (Short Baseline) neutrínó oszcillációs kísérletek, pl. Daya Bay-ben, 2014-ben.

GALLEX- (Gran Sasso) és SAGE- (Kaukázus) kísérletek az 1990-es években.

Az új neutrínó megjelenése arra vezetne, hogy a Z -bozon túl gyorsan bomlik. Így az új neutrínó valószínűleg egyáltalán nem vesz részt a gyenge kölcsönhatásban, csak a gravitációsban (innen a „steril” elnevezés).

Részletes összefoglalót közölt a standard modell olyan kiterjesztéséről, amelyben három jobbkezes (steril) neutrínó is van, Boyarsky és mtsai. [2009]. A modell neve: ν MSM (Neutrino Minimal Standard Model). A modell paramétereinek speciális megválasztásával megmagyarázható lehet a neutrínók ízoszcillációja és az univerzum anyag-antianyag aszimmetriája. A steril neutrínó jelölt lehet a sötét anyagra. A steril neutrínók tömegei olyan tartományban vannak, amely a meglévő berendezésekben (gyorsítók, reaktorok, detektorok) ellenőrizhető.

Az eddigi eredmények meglehetősen ellentmondásosak. Az LSND, a Mini-BooNE, a rövid repülési távolságú (SBL) reaktorneutrínó és a GALLEX-, SAGE-kísérletek a steril neutrínók létre utalnak.

Ugyanakkor több más kísérlet ebben a vonatkozásban negatív eredménnyel zárult. Pl. Karmen [Armbruster, B. és mtsai. 2002]; NOMAD [Astier, P. és mtsai. 2003]; ICARUS [Antonello, M. és mtsai. 2013]; OPERA [Agafanova, N. és mtsai. 2013]; CDNSW [Dydak, F. és mtsai. 1984].

A könnyű steril neutrínókkal kapcsolatban globális analízist végeztek Kopp és mtsai. [2013], Conrad és mtsai. [2013], Giunti és mtsai. [2013]. A jövőben a kérdés eldöntésére számos új kísérletet terveznek mind a reaktorok, mind a gyorsítók mellett. Ilyenek pl. a nuPRISM, JSUS² és KPipe javaslatok Japánban. E programokban a steril neutrínók mellett a $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ átalakulást és a ν_μ eltűnést is lehetne vizsgálni.

A β -bomlási vagy elektronbefogási spektrumok precíziós analízise egyúttal arra is lehetőséget ad, hogy vizsgálják a steril neutrínók esetleges felléptét a keV-es tömegtartományban. Moreno és mtsai. [2016] a ¹⁶³Ho, ²⁰²Pb és ²⁰⁵Pb elektronbefogásánál és a ³H β -bomlásánál analizálták a steril neutrínók kimutatásának lehetőségeit.

Az eljövendő e^-e^+ , pp - és e^-p -ütköztetőknél vizsgálták a sterilneutrínó-kutatás perspektíváit Antusch és mts. [2017]. Listát állítottak össze arra vonatkozóan, hogy milyen jelek mutathatnak a steril neutrínók jelenlétére. Összevetették a különböző ütköztetőtípusok lehetőségeit, és vizsgálták komplementaritásukat.

Shin és mtsai. [2017] új eljárást javasoltak az elektron-antineutrínó ($\bar{\nu}_e$) vizsgálatára. ^{252}Cf intenzív neutronemittáló felhasználásával, $^7\text{Li}(n,\gamma)^8\text{Li}$ reakcióval ^8Li -ot állítanának elő, ami β^- - és $\bar{\nu}_e$ -bomlással bomlik. A berendezést egy neutrínódetektor közvetlen közelébe téve vizsgálni lehetne a steril neutrínók esetleges felléptét a ~ 1 eV tömegtartományban.

A neutrínók nyomatékai és terjedési sebességei

A neutrínóütközési kísérletek alapján az elektronneutrínó *mágneses nyomatékára* felső határ adható, nevezetesen

$$\mu_e < 0,29 \times 10^{-10} \mu_B \text{ (90\% konfidenciával),}$$

ahol μ_B a Bohr-magneton (Particle Data Group 2016 alapján).

A Dirac-neutrínó mágneses nyomatéka a $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ reakcióhoz anomális kölcsönhatással járul hozzá. Újabban a TEXONO-CDEX Collab. (Taiwan **EX**periment **On** Neutrino-**C**hina **D**ark matter **EX**periment) vizsgálta a neutrínó mágneses nyomatékát. A méréseknél 1 kg-os nagy tisztaságú Ge-detektort használtak, amelyet anti-Compton NaI(Tl) és CsI(Tl) kristályokkal vettek körül. A detektorrendszer 28 m-re volt egy 2,9 GW-os reaktortól. 5 keV-es detektálási küszöbnél 4712 óra reaktorműködés és 1250 óra reaktorállás mellett az elektron-neutrínó mágneses nyomatékára

$$\mu(\nu_e) \leq 0,13 \times 10^{-10} \mu_B$$

értéket nyertek 0,90 konfidenciahatárral. L. bővebben: Vannucci [2017, 7.2 pont].

A zérótól különböző mágneses nyomaték észlelése a neutrínóknál új fizika kezdetét jelentheti a TeV-es tartományban. Léteznek felső határok a müon-, ill. tau-neutrínók mágneses nyomatékára is:

$$\mu_\mu \leq 10^{-10} \mu_B, \quad \mu_\tau < 3,9 \times 10^{-7} \mu_B.$$

A *neutrínók terjedési sebességét* mérték a MINOS- és OPERA-kísérletekben, valamint a Nagy Magellán-felhőben történt 1987-es szupernóva-robbanást követően. Míg a MINOS- és OPERA-kísérletekben GeV-es müonneutrínók a földké-

regben repültek ~ 730 km-en át, a szupernóva-mérésnél $10\text{--}15$ MeV-es elektron-neutrínók vákuumban $\sim 168\,000$ fényévnyi hosszön. Mindhárom mérés eredménye az, hogy a neutrínók sebessége közel volt a fénysebességhez. L. részletesebben Horváth és mtsai. [2012].

Feltételezhető, hogy a neutrínók esetleg gyorsabban is repülhetnek, mint a fénysebesség; azaz léteznek „tachionos” neutrínók. Jenschura, Nándori és Ehrlich [2017] számították a tachionos $\frac{1}{2}$ spinű Dirac-neutrínók elágazási tényezőit a $\nu \rightarrow \nu e^+ e^-$ és $\nu \rightarrow \nu \bar{\nu} \nu$ bomlási csatornákra. Az eredmény az, hogy még a legnagyobb energiájú neutrínóknál is, amelyeket a Jégkocka detektor regisztrált, azaz $E_\nu \sim 2$ PeV-nél, a bomlási csatornák fenomenológiailag jelentéktelenek.

A neutrínófizika eredményeiről részletes összefoglalót adtak Mohapatra és mtsai. [2007], Gonzalez-Garcia, Maltoni [2008], Langacker [2012], King, Luhn [2013] és Nakamura, Petcov a Particle Data Group 2016-ban. E közleményekben további sok más hivatkozás is található.

Nyitott kérdések

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

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

Amennyiben a neutrínók Dirac-részecskék, a neutrínóknak ugyanaz az eredete, mint a kvarkoké és töltött leptonoké. Amennyiben Majorana-részecskék, valamilyen más [pl. libikóka (see-saw)] mechanizmus felelős a tömegükért.

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

A neutrínók viselkedése sérti a CP-invarianciát? A neutrínókeveredési mátrix tartalmaz egy δ Dirac-fázist, míg Majorana-neutrínók esetén további kettőt (ϕ_1, ϕ_2) is. Ezek nélkül nem lehet teljes a neutrínókra vonatkozó ismeretünk. A kérdés megválaszolása azért is fontos, mivel az univerzumban meglévő anyag-antianyag

aszimmetria magyarázatára nem elég a kvarkkeveredési mátrixban a δ fázisparaméter fellépte. Ha a leptogenezis-mechanizmus is hozzájárulna a CP-sértéshez, esetleg e nagyon lényeges problémára is fény derülne [Fukugita, Yanagida 1986]. A Dirac-fázisra információ szerezhető úgy, hogy a neutrínók és antineutrínók túlélési valószínűségét mérik nagy távolságban a forrásoktól, ehhez azonban nagy intenzitású neutrínónyalábok szükségesek.

Szükséges lenne meghatározni, hogy normál vagy fordított hierarchia valósul meg a természetben.

Kívánatos lenne a Δm_{21}^2 , θ_{12} , $|\Delta m_{3l}^2|$ és θ_{23} precíziós meghatározása.

Jelenleg nem ismeretes, milyen alapvető mechanizmus miatt van a neutrínóknak rendkívül kicsi tömege, és miért keverednek, mi okozza a családszám-megmaradás sérülését.

Vizsgálandó, hogy létrejönnek-e a természetben a $\mu^+ \rightarrow e^+ \gamma$ és hasonló folyamatok, sérül-e a leptoncsaládszám megmaradása a töltött leptonoknál is.

Létezik-e „steril” neutrínó, ami nem vesz részt a standard modell gyenge kölcsönhatásában, nem csatolódik a Z-bozonhoz?

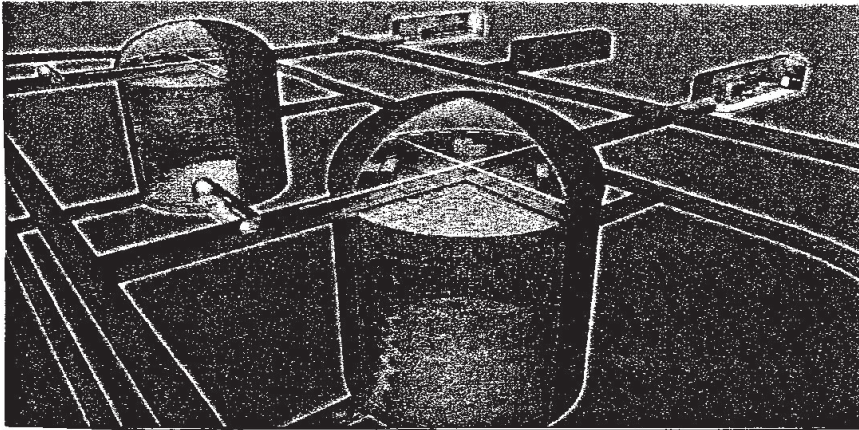
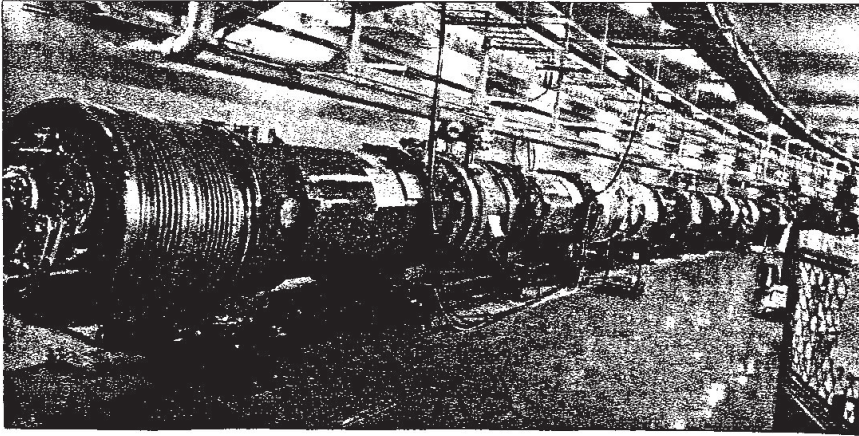
IV. A NEUTRÍNÓFIZIKA FEJLŐDÉSI IRÁNYAI

Annak érdekében, hogy választ kapjunk 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, a neutrínókeveredés δ , ϕ_1 , ϕ_2 fázisszögeit, valamint a leptonoknál fellépő CP-invariancia esetleges sérülését. Ehhez nagyon intenzív neutrínónyalábok, erőteljes háttérelnyomás és nagy neutrínó repülési távolságok szükségesek. A CP-sérülés vizsgálatához a neutrínók és antineutrínók oszcillációjának összehasonlító analízisére is szükség van.

IV. 1. ÚJABB GENERÁCIÓS SZUPERNYALÁB TERVEK

T2HK (Japán)

A T2HK-kísérlet a T2K (Tokai-to-Kamioka) továbbfejlesztett változata. A J-PARC-ban a protonnyaláb energiáját 50 GeV-re, teljesítményét 750 kW-ra kívánják növelni (l. a III. 1. táblázatot). Ez a Hyper-Kamiokande detektorral (ami ugyancsak vízalapú Cserenkov-detektor, de 25-ször nagyobb, mint az 50 ktonnás Super-Kamiokande) elegendő eseményt fog szolgáltatni ahhoz, hogy versenyképes legyen β -nyaláb- vagy neutrínógyár-berendezésekkel. A J-PARC (Japan Proton Accelerator Complex) Tokaiban, Japán keleti partján van. Innen a neutrínókat – kb. 295 km út után – a Super-Kamiokande utódjához, a nyugati part közelében lévő Hyper-Kamiokande detektorhoz küldik, l. a III. 4. és IV. 1. ábrákat. Közben Tokai mellett a neutrínónyalábot egy monitordetektor is figyeli. A Hyper-Kamiokande konstrukciója 2018-ban kezdődhet, a mérések pedig ~2026-ban indulhatnak. 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 program nemzetközi együttműködésben folyik. Tervezik a protonbomlás keresését is, valamint a PC-sértés vizsgálatát



IV. 1. ábra. Felül: Szupravezető mágnesek a J-PARC protongyorsítónál (Tokai), melynek az 50 GeV-es megnövelt intenzitású nyalábját használják a neutrínók előállítására. Alul: A Hyper-Kamiokande két hatalmas hengeres tartálya (mindegyik 74 m átmérőjű és 60 m mély). Ezek együttesen 600 ezer tonna hipertiszta vizet tartalmaznak. Úgy tervezik, hogy a Hyper-Kamiokande detektort néhány km-re helyezik el a Super-Kamiokande detektortól. [Wascko, CERN Courier, 2016. július, 29. old.]

a neutrínószektorban. L. részletesebben Wascko, M. [CERN Courier, 2016. július, 29. old.]. A neutrínómentes $\mu \rightarrow e\gamma$ bomlás kimutatására Japánban indult egy COMET nevű program, l. Cui és mtsai. [2009]. Ez tízezerszeresen növelni kívánja a mérés érzékenységét a 2017-es helyzethez viszonyítva. Az analóg Mu2e programot, amely a Fermi-laboratóriumban fut, részletesebben is tárgyaljuk.

Fermi-laboratórium (USA)

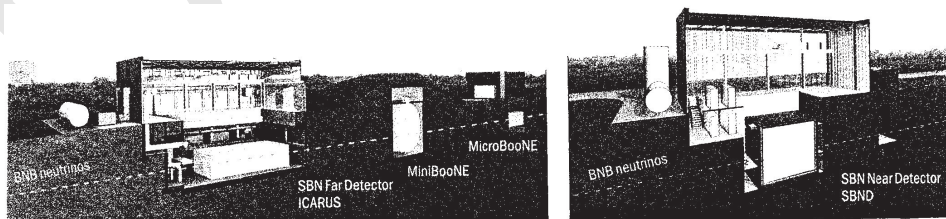
A Fermi-laboratóriumot 1967-ben alapították; részletes történeti áttekintésre l. Kolb, A. munkáját [CERN Courier, 2017. jún., 18. old.].

2011-ben a Fermi-laboratórium Tevatron gyorsítóján végzett korábbi kutatásokat leállították. Az új program szerint a következő évtizedekben a laboratóriumot világviszonylatban vezetővé kívánják tenni a nagy intenzitású neutrínókkal végzett kutatások területén [Gouvêa és Saoulidou 2010]. A következőkben rövid áttekintés található a neutrínófizikai programokról.

A Chicago melletti Fermi Nemzeti Gyorsító Laboratóriumban (Batavia) felújították a *NuMI (neutrinos at the main injector) berendezést*, amely nagyobb, 580 (700) kW-os protonnyaláb-teljesítményt eredményezett (l. a III. 1. táblázatot és a hátsó színes ábrát).

A *MINOS+ (Main injector neutrino oscillation search) program* két neutrínódetektort tartalmaz; egy közelit (l. IV. 2. ábrát) és egy távolit, amely utóbbi 5 ktonnás és 735 km-re van a Fermi-laboratóriumtól a Soudan (Minnesota) föld alatti laboratóriumban. A 2013-ban elvégzett felújítás után nagyobb intenzitású neutrínók állnak rendelkezésre a kísérletekre. Különleges jelenségek észlelésére koncentrálnak (esetleges új neutrínófajták, extra dimenziók stb.). A korábbi MINOS-programban sikerült a neutrínók θ_{13} keveredési szögét meghatározni.

A *MINERvA- (Main injector experiment for ν -A) program* detektora a NuMI neutrínóforrás mellett van (a MINOS közeli detektor előtt). A detektor szegmentált szcintillátorokból áll, ami lehetővé teszi a keltett részecskék energiájának és kilépési szögének mérését. A MINOS közeli detektor tudja mérni a magreakcióban keltett müonok impulzusát és töltését (l. a III. 2. táblázatot). Ezzel az információval a MINERvA precíziós hatáskeresztmetszet-méréseket végezhet különböző neutrínó-kölcsönhatásokra, pl. kvázirugalmas, rezonancia, mélyen rugalmatlan neutrínószórásokra.



IV. 2. ábra. A Fermi-laboratórium Short Baseline Neutrino (SBN) program detektorainak távlati képe. Schmitz és Bass [2017] alapján

A kisenergiájú kölcsönhatásoknál a neutrínó az egész atommagon szóródik, és egy vagy több nukleont ki is üthet az atommagból. Kicsivel nagyobb energiáknál a neutrínó nukleonokkal hat kölcsön és barionrezonanciákat hoz létre. Még nagyobb energiáknál a neutrínók az egyes kvarkokon szóródnak, mélyen rugalmatlan szórással. A MINERvA az egész kölcsönhatási spektrumot tanulmányozni kívánja.

Mint azt korábban említettük, a neutrínó-atommag reakciók leírására Nakamura és mtsai. [2017] egyesített modellt javasoltak.

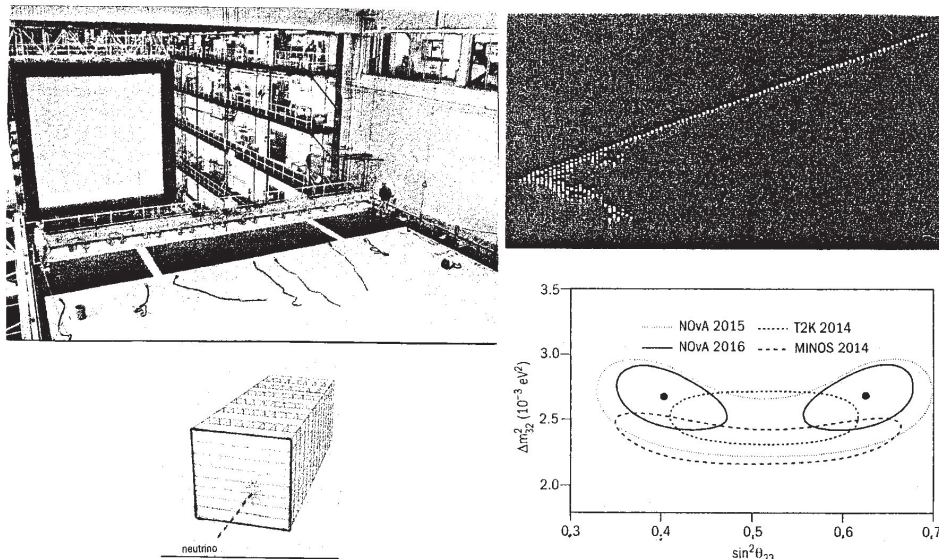
A kvázirugalmas ütközés hasznos információt szolgáltathat a CP-sértésre neutrínóoszillációs kísérletekben. A kvázirugalmas müon-neutrínó-szóródás vizsgálható mind neutrínókkal, mind antineutrínókkal. A kísérletek mutatják, hogy a nukleonok az atommagokban bizonyos ideig pl. pp -, ill. nn -párokba rendeződve vannak. Ha a neutrínó kölcsönhat a nukleonpárral, kiütheti az atommagból.

Az EMC- (European Muon Collab.) effektust eddig főleg e^+p -, e^-p -, μp -mérésekkel meghatározott szerkezetfüggvények alapján észlelték (l. pl. Fényes [2013, VII. 4. 1. pont]). Ha a szerkezetfüggvény meghatározására neutrínó és antineutrínó mélyen rugalmatlan szórásából történik, ez új információt szolgáltathat az EMC-effektusra.

A MiniBooNE és MicroBooNE programok berendezései ~ 500 m-re vannak attól a helytől, ahol a neutrínókat előállítják (azaz a „Booster” gyorsítótól, innen a név). L. a IV. 2. ábrát. A MiniBooNE program már régóta üzemel; Cserenkov-detektora van, amely ultratiszta ásványi olajat tartalmaz. A MicroBooNE program detektora viszont már egy nagy, jobb feloldóképességű időprojekciós kamra, amelyet 12 m széles, gömb alakú edény vesz körül. A berendezés 170 tonna folyékony argont tartalmaz. Mindkét BooNE program alapvető célkitűzése a rövid hatótávolságú neutrínóoszilláció vizsgálata, különös tekintettel a steril neutrínók esetleges létrejöttére és szerepére az oszcillációban [CERN Courier, 2014. szeptember, 8. old.]

A NOvA-kísérletben a neutrínók sajátságait vizsgálják, különösen a müon-neutrínók átalakulását elektron-neutrínókba. A NOvA két neutrínódetektort alkalmaz, egy közelit és egy távolit; ez utóbbi 810 km-re Minnesota állam északi részében van Ash Riverben. A távoli detektor 9000 tonna folyékony szcintillátort tartalmaz. Ez a legnagyobb folyékony szcintillációs detektor, amelyet eddig alkalmaztak fizikai kísérleteknél. A nagy teljesítményű neutrínónyaláb és nagy detek-

tor reménnyel jogosít fel, hogy új információ nyerhető a neutrínók tömegére, a tömeghierarchiára, a CP-sértésre, arra, hogy miért van több anyag az univerzumban, mint antianyag, esetleg új neutrínófajtákra stb. 2014-ben már sikerült észlelni az első neutrínókat a NOvA-programban, l. a IV. 3. ábrát. Részletesebb leírás Messier, Vahle [2014] és Patterson és Shanahan [2016] munkáiban található.



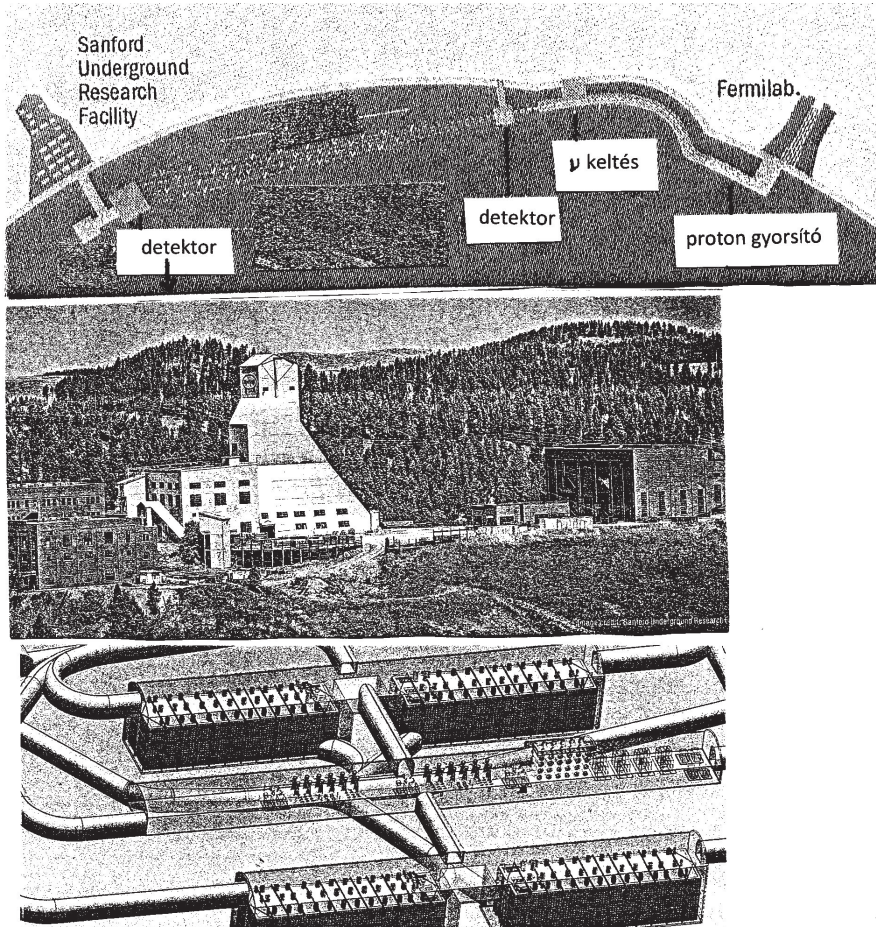
IV. 3. ábra. Balra: A NOvA távoli detektor fotója és háromdimenziós vázlatrajza. A szcintillátor $15,6 \times 15,6 \times 60 \text{ m}^3$ térfogatban van. Jobbra: Müon neutrínó által létrehozott nyomok a NOvA-detektorban (a neutrínók balról jöttek) és $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oszcillációs adatok: Δm_{32}^2 a $\sin^2 \theta_{23}$ függvényében. Messier és Vahle [2014] alapján

ELBNF (Experiment at the Long Baseline Neutrino Factory). 2014-től egy új együttműködés jött létre, az ELBNF, illetve újabb néven DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment). A terv szerint a Fermi-laboratórium nagy energiájú és széles spektrumú neutrínónyalábját a Dél-Dakotában lévő Sanford föld alatti kutatólaboratóriumába lőné. A neutrínók tervezett repülési távolsága $\sim 1300 \text{ km}$. A programban két detektor működne, egy nagy feloldású közeli és egy hatalmas $\sim 40 \text{ ktonnás}$ távoli folyékony argon időprojekciós kamra (LAr-TPC). L. a IV. 4. ábrát.

A kutatási programban a neutrínóoszcilláció átfogó vizsgálata, a CP-invariancia sérülése a leptonszektorban, a neutrínótömegek hierarchiája és három vagy több „steril” neutrínó léte (vagy nem léte) szerepel. A berendezést fel kívánják

használni továbbá atmoszferikus neutrínó-mérésekre, a nukleonbomlás vizsgálatára és asztrofizikai (pl. szupernóva-összeomlásból származó) neutrínók keresésére. A berendezés felhasználható lesz sötét anyag és $0\nu\beta\beta$ -bomlási vizsgálatokhoz is [CERN Courier, 2012. április, 12. old. és 2014. március, 8. old.].

A fejlesztés hosszú távra szól. A Fermi-laboratórium protonnyalábja 2024-re elérheti az 1,2 MW, 2030-ra a 2,4 MW nyalábteljesítményt. A LAr-TPC (idő-



IV. 4. ábra. Felül: A Fermi-laboratórium nagy hatótávolságú neutrínókísérletének vázlatrajza. Long és Roser [2015] alapján. Középen: A Sanford neutrínó-kutatólaboratórium épületei 1300 km-re a Fermi-laboratóriumtól. Rubbia és Thomson [2015] alapján. Alul: A DUNE-program távoli detektora. Ez négy egységből áll, amelyek mindegyike folyékony argont tartalmaz. A középső alagútban a kriogén és egyéb kiegészítő berendezések nyertek elhelyezést. Chalmers és Pandolfi [2016] alapján

projekciós kamra) detektor beüzemelése a 2020-as évek elején kezdődhet. A fejlesztés széles körű együttműködésben folyik amerikai, ázsiai és európai részvétellel. Pl. a Gran Sassóban működő ICARUS-berendezést – a CERN-ben történő felújítás után – a Fermi-laboratóriumba szállítják. L. részletesebben Long és Roser [CERN Courier, 2016. április, 32. old.] és Patterson és Shanahan [CERN Courier, 2016. július, 32. old.] közleményeit.

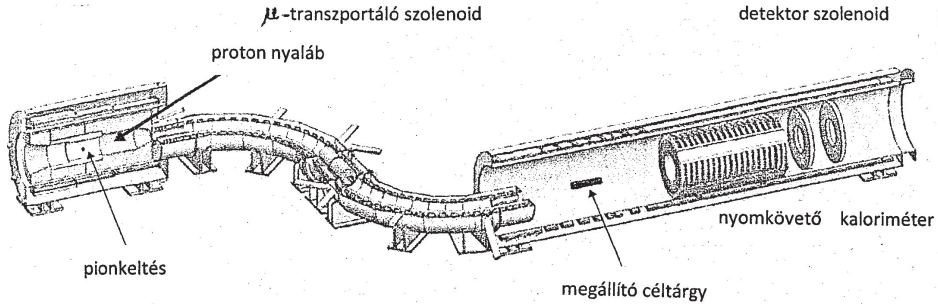
A tervezett DUNE-kísérlet detektora ~ 70 ktonna folyékony argont fog tartalmazni, amit a Sanford föld alatti kutatólaboratóriumban terveznek üzembe állítani. 2016-ban a 35 ktonnás prototípus próbáját végezték [CERN Courier, 2016. április, 13. old.].

Mind a Hyper-Kamiokande T2HK, mind a DUNE-programok a neutrínó-oszcilláció paramétereinek pontosabb meghatározását tűzték ki célul. Fukasawa és mtsai. [2017] analízise alapján a mérések komplementerek, kombinációjuk a Δm_{eff}^2 , $\sin^2\theta_{23}$ és δ_{CP} paraméterek meghatározásában (megfelelően) 0,3%, 2% és 20% pontosság elérését teszik lehetővé.

A neutrínó-tömeghierarchia egyike a legfontosabb megoldandó problémáknak a neutrínófizikában. A különböző neutrínó-oszcillációs kísérletek érzékenysége növekszik a neutrínók által megtett távolsággal (l. a II. 2. táblázatot). A T2K-, NOvA és DUNE-kísérleteknél a neutrínók repülési távolsága nagy. Dutta és mtsai. [2017] részletes analízise azonban azt mutatja, hogy az unitaritás esetleges nem teljesülése a leptoni keveredési mátrixban (azaz egy új fizika megjelenése) csökkenti a mérések érzékenységét.

A Fermi-laboratóriumban 2017-ben három neutrínókísérlet folyt, két nagy neutrínórepülési távolságú: MINOS+ és NOvA, valamint a neutrínó-kölcsönhatásokra specializálódott MINERvA. A rövid repülési távolságú programban három neutrínódetektor szerepel: MicroBooNE (kész), ICARUS (felújítás alatt a CERN-ben) és a Short Baseline Neutrino (SBN, detektorkonstrukció 2016-tól) [CERN Courier, 2015. szeptember és 2017. június]. Az SBN-program neutrínónyalábjának és a ν -detektorainak távlati képe a IV. 2. ábrán látható. A program berendezései különösen nagy érzékenységet fognak mutatni a $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_e$ megjelenési és a ν_{μ} eltűnési kísérletekben.

A Fermi-laboratóriumban 2015-ben beindult a *Mu2e nevű program*. Ennek alapvető célkitűzése, hogy rendkívüli érzékenységgel keresse a $\mu N \rightarrow e N$ neutrínómentes folyamat létrejöttét, azaz a müon neutrínómentes átalakulását elektronba.



IV. 5. ábra. A Fermi-laboratórium Mu2e kísérleti berendezése a $\mu \rightarrow e\gamma$ bomlás kimutatására. Glenzinski és Miller [2015] alapján

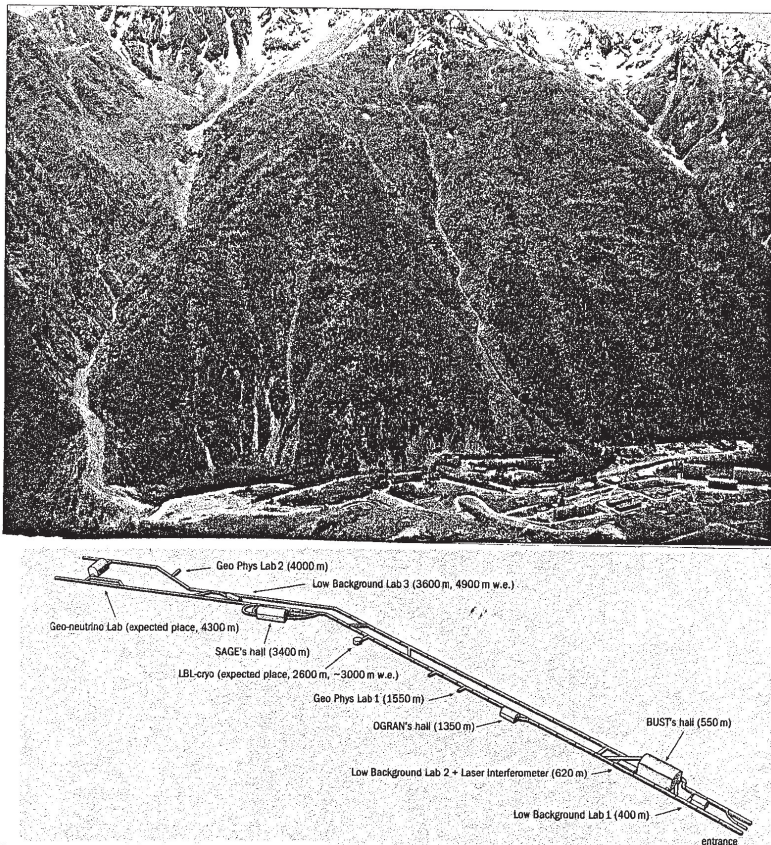
A kísérlet elve a következő: l. a IV. 5. ábrát. A Fermi-laboratórium 8 GeV-es protonjaival volfrám céltárgyat bombázva pionokat keltenek, majd a töltött pionokat mágneses térrel összegyűjtik. A π^\pm -pionok $2,6 \times 10^{-8}$ s közepes élettartammal zömmel μ^\pm müonokba bomlanak (l. a III. 2. táblázatot). A müonokat elszállítják egy megállító alumínium céltárgyra, ahol befogódnak az Al atommag körüli elektronhéj(ak)ra. Itt viszonylag hosszú ideig (~ 864 ns) tartózkodhatnak és közben bomolhatnak. Végül befogódnak az atommagba. A $\mu^-N \rightarrow e^-N$ folyamatban az atommag változatlan marad, és a kísérleti jel egy monoenergiás elektron és más semmi. (A normál müonbefogás atommagba $\mu^-N \rightarrow \nu_\mu N'$ folyamat.) A detektorrendszerben mérik a megállító céltárgyból jövő részecskék energiáját és impulzusát, valamint különbséget tesznek a keresett és háttérjelek között. Az atommag (N) jelenlétét a folyamatban az energia- és impulzusmegmaradás törvénye megkívánja. A $\mu^-N \rightarrow e^-N$ esemény kimutatásának érzékenysége várhatóan 10 000-szer jobb lesz, mint a korábbi kísérletekben. A kísérlet részletesebb leírását l. Bartoszek és mtsai. [2015], valamint Glenzinski, Miller [2015] munkáiban.

A töltött lepton ízváltozása a standard modellben tiltott, így ennek észlelése kétségtelen jele lenne egy új fizikának. Számos modellben, pl. kis Higgs, extra dimenziók, leptokvark, nehéz neutrínók, nagy egyesítési elméletek, szuperszimmetrikus modellek stb. viszont lehetséges az ízváltozás. Ennek kísérleti kimutatása lehetőséget adna a különböző modellek előrejelzéseinek ellenőrzésére.

A nyálábcsatorna és detektorrendszer elkészülte 2020-ra várható.

A Baksan program (Orosz Föderáció)

A Baksan Neutrínó Obszervatórium volt az első föld alatti laboratórium, amit kizárólag tudományos cézzal hoztak létre. Itt végezték a SAGE-kísérletet, amely a GALLEX-szel együtt egyértelműen mutatta a napneutrínó-deficitet (l. a II. 1. alfejezetben). Az obszervatórium jelenleg is működik. Szcintillációs teleszkóppal vizsgálják már közel negyven éve a galaxisunk szupernóva-összeomlásaiból származó neutrínókat. Új programot is indítottak a steril neutrínók vizsgálatára (Baksan Experiment on Steril Neutrinos, BEST). Kísérleteket végeznek több alacsony háttérű laboratóriumban is, amelyek közül a legelső több mint 3,2 km-re



IV. 6. ábra. Felül: A Baksan Neutrínó Obszervatórium bejárata és a „Neutrínó falu” Észak-Kaukázusban. Alul: Az obszervatórium föld alatti laboratóriumai. A bejárat jobbra alul van, az alagútban előrehaladva a felette lévő hegy magassága egyre növekszik. Kuzminov és Troitsky [2017] alapján

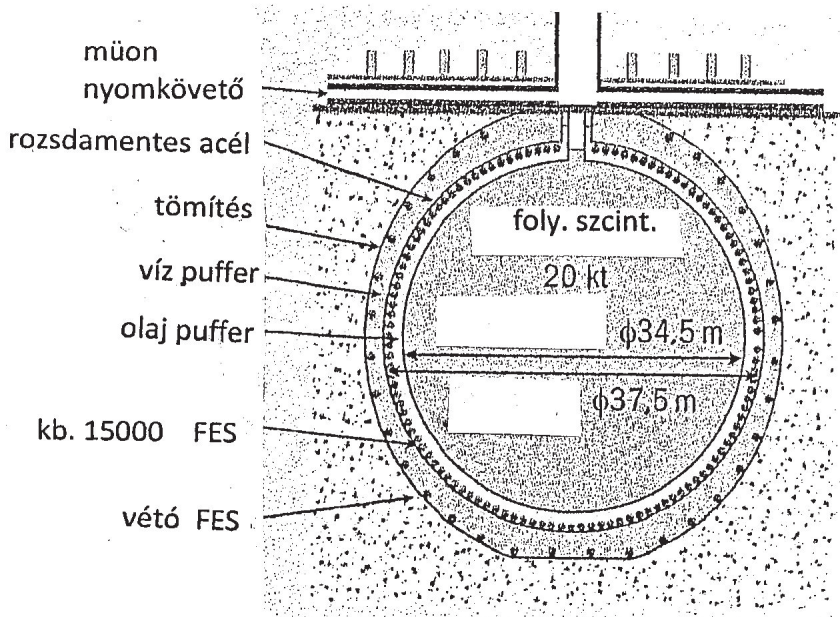
van az alagút bejáratától. Tervezik egy hatalmas, 10–20 kilotonnás ultratiszta folyékony szcintillátor létrehozását, többek között a távoli galaxisokban létrejövő szupernóva-felvillanások detektálására.

A Baksan Neutrínó Observatórium vázlatos képe a IV. 6. ábrán látható. A laboratórium részletesebb leírására lásd Kuzmin és Troitsky [2017] közleményét.

JUNO-program (Kína)

A JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) a Kínai Népköztársaság második legnagyobb neutrínófizikai programja a Daya Bay reaktorkísérlet után. Alapvető célkitűzése a neutrínók tömeghierarchiájának meghatározása a reaktorneutrínók energiaspektrumának precíziós mérése útján.

A JUNO-detektor 20 ktonnás folyékony szcintillátor (l. a IV. 7. ábrát), amelyet egy ~700 m magas hegy alatt helyeznek el 53 km-re mind a Yangjiang, mind a Taishan nukleáris erőművektől. Az erőművek összes termikus teljesítménye 35,8 GW, ez a teljesítmény 2020-ban világviszonylatban a legnagyobb lesz.



IV. 7. ábra. A JUNO-program (Kína) neutrínódetektora. CERN Courier [205., 10. old.] alapján. FES: fotoelektron-sokszorozó

A JUNO 2014-ben alapított széles körű együttműködésben működik. A mérések elkezdését 2020-ban tervezik, és a berendezés várhatóan legalább 20 éven át fog működni. A neutrínók tömeghierarchiájának meghatározását 3-4 σ szignifikanciájával remélhetően 6 éven belül elérhetik. További célkitűzésként szerepel a $\sin^2\theta_{12}$, Δm_{21}^2 és $|\Delta m_{ee}^2|$ oszcillációs paraméterek jobb mint 1% pontossággal való meghatározása.

A JUNO-detektor a fentiekén kívül alkalmas számos más célra is. Ezek a következők:

Szupernóvan neutrínó-felvillanások nagy hatásfokkal való detektálása.

Az U és Th radioaktív bomlásából eredő antineutrínók ~ 400 esemény/év hozammal való észlelése, ami lényegesen javítaná a jelenlegi geoneutrínó-mérések statisztikáját.

Az atmoszférikus neutrínóknál a θ_{23} keveredési szög és a tömeghierarchia meghatározásában tudna adni független eredményeket.

A napneutrínó-vizsgálatokhoz új adatokat szolgáltatathatna, pl. a ${}^7\text{Be}$ és ${}^8\text{B}$ bomlási neutrínóinak detektálásával, valamint a vákuumban és anyagban való oszcilláció analízisével.

A steril neutrínók létének ellenőrzése, a könnyű steril neutrínók azonosítása a reaktorantineutrínó-spektrum precíz mérésével.

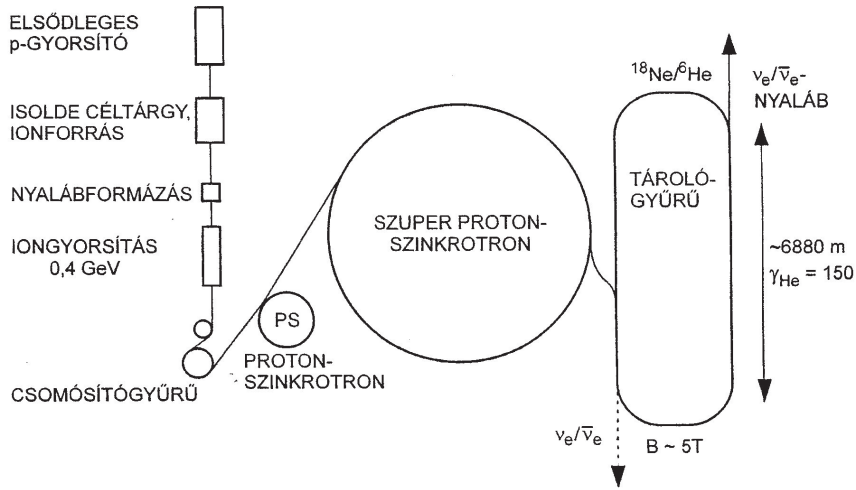
A protonbomlás keresése a $p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}$ csatornában, valamint a sötét anyag megsemmisülési sugárzásának vizsgálata a Napban.

A JUNO-program részletes leírása megtalálható An és mtsai. [2016] munkájában.

Wang és mtsai. [2017] közleményükben azt a következtetést vonták le, hogy a közepes repülési távolságú reaktorneutrínó-kísérleteknél (pl. JUNO és RENO-50) a tömeghierarchia meghatározásának érzékenysége lényegesen növelhető, ha a távoli detektoron kívül egy közelit is alkalmaznak.

IV. 2. β -NYALÁB- ÉS NEUTRÍNÓGYÁRTERVEK

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



IV. 8. ábra. β -nyaláb neutrínók előállítása, CERN-i tanulmányterv. Radioaktív β -bomló ionok gyorsítása [pl. ${}^6\text{He}$ és ${}^{18}\text{Ne}$], majd tárolása tárológyűrűben. A 0,2–5 GeV átlagenergiájú neutrínókat pl. 400 ktonnás detektorral lehetne detektálni $L = 130 \div 3000$ km távolságban. Lindroos, Mezzetto [2010] alapján

A kísérlet legfontosabb sajátosságait főleg három tényező befolyásolja:

1. a gyorsított ion típusa és a β -bomlás energiája (E_0);
2. a relativisztikus teljes energia per nyugalmi energia, a Lorentz-faktor (γ) és
3. a neutrínók repülési távolsága (L).

A gyorsított izotópnak elég hosszú ideig kell élnie, hogy a gyorsítófázisban le ne bomljon, de ugyanakkor – nagy neutrínófluxus elérése érdekében – ne legyen túl nagy sem élettartama. Másodpercrendű élettartamok észszerű kompromisszumnak látszanak. Több izotóp vizsgálata is számításba jöhet:

$\bar{\nu}_e$ előállításra	${}^6\text{He}$ ($E_0 = 3,50$ MeV, $T_{1/2} = 0,807$ s)
	${}^8\text{Li}$ ($E_0 = 12,5$ MeV, $T_{1/2} = 0,840$ s)
ν_e előállításra	${}^{18}\text{Ne}$ ($E_0 = 3,42$ MeV, $T_{1/2} = 1,67$ s)
	${}^8\text{B}$ ($E_0 = 14,1$ MeV, $T_{1/2} = 0,770$ 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:

CERN-SPS: $\gamma_{\text{He}} = 150$, $\gamma_{\text{Ne}} = 250$
 Felújított SPS: $\gamma_{\text{He}} = 350$, $\gamma_{\text{Ne}} = 580$
 CERN-LHC: $\gamma_{\text{He}} \sim 2500$, $\gamma_{\text{Ne}} \sim 4000$

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

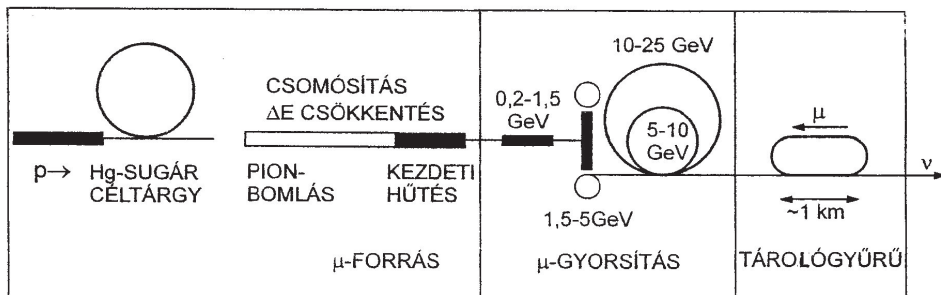
Ha a β -nyaláb-berendezést a CERN-ben hoznák létre és a ${}^6\text{He}$ és ${}^{18}\text{Ne}$ neutrínókat Fréjusban detektálnák ($L = 130$ km) 440 ktonnás víz Cserenkov-detektorral, $\gamma = 100$ értéknél a szükséges mérésidő ~ 5 év lenne.

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

A β -bomló izotópok gyorsításával elérhető neutrínónyalábok lehetőségeit részletesen vizsgálja Lindroos, Mezzetto [2010] könyve, valamint Bandyopadhyay és mtsai. [2009] és Gonzalez-Garcia, Maltoni [2008] összefoglaló munkái.

A neutrínógyár működési elve a következő (IV. 9. ábra). Egy nagy intenzitású $5 < E_p < 10$ GeV-es protonnyalábot nagy rendszámú céltárgyra (pl. Hg-sugár-ra) ejtenek, ami nagyszámú pion keltéséhez vezet. A töltött pionokat kiválasztják a reakciótermékekből és fókuszálják. A töltött pionok közepes élettartama



IV. 9. ábra. Egy 10–25 GeV-es müonok gyorsítására alapozott neutrínógyár vázlatos képe. Geer [2009] alapján

$2,60 \times 10^{-8}$ s, amelyek $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, ill. $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ bomlással bomlanak közel 100%-ban. A töltött müonok közepes élettartama $2,197 \times 10^{-6}$ 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 hosszú egyenes szakasz van. A müonok $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$, ill. $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ bomlással bomlanak, így pl. a μ^+ nyalábból 50%-ban ν_e , 50%-ban $\bar{\nu}_\mu$ neutrínók lépnek fel. A neutrínók energiaspektruma és fluxusa jól ismert.

A neutrínógyár segítségével a következő oszcillációs folyamatok tanulmányozhatók:

$\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$	$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$	
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	<i>megjelenés (perspektívikus)</i>
$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\tau$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	<i>megjelenés (atm. oszc.)</i>
$\nu_e \rightarrow \nu_e$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$	
$\nu_e \rightarrow \nu_\mu$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu$	<i>megjelenés (arany csatorna)</i>
$\nu_e \rightarrow \nu_\tau$	$\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\tau$	<i>megjelenés (ezüst csatorna)</i>

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 ívét. Ha $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ oszcilláció van, a ν_μ töltött áramú kölcsönhatása negatív müonokat kelt (azaz ellenkező előjelű müonokat). Ez egy nagyon tiszta kísérleti jelet ad az oszcillációra, ha szegmentált mágnesezett vasszcintillátor kalorimétert alkalmaznak a detektálásra, ami érzékeny az előállt lepton töltésére.

Számították a neutrínógyárral elérhető neutrínódetektálási hozamokat a tárolt müonok energiájának (E_ν), valamint a neutrínók repülési távolságának (L) függvényében, 50 ktonnás 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 jellemzőinek és a céltárgy megválasztásának szempontjait részletesen analizálta Geer [2009].

Bandyopadhyay és mtsai. [2009] igen részletes összehasonlító analízist végeztek a különböző másodgenerációs neutrínóberendezések képességeire vonatkozóan (International Scoping Study, ISS). Arra a következtetésre jutottak, hogy legjobb esélye a $\sin^2 2\theta_{13}$ és a CP-megmaradást sértő δ fázis nagy érzékenységgel

történő meghatározására a neutrínógyárnak van. Második helyen a T2HK-kísérlet áll.

Az **International Design Study for the Neutrino Factory (IDS-NF)** több javaslatot is kidolgozott neutrínógyár létrehozására [Choubey és mtsai. 2011]. Angliában a Daresbury és a Rutherford Appleton Laboratóriumokban konkrét részeket is létrehoztak, hogy demonstrálják a tervezett gyorsítókomplexum egyes elemeinek működését. Ilyen pl. a **MICE- (Muon Ionization Cooling Experiment)** rendszer. Végső fokon 10^{21} müonbomlást szeretnének elérni évente, amihez 4 MW protonnyaláb-teljesítmény szükséges. A javaslat szerint a gyorsított és tárolt müonenergia 25 GeV lenne. L. részletesebben Long [2012] közleményében és az ott felsorolt hivatkozásokban.

Ohlsson [2013] összefoglaló munkájában a nem standard neutrínókölcshatások szerepét vizsgálta a neutrínóoszillációban. Arra a következtetésre jutott, hogy a Super-Kamiokande, MINOS, T2K és reaktor-neutrínókísérletek aligha érik el a felfedezési szintet ilyen vonatkozásban. Ehhez egy eljövendő neutrínógyár, valamint a hosszú repülési távolságú neutrínókísérletek a legígéretesebbek. Esetleg a Svédországban (Lund) épülő Európai Spallációs Forrás is számításba jöhet.

V. A NEUTRÍNÓFIZIKA NÉHÁNY ALKALMAZÁSA

A neutrínófizika eredményeit ma már a geofizikában és a kozmológiában is hasznosítják.

Geoneutrínók

Az U és Th izotópok bomlásláncainál felszabaduló hő jelentős részben hozzájárul a Föld dinamikájához (földrétegek mozgása, földrengések, vulkánok stb.). Míg űrhajókkal a Naprendszer távoli bolygóihoz is eljutottak, a Föld belseje felé csak ~ 12 km-ig (a Kola-félszigeten, Orosz Föderáció). A geoneutrínók vizsgálata információt ad a Föld sokkal mélyebb rétegeiről. A Föld középpontja és felszíne közötti távolság ~ 6370 km.

A különböző modellek szerint a Földünk időegység alatti teljes hővesztesége 40–47 TW tartományban van, de a 30 TW sem zárható ki. A radioaktív eredetű hőteljesítményt 23–36 TW-ra becsülik, amihez még a gravitációs, kémiai és más eredetű hőforrások járulnak hozzá. A modellbecslésekben azonban sok bizonytalanság van, nem világos, hogy a földkéregben és a Föld központi részében hogy oszlik el az U és Th mennyisége, van-e a Föld belsejében természetes georeaktor stb. Ezért szükség van a geoneutrínók részletes vizsgálatára. A földmodellek az U–Th bomlássor geoneutrínó-fluxusára nagyságrendileg $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ értéket adnak, ami kiinduló adatot szolgáltat a kísérletek tervezésénél.

A Földünk radioaktív eredetű hőtermeléséhez hozzájáruló legfontosabb bomlásmódokról az V. 1. táblázat ad áttekintést.

A japán *KamLAND* detektor ~ 1 ktonna ultratiszta folyékony szerves szcintillátor céltárgyanyagot tartalmaz, amelyet nagy térfogatú víz Cserenkov-detektor vesz körül a háttérsugárzás kiszűrése céljából. A detektorokat ~ 2000 fotoelektron-sokszorozó figyeli. A ^{238}U és ^{232}Th bomlásláncokból eredő neutrínók a $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ inverz β -bomlási folyamattal detektálhatók, amelyek küszöb-energiája 1,8 MeV. A pozitron azonnali jelet ad, a neutron lelassulása után befogódik egy atommagba, ami késleltetett, fix energiájú jelhez vezet, pl. (n, γ) reakció-

V. 1. táblázat. A Föld radioaktív eredetű hőtermeléséhez hozzájáruló legfontosabb bomlásmódok

Bomlás	Természetes izotópelőfordulás	E_{\max} [MeV]	Q [MeV]	ϵ_H [W/kg]	ϵ_ν [v/kg s]
$^{238}\text{U} \rightarrow ^{206}\text{Pb} + 8\ ^4\text{He} + 6e^- + 6\ \bar{\nu}_e$	0,9927	3,26	51,7	$0,95 \times 10^{-4}$	$7,41 \times 10^7$
$^{232}\text{Th} \rightarrow ^{208}\text{Pb} + 6\ ^4\text{He} + 4e^- + 4\ \bar{\nu}_e$	1,0000	2,25	42,7	$0,27 \times 10^{-4}$	$1,62 \times 10^7$
$^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ca} + e^- + \bar{\nu}_e$ (89%)	$1,17 \times 10^{-4}$	1,31	1,31	$2,22 \times 10^{-4}$	$2,71 \times 10^4$
$^{40}\text{K} + e^- \rightarrow ^{40}\text{Ar} + \nu_e$ (11%)	$1,17 \times 10^{-4}$	0,04	1,51	$0,65 \times 10^{-5}$	–

E_{\max} az antineutrínó (vagy neutrínó) maximális energiája; Q reakcióenergia; ϵ_H hőtermelés egységnyi tömegre vonatkoztatva, természetes izotóp-összetételnél; ϵ_ν antineutrínó-szám egységnyi tömegre és időre vonatkoztatva, természetes izotópkeveréknél. Fiorentini és mtsai. [2007] alapján. Részletesebb analízis során figyelembe veendő az U^{235} bomlássora is.

val. A zavaró háttérsugárzás hatását késleltetett koincidenciaméréssel csökkentik. A KamLAND a ^{40}K antineutrínókat nem detektálja, mivel azok $\leq 1,3$ MeV energiájúak.

A geoneutrínó luminozitása L (az egységnyi idő alatt a Földben keltett antineutrínók száma) és az izotópok Földben lévő tömege (m) között fennáll a következő összefüggés:

$$L = 7,46\ \text{m}(\text{U}) + 1,62\ \text{m}(\text{Th}) + 27,1 \times 10^{-4}\ \text{m}(\text{K}),$$

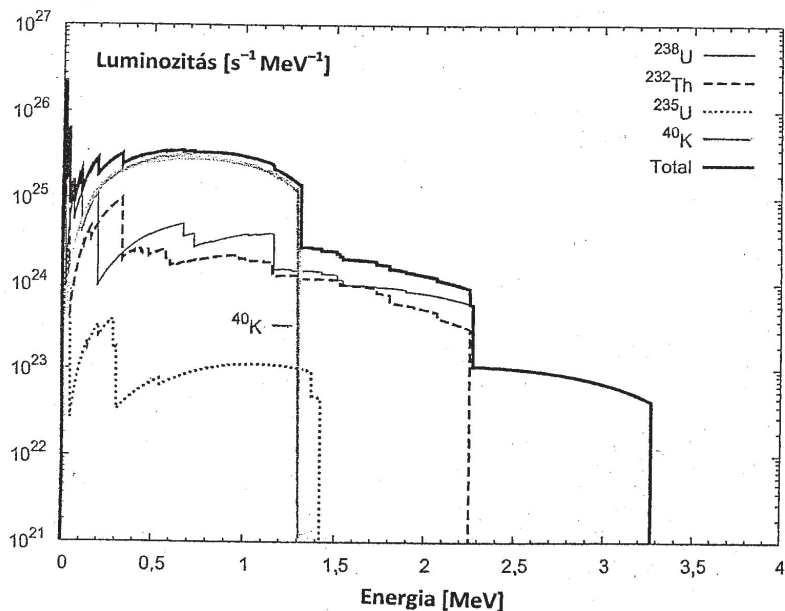
ahol az egységek $10^{24}\ \text{s}^{-1}$ (L) és $10^{17}\ \text{kg}$ (m) megfelelően. Az összefüggésekben figyelembe vették az V. 1. táblázatban feltüntetett természetes izotóp-előfordulásokat, beleértve a ^{235}U -ét is [Fiorentini és mtsai. 2007]. A differenciális geoneutrínó luminozitás az antineutrínó-energia függvényében az V. 1. ábrán látható.

Az V. 2. ábra a KamLAND detektor vázlatrajzát mutatja.

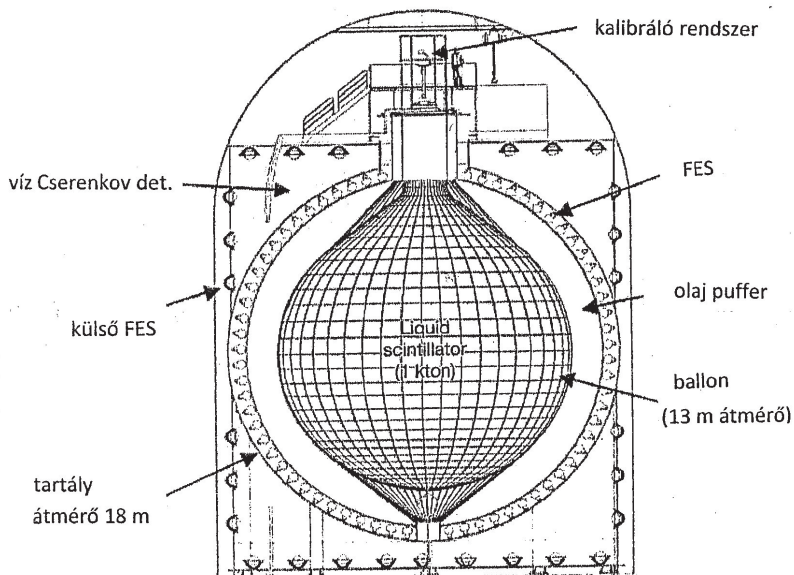
A kozmikus eredetű (pl. atmoszferikus müon) háttérsugárzás csökkentése érdekében a detektort mélyen a föld alatt, a Kamioka bányában helyezték el. A Föld főleg elektron-antineutrínókat, míg a Nap elektronneutrínókat termel. Háttérjeleket produkálhatnak a közelben lévő reaktorok antineutrínói, valamint a folyékony szcintillátor anyagában lévő szennyező radioaktív izotópok α -sugárzása, pl. $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ reakcióval.

Az első geoneutrínókat a KamLAND észlelte 2005-ben. A 2008-ban publikált eredményük szerint a teljes geoneutrínó-fluxus $(4,4 \pm 1,6) \times 10^6\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, ami egyezik a földmodellek által megjósolt középértékkel, de nem elég pontos ahhoz, hogy a modelleket komolyan alátámassza vagy cáfolja.

A Gran Sasso Nemzeti Laboratórium (Olaszország) föld alatti Borexino detektora 280 t folyékony hipertiszta szcintillátort tartalmaz. Kevesebbet, mint a



V. 1. ábra. Differenciális geoneutrínó-luminozitás (L) az antineutrínó-energia (E) függvényében. Enomoto [2005] alapján



V. 2. ábra. A KamLAND 1 tonnás folyékony szcintillátordetektor vázlatrajza. FES: fotoelektron-sokszorozó. Enomoto [2005] alapján

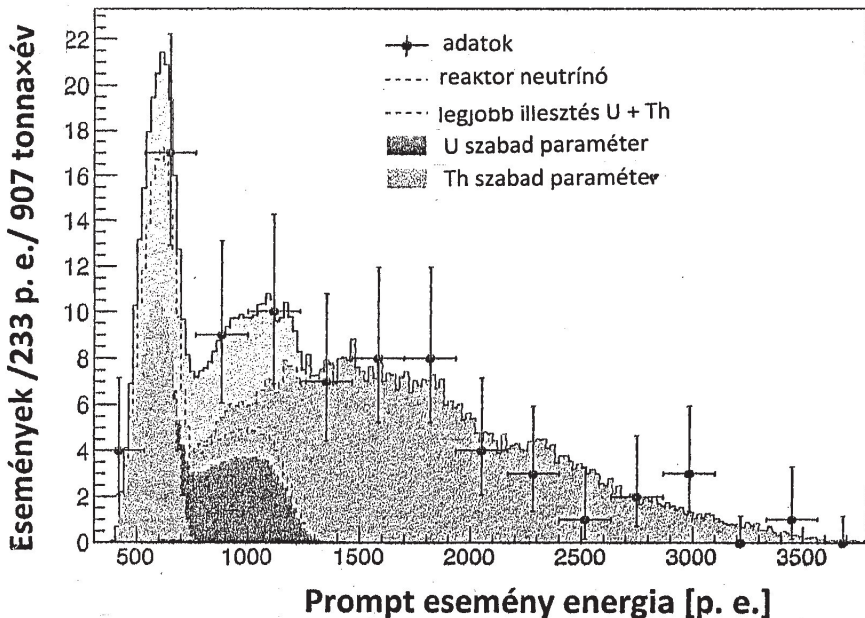
KamLAND, de itt a reaktorneutrínók háttere alacsonyabb, és a szcintillátor nagyon tiszta. A Borexino-adatok világosan mutatják az antineutrínók jelét, ami összhangban van az U és Th geoneutrínók energiaspektrumával.

A KamLAND és Borexino együttműködések együttesen összesen $14,1 \pm 8,1$ TNU jelet észleltek a földkéregből eredő U és Th radioaktivitásból [Bellini és mts. 2013]. 1 TNU (**t**errestrial **n**eutrino **u**nit) egység = 1 esemény/év/ 10^{32} céltárgy-protonszám.

A Borexino együttműködés 2007 decemberétől 2015 márciusáig 2056 nap alatt új, jobb statisztikájú eredményeket nyert. Az észlelt geoneutrínók spektruma az V. 3. ábrán látható. Ez lényegében azt mutatja, hogy az antineutrínó energiája függvényében hogyan alakul az egységnyi energiaintervallumra jutó eseményszám, adott effektív detektortömegnél és expozíciós időnél.

Legjobb illesztéssel a geoneutrínók eseményszáma $S_{\text{geo}} = 23,7 + 6,5 - 5,7$ (stat.) + 0,9 - 0,6 (sziszt). Ez azt jelenti, hogy a Borexino geoneutrínókat $5,9 \sigma$ szignifikanciával észlelt, ami a felfedezési határ felett van.

A geológusok modelleket állítottak fel a Borexino-kísérlet körüli kőzetekre. A tanulmányaik szerint $12,8 \pm 7,0$ esemény a felső réteg (crust) radioaktivitásából



V. 3. ábra. Geoneutrínók detektálása a Borexino detektormal. Eseményszám/[233 fotoelektron (p.e.) \times 907 tonna \times év], a prompt fotoelektron (p.e.)-energia függvényében. A legjobb illesztés a geoneutrínók hozzájárulását mutatja. Agostini és mtsai. (Borexino Collab.) [2015] alapján

V. 2. táblázat. A Földünk rétegei

	km
Külső köpeny (crust)	0 → 33
Felső réteg (mantle)	33 → 670
Alsó réteg	670 → 2900
Külső mag (olvadt)	2900 → 5150
Belső mag (szilárd)	5150 → 6370

Fiorentini és mtsai. [2007]

származik (l. az V. 2. táblázatot). A számításaik szerint a mért földi radioaktív forrásból származó teljesítmény, $P(U + Th + K) = 33 + 28 - 20$ TW, míg a teljes földi teljesítmény $P_{\text{tot}} = 47 \pm 2$ TW, amiben a gravitációs, kémiai és egyéb források is benne vannak. A Borexino eredmények szerint a Föld felületéről kibocsátott hőteljesítmény $\sim 70\%$ -a radioaktív eredetű, de a nagy hiba még nem teszi lehetővé, hogy a Föld különböző modelljei közül melyeket részesítse előnyben [Meroni és Zavatarelli 2016].

A MINOS-detektor (Soudan bánya, USA) atmoszferikus neutrínókat detektált és korrelációt talált a müonneutrínó-hozam és a felső atmoszféra vagy sztratoszféra levegőjének hőmérséklete között. Így a föld alatti müonneutrínók információt hordoznak a meteorológiai változásokról is. [CERN Courier, 2009. március, 8. old.]

A jövőben számos más helyen is terveznek geoneutrínó-kísérleteket. A Sudbury SNO+ (Kanada) detektor pár éven belül remélhetőleg működőképes lesz. A spanyolországi Canfranc Underground Laboratory (LSC) is tervez geológiai, neutrínó nélküli kettős β -bomlás- és sötétanyag-kutatási méréseket [Ianni, A. 2015].

Hosszabb távon a LENA-programban (Pyhäsalmi, Finnország) akár évi 1000 geoneutrínót is észlelhetnek a tervezett hatalmas (50 ktonnás) detektortömegnek köszönhetően.

A geoneutrínó-kutatásokról részletes elemzést adnak Fiorentini és mtsai. [2007] és Tolich [2008] munkái.

Joher és mtsai. [2013] elemzése szerint, ha megépítenének egy ~ 140 kilotonnás hordozható neutrínódetektort és azt az óceánban megfelelő mélységbe süllyesztenék, néhány száz km tartományban jelezni tudná, hol van a geoneutrínó (vagy ember által létrehozott) forrás (háromdimenziós) helye és mennyi a termikus teljesítménye. Ehhez mérnék a neutrínók energiaspektrumát és figyelembe vennék a neutrínóoszilláció hatását. Az analízisben feltételezték, hogy a neutrínóforrás energiaspektruma a forrás helyén ismert. Olajszállítás céljaira már építettek 500 kilotonna kapacitású tankhajókat.

Kozmikus neutrínók

A szupernóva-robbanás során $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ reakció játszódik le (l. Fényes és mtsai. [2009, 589. old.]), amelynek során hatalmas neutrínófluxus lép fel. A Kamioka japán és IBM amerikai neutrínódetektoroknak köszönhetően az emberiség történetében először sikerült észlelni egy galaxisunkon kívüli (tőlünk $\sim 168\,000$ fényévnyi távolságban, a Nagy Magellán-ködben lévő) szupernóva-robbanás neutrínóit. Húsz másodpercen belül 19 neutrínóeseményt észleltek, ami a kis eseményszám ellenére a szupernóva-robbanás elméletének megerősítését jelentette. A jelenlegi neutrínódetektorok (pl. a Super-Kamiokande vagy Jégkocka) nagyságrendekkel több alacsony energiájú neutrínóeseményt tudnának regisztrálni a mi galaxisunkban történő szupernóva-robbanásból, így a gravitációs összeomlás részleteire is információt lehetne nyerni.

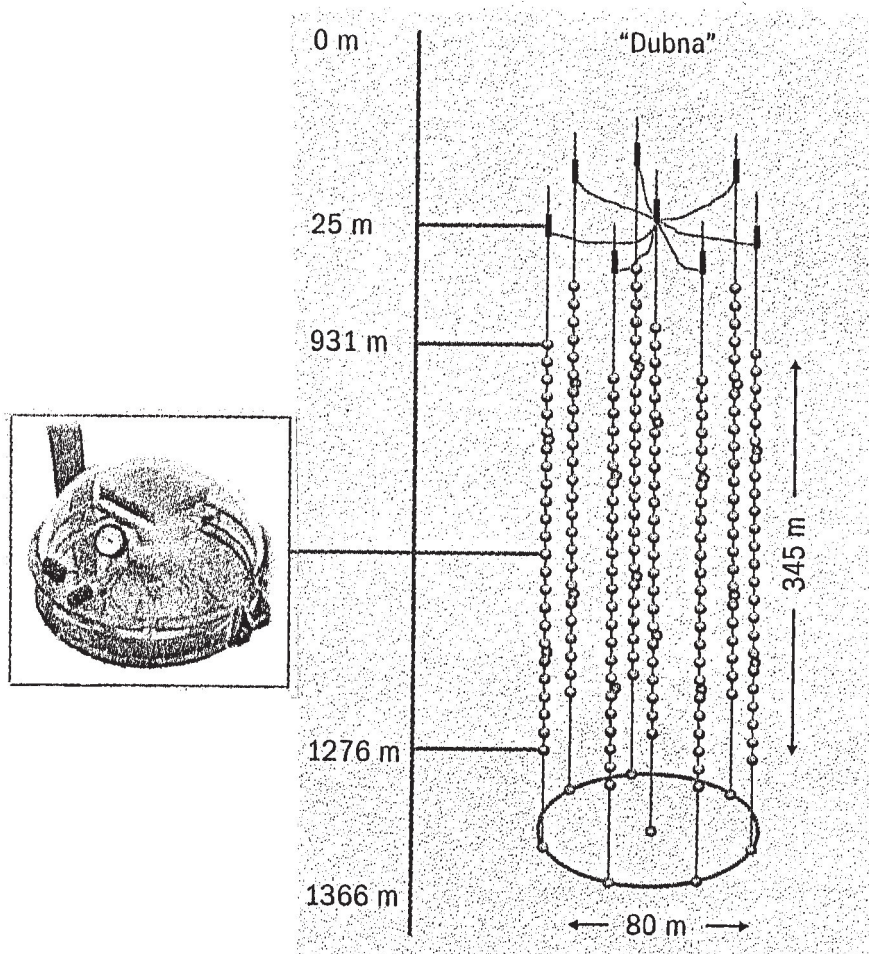
A kozmikus sugárzás megfigyelt energiaspektrumának felső határa ($\sim 10^{20}$ eV) sok nagyságrenddel nagyobb, mint a jelenleg gyorsítóknál előállított (vagy előállítani tervezett) energia. Nagy energiájú pionok és kaonok repülés közbeni bomlásából nagy energiájú neutrínók is létrejönnek. Ezenkívül az univerzumban számos objektum, ill. folyamat van, ami nagy energiájú neutrínókat bocsáthat ki, pl. γ -sugár-kitörések, aktív távoli galaktikus magok, szupernóva-maradékok.

A galaktikus és extragalaktikus kozmikus sugárzás forrásainak megtalálása évszázados rejtély (a kozmikus sugárzást 1912-ben fedezte fel Hess). A neutrínók különösen alkalmasak a források megtalálására, mivel elektromos töltésük nem lévén, a kozmikus elektromágneses terekben nem térülnek el. További előny, hogy kis kölcsönhatásuk van az anyaggal, így olyan sűrű közegből is el tudnak szökni, ami minden más részecskét elnyelne.

A nagy energiájú neutrínók vizsgálatára a Bajkál-tóba telepítettek egy vízalappú, NT200+ jelű Cserenkov-detektort. A neutrínók töltött áramú (W^\pm -cserével járó) kölcsönhatással töltött leptonokat keltenek, amelyek fényfelvillanásokat hoznak létre. A fényfelvillanásokat egy 200 méter átmérőjű, ~ 210 m hosszú hengeres térfogaton belül 228 fotoelektron-sokszorozó figyeli, mélyen ($\sim 1,1$ km-re) a vízfelszín alatt. Méri a sugárzás energiaeloszlását (a 20–50 000 TeV tartományban), valamint a sugárzás érkezési irányát is. [Domogatsky, Wischnewski: CERN Courier, July, 2005, p. 24.]

2015-ben a Bajkál-tóban megkezdte működését a „Gigaton Volume Detector” (Baikal-GVD, más néven „Dubna”) első részegysége. Ez üveggömbökbe tett fotoelektron-sokszorozókat tartalmaz annak érdekében, hogy a neutrínó-köl-

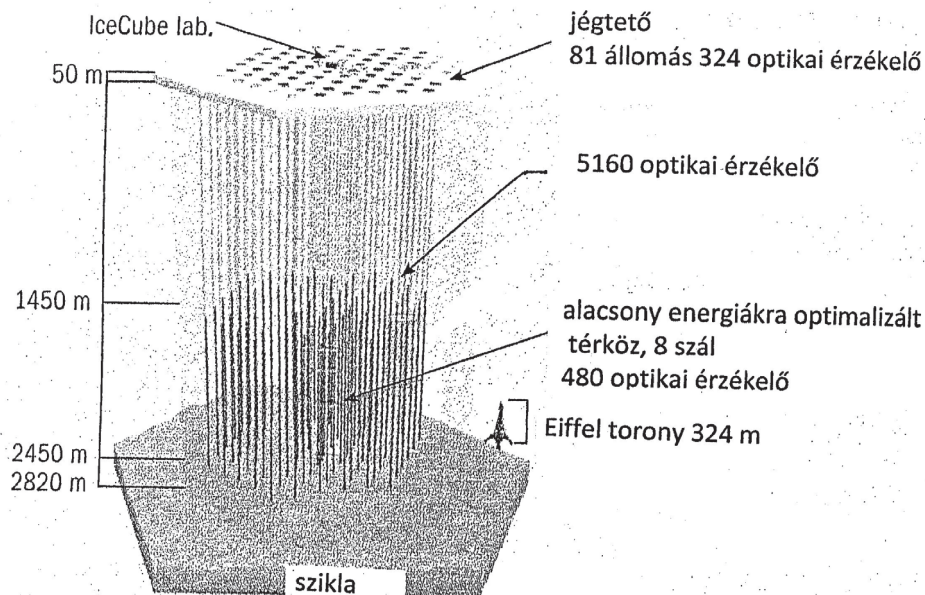
csönhatásokban fellépő töltött részecskék Cserenkov-sugárzását detektálják. L. az V. 4. ábrát. 2020-ra a detektorrendszer térfogata elérheti a $\sim 0,4 \text{ km}^3$, a további fejlesztésében az $1,5 \text{ km}^3$ térfogatot. A program célja a távoli asztrofizikai források nagy energiájú folyamatainak jobb megértése, a kozmikus sugárzás eredetének felkutatása, a sötét anyag részecskéinek felderítése, az elemi részecskék sajátosságainak vizsgálata. A GVD-nek optimális rálátása van a galaxis központi részeire. L. részletesebben Domogatsky [2015].



V. 4. ábra. A Bajkál-tóban működő GVD-detektor „Dubna” nevű detektorfürtje, amely fotoelektromos szorozókot tartalmaz üveggömbökben. Ezek a neutrínó-kölcsönhatásokból eredő töltött részecskék Cserenkov-fényét detektálják. Domogatsky [2015] alapján

További nagy energiájú neutrínóteleszkópok működnek Japánban (Super-Kamiokande) és a déli póluson (AMANDA: Antarctic Muon and Neutrino Detector Array.) Ez utóbbi $\geq 1,4$ km mélységben a Föld felszíne alatt kiképzett, jégalapú Cserenkov-detektor, térfogata ~ 1 km³. L. az V. 5. ábrát. Jelenleg ez a legnagyobb működő neutrínódetektor, teljes kiépítettségében Jégkockának (IceCube) nevezik [Halzen 2001; Halzen, Klein 2011]. A nagy energiájú neutrínókat töltött áramú kölcsönhatással detektálják, a töltött leptonokat regisztrálják. Mivel a Déli-sark atmoszferikus müonjaitól nagy háttérsugárzás lép fel, csak a felfelé irányuló, azaz az északi félgömb irányából érkező neutrínókat detektálják. A rendszer 2010 végére teljesen kiépült, 5160 optikai érzékelő figyeli az 1 km³ térfogatot. Mostanra már feltérképezték az északi félgömb atmoszferikus neutrínóforrásait: 32 millió müon regisztrálásával jól látható anizotrópiákat találtak a 20 TeV-es müonok eloszlásában. Három éven át folytatott megfigyelések alapján sikerült 5σ szignifikanciával azonosítani kozmoszból érkező neutrínókat is [Aartsen és mtsai. 2014]. Ezek fluxusa izotróp és a $\nu_e : \nu_\mu : \nu_\tau$ arányuk 1 : 1 : 1-nek felel meg, ami a kozmikus neutrínókra várható. Az események többsége extragalaktikusnak tűnik, egyesek esetleg a galaxisunkból is jöhetnek.

Halzen és Klein újabb közleménye szerint [CERN Courier, 2016. július, 40. old.] négyévi működés során 54 kozmikus neutrínóeseményt regisztráltak, me-



V. 5. ábra. Az IceCube neutrínódetektor vázlatrajza. Halzen és Klein [2014] alapján

lyek energiája a 30–2000 TeV tartományba esett. Ez $6,5 \sigma$ konfidenciával kizárja a tisztán atmoszferikus eredetet. A Jégkocka programban a galaxisunkban lévő szupernóva-maradványok és γ -sugár-kitörések vizsgálatára is koncentrálnak. A Jégkocka berendezés és az elért eredmények részletes leírását I. Gaisser és Halzen [2014] és Halzen [2017] közleményeiben.

A „Gen 2” és benne a PINGU (**P**recision **I**ceCube **N**ext **G**eneration **U**ppdate) javaslatukban szerepel egy $\sim 10 \text{ km}^3$ térfogatú hatalmas detektor létrehozása.

Aartsen és mtsai. [2017] a javaslat lényegét a következőkben foglalták össze:

- Az eddigi IceCube detektálási technikájához hasonló módon egy 6 Mtonnás effektív tömegű neutrínódetektor létrehozása néhány GeV energiaküszöb-ben.
- A neutrínóoszilláció paramétereinek meghatározása több, mint egy nagyságrenddel nagyobb energiatarományban, mint a hosszú hatótávolságú neutrínónyaláb-kísérletekben. A PINGU-val mérni fogják a θ_{23} , Δm_{32}^2 paramétereiket. Öt év mérési idő alatt meghatározzák a neutrínó-tömeghierarchiát 3σ közepes szignifikanciával. Méri a ν_τ megjelenési arányt, és ellenőrzik a PMNS neutrínókeveredési mátrix unitaritását.
- A PINGU megnöveli az alacsony tömegű sötétanyag-kutatás érzékenységét a Napban.
- Vizsgálják a geoneutrínókat, a Föld belsejének összetételét.
- Megnövelt érzékenységgel fogják kutatni a galaktikus szupernóva-neutrínókat.

2009-ben egy új, *ANTARES nevű neutrínóteleszkóp* is működésbe lépett Toulontól délre a Földközi-tengerben. Ezzel a nagy energiájú neutrínók által kiváltott müonok Cserenkov-sugárzását észlelik a vízfelülettől számított 2–2,4 km közti mélységben. A neutrínótávcső 12 kábelből áll, amelyek a tengerfenékhez vannak rögzítve, $\sim 180 \text{ m}$ átmérőjű körön belül. Minden kábelben 75 optikai érzékelő található. A neutrínótávcső alapvető feladata a távoli kozmoszból érkező neutrínók észlelése. Az AMANDA-tól eltérően az ANTARES részben a déli félgömbből felfelé haladó neutrínókat detektálja. 2011-ig minden ANTARES által észlelt neutrínóesemény konzisztensen magyarázható a Föld légkörébe érkező, kozmikus sugárzásból eredő neutrínókkal és müonokkal [Carr 2011].

Mivel mind ez ideig nagyon kevés kozmoszból érkező neutrínót észleltek, igény van az eddigieknél nagyobb detektorra.

A *KM3NeT-programban* a Földközi-tengerben $\geq 1 \text{ km}^3$ -ű Cserenkov-detektor létrehozását tervezik, ami a technikai fejlesztéseknek köszönhetően viszonylag alacsony költséggel megvalósítható lehet [Katz, Spiering 2012]. Egy ilyen hatalmas neutrínóteleszkóp pl. a sötét anyag részecskéinek esetleges megsemmisülési sugárzását is detektálhatná. 2013-ban az ANTARES, Bajkál, Jégkocka és KM3NeT együttműködések létrehozták a Globális Neutrínó Hálózatot (GNNetwork) a fejlesztések összehangolására [CERN Courier, 2014. december, 14. old.].

A KM3NeT-program részletes leírása Adrián-Martinez és mts. [2016] közleményében található. A kutatásnak két fő célkitűzése van: *a)* Az univerzumban jelenlévő nagy energiájú neutrínóforrások felfedezése és a neutrínók vizsgálata. *b)* A neutrínók tömeghierarchiájának meghatározása.

A detektor térfogata hasonló, mint a Jégkockáé, de különböző a metodológia és a feloldás javított. Ez és a Bajkál-detektor lesz a északi félgömb legnagyobb neutrínódetektora. Látókörébe főleg a galaxisunk közepe és centrális síkja kerül.

A neutrínó-kölcsönhatásokból eredő Cserenkov-fényt detektálják fotoérzékenyekkel. A detektorrendszer három részegységből áll. Ezek mindegyikében 115 fonal van, rajta fotoelektron-sokszorozók. Egy részegységet úgy alakítanak ki, hogy az atmoszferikus neutrínóoszillációt precíziósan lehessen vele mérni. A KM3NeT-neutrínóteleszkóp egy részegységének képe a könyv végén a képmelkéletekben található.

A detektor telepítési helyéül három lehetőséget is figyelembe vettek. *a)* Toulontól délre (Franciaország). *b)* Capo Passero (Szicília, Olaszország). *c)* Pylos (Peloponnészosz, Görögország).

A programban főleg dél-európai országok vesznek részt, de más országok is Európából, Afrikából, széles körű együttműködésben.

A KM3NeT-neutrínóteleszkóp konstrukciója megkezdődött [CERN Courier, 2016. március, 12. old. és [arXiv.org/abs/1601.07459](https://arxiv.org/abs/1601.07459)]. Először a Jégkocka által publikált neutrínójeleket vizsgálják és a neutrínóhierarchiát kívánják meghatározni. A program teljes felfutása 2025-től várható, ekkor már hat részegységgel.

A CERN-i ALICE-detektor is felhasználható kozmikus müonok vizsgálatára. Mérések és modellszámítások alapján arra a következtetésre jutottak, hogy az észlelt sokmüonos eseményt $> 10\,000 \text{ TeV}$ -es elsődleges kozmikus sugarak okozták [CERN Courier, 2015. december]. A témakörrel foglalkozik Alessandro és Rodriguez korábbi cikke a CERN Courier 2012. júliusi számában, 26. old.

VI. A SÖTÉT ANYAG

VI. 1. A SÖTÉT ANYAG LÉTÉT BIZONYÍTÓ MEGFIGYELÉSEK

Manapság már meggyőző érvek szólnak a mellett, hogy az univerzumban jelen van egy sötét (azaz nem sugárzó és nem abszorbeáló) anyag, amelynek a mi-benlétét egyelőre nem ismerjük. A következőkben röviden áttekintjük az ezzel kapcsolatos ismeretanyagot.

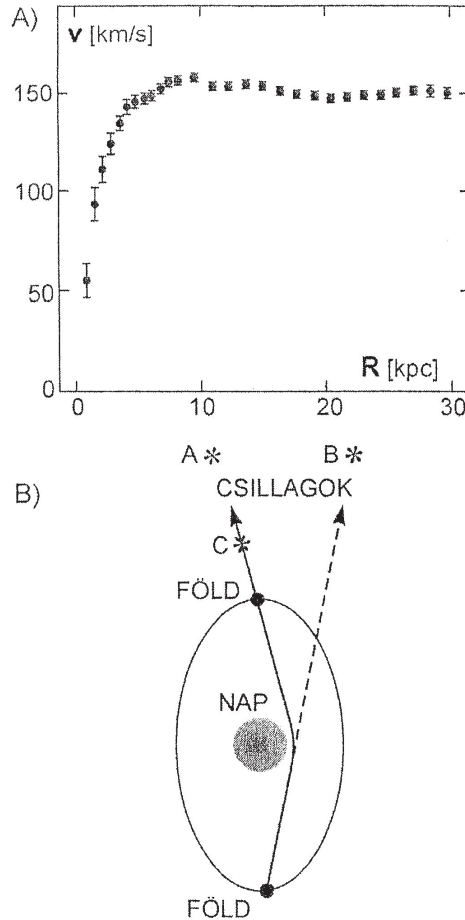
Rotációs görbék. Legkorábbi – és a mai napig legmeggyőzőbb – érvek abból a megfigyelésből származnak, hogy a különböző látható (azaz valamilyen elektromágneses sugárzást kibocsátó) objektumok (csillagok, gázfelhők, galaxisok, galaxishalmazok) gyorsabban mozognak, mint amit a látható más objektumok gravitációs hatása alapján várni lehet. Az első ilyen észlelést F. Zwicky végezte 1933-ban.

Tekintsünk pl. egy spirálgalaxist, amelynél a fényt kibocsátó anyag a központi nagyobb részben, egy vékony korongban van koncentráva. Tekintsünk egy olyan m tömegű csillagot, amelyik a galaxis középpontjától r távolságra van és v sebességgel mozog a sugárra merőlegesen. Ekkor a centrifugális és gravitációs erők egyensúlya miatt

$$\frac{mv^2}{r} = G_N \frac{mM(r)}{r^2},$$

ahol $M(r)$ az r sugáron belüli tömeg, G_N a gravitációs állandó. Egy olyan csillagnál, amelyik a központi nagy tömegű részben van $M(r) \propto r^3$ és így $v \propto r$. Ugyanakkor a központi részen kívül $M(r) \approx$ állandó, így $v \propto 1/r^{1/2}$. A sebesség az r -rel növekszik kis távolságoknál, nagyobbaknál viszont várhatóan csökken. Ezzel szemben pl. az NGC 3198 galaxis ún. „rotációs görbéje” a VI. 1. A. ábra szerint alakul. Látható, hogy a maximális sebesség lényegében állandó értéket vesz fel (a várható csökkenés helyett).

Azt is észlelték, hogy bizonyos galaxishalmazokban a galaxis mozgási sebessége jóval nagyobb, mint amit a halmaz világító komponenseiből számítható gravitációs potenciál megengedne. Másként fogalmazva: nincs elég látható anyag, hogy összetartsa a galaxishalmazt az észlelt sebességeknél.



VI. 1. ábra. A sötét anyag léteire utaló megfigyelések. A) Az NGC 3198 jelű spirálgalaxisban észlelt rotációs görbe. Sebesség (v) a távolság (R) függvényében. Begemen [1989] alapján (Allday [2002]). B) Gravitációs fényelhajlás. A C jelű csillag más csillagok társaságában látszik, ha a Föld a Nap fölött van, mint ha – fél évvel később – alatta

Mindkét jelenség megmagyarázható úgy, hogy a galaxist, ill. galaxishalmazt körülveszi egy hatalmas, sötét anyagot tartalmazó halo (udvar), amelynek sugara sokkal nagyobb, mint a látható objektumoké.

A sötét anyag léteire ma már nagyszámú mérés utal. A részletes analízis alapján saját galaxisunkban a sötét anyag mennyisége elérheti akár a 90%-át is a teljes galaxistömegnek. Galaxishalmazokban és szupernagy galaxishalmazokban egy-

aránt megnyilvánul a sötét anyag jelenléte, sőt minél nagyobb a távolságlépték, annál nagyobb a sötét anyag aránya.

Gravitációs fényelhajlás. Az általános relativitás elméletéből következően nagy tömegek az univerzumban elhajlítják a fényt. Nagyszámú mérés mutatja, hogy a jelenség valóban létezik. Pl. aszerint, hogy a Föld Naphoz viszonyított pályájának melyik részén áll, egy adott csillag más és más látható égi objektum közelében található [l. a VI. 1. B. ábrát]. A nagy tömeg lehet sötét anyag is.

Újabb direkt bizonyítékok a sötét anyag léte. Újabb távoli galaxisok ütközésének analiziséből, továbbá a C10024+17 galaxishalmaz Hubble-űrszondával végzett vizsgálatából direkt bizonyítékokat is nyertek a sötét anyag léte.

Az univerzum anyagi összetétele. Az újabb megfigyelések a hideg sötét anyag (SA) sűrűségének a kritikus sűrűséghez való arányára ($\Omega_{SA} \equiv \rho_{SA}/\rho_{krit}$) a következő értéket adják: $\Omega_{SA} = \Omega_m - \Omega_b = 0,258(11)$. Összegezve a világegyetem anyagsűrűségére kapott adatokat a következő kép alakul ki:

$$\begin{aligned} \Omega_m &= \Omega_b + \Omega_{SA}, & \Omega_b &= \Omega_{fénylő} + \Omega_{sötét\ barionos}, \\ \Omega_b &= \rho_b/\rho_{krit} = 0,0484(10), & \Omega_\gamma &= \rho_\gamma/\rho_{krit} = 5,38(15)\times 10^{-5}. \end{aligned}$$

Néhány asztrofizikai állandó és paraméter adatait l. részletesebben a VII. 7. táblázatban. A részecskés és nukleáris asztrofizikai bevezetésre pedig l. Fényes és mtsai. [2009, IX. 5. alfejezetet].

Az univerzumban a sötét barionos anyag lehet pl. fehér és barna törpe, neutroncsillagok és fekete lyukak, közös néven MACHO-k (**massive astrophysical compact halo objects**). A fehér törpék öreg csillagok kiegészített parazsai. A barna törpék csillagszerű objektumok, de nem elég nagyok ahhoz, hogy beinduljon bennük a termionukleáris fúzió. A fenti adatok alapján azonban $\Omega_b \ll \Omega_{SA}$, azaz a barionos anyagsűrűség jóval kisebb, mint a nem ismert részecskékből álló sötét anyagé.

VI. 2. MIBŐL ÁLLHAT A (NEM BARIONOS) SÖTÉT ANYAG?

Az univerzum tömegének többsége hideg, nem barionos részecskében van. Ebben mind az asztrofizikusok, mind a részecskefizikusok többsége egyetért [Bertone és Hooper 2017].

A nem barionos sötétanyag-jelöltnek több követelménynek is meg kell felelni. A világegyetem életkorához (~ 13,8 milliárd év) képest stabilnak kell lennie, mi-

vel egyébként mostanáig lebomlott volna. Az elektromágneses sugárzással legfeljebb csak nagyon gyengén hathat kölcsön. Ki kell adnia a meghatározott Ω_{SA} sűrűséget.

Az irodalomban nagyszámú javaslat van arra vonatkozóan, hogy miből állhat a nem barionos sötét anyag. Néhány, széles körben elfogadott javaslat a következő:

Gyengén kölcsönható nagy tömegű részecskék, WIMP-ek. (Az angol elnevezés alapján: **weakly interacting massive particles**.) Jelenleg ezek a leginkább elfogadott jelöltek a sötét anyagra. Természetükre többféle elképzelés van, legesélyesebbek a stabil, legkönnyebb szuperszimmetrikus (SUSY) részecskék, a neutralínók ($\tilde{\chi}_{1-4}^0$), amelyek a semleges gauginók ($\tilde{\gamma}, \tilde{Z}^0$) és semleges higgsínó keveredéséből állnak elő. A neutralínó mellett szólnak a következő érvek.

Nemcsak az asztrofizika, hanem a részecskefizika számos problémája megoldható lenne, ha a szuperszimmetrikus részecskék léteznének.

A neutralínók eleget tehetnek mindazon követelményeknek, amelyeket a sötét anyaggal kapcsolatban elvárhatunk. A legkönnyebb SUSY-részecskék – az elmélet szerint – várhatóan stabilak, mivel nincs más SUSY-részecske, amelybe bomolhatnak. A neutralínók várható tömege nagy (10 GeV/c² – néhány TeV/c²), több nagyságrenddel nagyobb, mint a proton tömege. Ebből következően viszonylag lomha mozgásúak. Az ősrobbanási modell szerint a neutralínók nagy mennyiségben keletkeztek a kezdeti forró plazmában, termikus és kémiai egyensúlyban. Nagy tömegük miatt az univerzum hűlése során hamar kifagyhattak, „hideg” anyagként (az infláció után $\leq 10^{-10}$ s időben). Miután kifagytak, a WIMP-sűrűség lényegében állandó maradt. Egyik legfontosabb érv a neutralínók mellett, hogy figyelembe véve a várható tömegüket és lomha mozgásukat, a részletes számítások majdnem pontosan kiadják a világegyetem sötét anyagának sűrűségét ($\Omega_{\text{SA}} = 0,258$). Végül a neutralínók mellett szól, hogy rendkívül kicsi a kölcsönhatásuk más anyaggal (várhatóan csak a gravitációs és gyenge kölcsönhatásban vesznek részt), így kicsi a tömörülési hajlamuk, a csillagok közti térben gázszerűen viselkednek.

A szuperszimmetria-modelleknek nagyon sok változata van, de majdnem mindenben található olyan SUSY-részecskék, amelyekből az univerzum sötét anyaga összeállhat. L. részletesebben pl. Fényes és mtsai. [2013] könyvében.

Axionok. Az axionok hipotetikus részecskék. Létezésüket a kvantum-szindinamika „erős CP-probléma” megoldására javasolták az 1970-es évek végén, de a

szuperhúrelméletekben is természetesen megjelennek. Tömegük $\mu\text{eV}/c^2$ nagyságrendben lehet, semleges pszeudoskalár ($J^{\text{PC}} = 0^{-+}$) részecskék és a korai univerzumban nagy mennyiségben keletkeztek. Ha a tömegük az $1\text{--}10 \mu\text{eV}/c^2$ tartományba esik, a kritikus sűrűség nagyságrendjében járulhatnak hozzá a sötét anyag sűrűségéhez.

Detektálásuk elvileg lehetséges erős mágneses térbe helyezett mikrohullámú rezonátorokban, ahol várhatóan átalakíthatók mikrohullámú fotonokká. Több programban is kerestek axionokat, és úgy találták, hogy a létük a $10^{-11}\text{--}10^6 \text{eV}/c^2$ tartományban lényegében kizárható. A vizsgálatokat érzékenyebb módszerekkel azonban tovább folytatják.

Neutrínók. Korábban azt gondolták, hogy a könnyű, relativisztikus sebességgel mozgó neutrínók lényeges hozzájárulást adhatnak a sötét anyaghoz. Ma már tudjuk, hogy a neutrínók sűrűsége (Ω_ν) az univerzumban $< 0,016$, azaz a sötét anyag sűrűségéhez ($\Omega_{\text{SA}} = 0,26$) csak nagyon kis hozzájárulást adnak. Az univerzum struktúráinak (galaxisainak) kialakulására vonatkozó analízis is arra vezet, hogy a sötét anyag zömének hidegnek kell lennie (azaz nem relativisztikusnak) a kialakulásuk kezdetén. A könnyű neutrínók a korai univerzumban közel fénysebességgel mozogtak (innen a „forró sötét anyag” név), így az észlelt kozmikus struktúrák nem alakulhattak ki belőlük. A steril neutrínók azonban – ha léteznek – jelöltek lehetnek a sötét anyagra; l. a III. 3. alfejezetben.

Kaluza–Klein-féle sötét anyag. Ámbar a világunk $3 + 1$ dimenziósként jelenik meg, lehetséges, hogy más dimenziók is léteznek nagyobb energiákon.

A húrelmélet alapformulájában hat új térdimenziót vezet be (a négy téridő-dimenzió mellett), és kísérletet tesz arra, hogy az elemi részecskéket leíró kvantummechanikát egyesítse az univerzum gravitációs jelenségeit leíró Einstein-féle általános relativitáselmélettel. Az extra dimenziós modellek közös vonása, hogy egy részecske tömege a $4 + \delta$ dimenziós téridőben

$$m_0^2 = E^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 - p_4^2 \dots - p_{3+\delta}^2$$

kifejezéssel írható le. Ha a tömeget a mi négydimenziós téridőnk koordinátaiban mérjük, akkor az összefüggés a következő lesz

$$m^2 = E^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 = m_0^2 + p_4^2 \dots + p_{3+\delta}^2.$$

Ha az extra dimenziókban a teret kvantumozzuk, az impulzus $p = n/R$ alakba írható, ahol R a sugár, távolság jellegű. A négydimenziós tömeg ekkor

$$m^2 = m_0^2 + \sum_{i=1,\delta} \left(\frac{n_i}{R_i} \right)^2$$

alakú lesz. A kifejezésben szereplő végtelen sort „Kaluza–Klein-toronynak” nevezik [Kaluza 1921; Klein 1926].

Egy végtelenül hosszú, vékony hengerfelületen a dimenzió hosszirányban végtelen, a körkeresztmetszet véges. Ha a hengerpalástunknak véges vastagsága van, ez egy újabb (rövid) dimenziót jelent. Az elmélet szerint megeshet, hogy az új dimenziót azért nem tudjuk detektálni, mivel mérete nagyon kicsi a végtelenül nagy más dimenziókhoz képest. Így ha az univerzumban $\sim 10^{-21}$ m-nél kisebb méretű dimenziók vannak, ezek érzékeléséhez nagyobb energiák szükségesek, mint amelyek eddig rendelkezésre álltak. Az inverz dimenzióméret (R_i , az ún. tömörítési lépték) szabja meg, hogy milyen minimális energiánál lesz érzékelhető az új dimenzió.

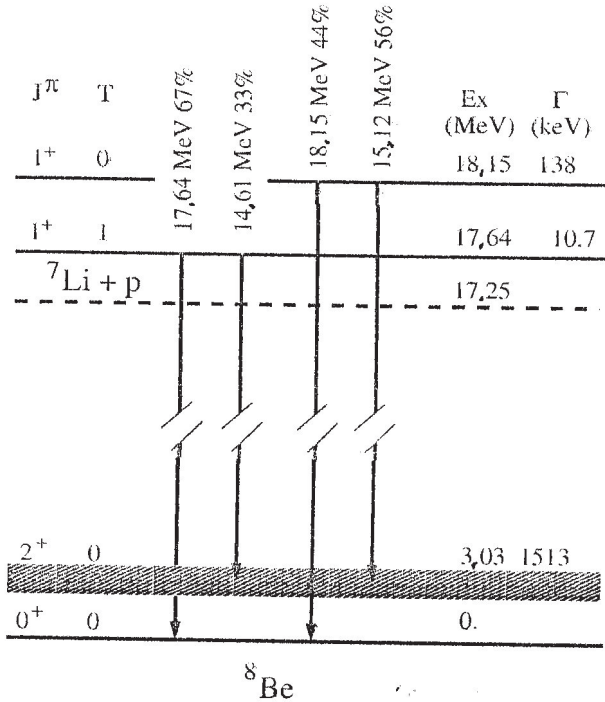
A legkönnyebb Kaluza–Klein-részecske stabil lehet és jelölt a sötét anyag részecskéjére.

Sötét anyag léteire utaló megfigyelések atommagokban. Atommagátmenetekben is lehet vizsgálni hipotetikus részecskékre utaló jeleket. Krasznahorkay és mtsai. [2016] elektron-pozitron szöggkorrelációt mértek a ^8Be 17,6 MeV-es izovektor és 18,15 MeV-es izoskalár átmeneteinél, l. a VI. 2. ábrát. Nagy szögek-nél az izoskalár-átmeneteknél szignifikáns növekedést észleltek a belső párképzésben, $> 5 \sigma$ konfidenciával.

A méréseket javított feltételek mellett megismételték [Krasznahorkay és mtsai. 2017]. A nyert adatok úgy értelmezhetők, hogy egy 17,6 MeV-es vektor mértékbozon X keletkezett a bomlásban, amely aztán elektron-pozitron párba bomlott.

Feng és mtsai. [2016] szintén arra a következtetésre jutottak, hogy a $^8\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}X$ átmenetben egy 17 MeV-es izovektor mértékbozon lépett fel. Ha ez így van, a müon mágneses nyomatókánál tapasztalt anomáliát is részben magyarázni lehet.

Kozacuk és mtsai. [2017] a $^8\text{Be}^*(1^+) \rightarrow ^8\text{Be}(0^+)$ átmenet mátrixelemeit ab initio módszerrel számították a királis effektív térelmélet felhasználásával. Megerősítettek, hogy egy ~ 17 MeV-es axiálvektor-bozon fellépte magyarázatot ad az $1^+ \rightarrow 0^+$ izovektor-átmenet anomáliájára.



VI. 2. ábra. A ${}^8\text{Be}$ alacsonyan fekvő gerjesztési nívói és a köztük fellépő γ -átmenetek. J^π spin és paritást, T izospint, E_x gerjesztési energiát, Γ nívószélességet jelöl. A ${}^8\text{Be}$ 18,15 MeV-es állapotának az alapállapotba való bomlása anomális belső elektron-positron párképzést mutat

Többen is vizsgálták, hogy a talált könnyű vektorbozon lehet-e a sötét anyag részecskéje.

Jia és Li [2016] lehetségesnek tartja, hogy a talált vektorbozon közvetíti a kölcsönhatást a sötét anyag és a standard modell részecskéi között. Ha ez így van, ez szigorú behatárolást jelent a sötét anyag (SA) részecskék tömegére. Vizsgálták az SA-elektron-szórás direkt detektálásának lehetőségét is.

Seto és Shimomura [2017] a radiatív libikóka (seesaw) barion-lepton szimmetriamodell keretében vizsgálták a talált ${}^8\text{Be}$ anomáliát. Azt találták, hogy a < 10 GeV tartományban a modell leírja az anomáliát, és egyidejűleg a kozmológiai sötétanyag-maradvány, valamint a neutrínók tömegei is értelmezhetőek.

Kitahara és Yamamoto [2017] szerint a ${}^8\text{Be}$ bomlásnál talált 16,7 MeV-es vektorbozon közvetíthet a standard modell és a sötét anyag részecskéi között.

A ^8Be -nál tapasztalt anomáliával kapcsolatban sok más közlemény is megjelent, és ellenőrzésére számos új kísérletet terveznek. Mindez részletesebben is ki van fejtve Krasznahorkay és mtsai. [2017] munkájában.

A felsoroltakon kívül még sok más sötétanyag-jelölt is felmerült az irodalomban, pl. a következők:

- steril neutrínók, Boyarsky és mtsai. [2009],
- aszimmetrikus sötét anyag, Fornal és mtsai. [2017],
- nem hideg sötét anyag, Gariazzo és mtsai. [2017],
- nem abeli sötét anyag, Buen-Abad és mtsai. [2015],
- szupernehéz sötét anyag, Kannike és mtsai. [2017],
- erősen kölcsönható masszív részecskék (SIMP), Hochberg és mtsai. [2014],
- primordiális fekete lyukak, Clesse és Garcia-Bellido [2015].

A „nem hideg sötét anyag” elképzelés mellett érvel Kamada és mts. [2017] dolgozata. A VI. 1. ábrán látható rotációs görbéket analizálták 30 galaxisnál. Azt találták, hogy míg bizonyos távolság fölött a rotáció sebessége valóban közel állandó, de e távolság alatt nem az. Egyes galaxisoknál meredek növekedést találtak a plató felé haladva, másoknál nem. A „nem hideg sötét anyag” modelljükben egymással kölcsönható sötét anyagot tételeztek fel, és így jó egyezést értek el a kísérleti adatokkal.

Bednyakov [2016] összefoglalójában felsorol 13 jelöltet a sötét anyagra azzal a megjegyzéssel, hogy a lista távolról sem teljes.

További áttekintések találhatóak a sötétanyag-jelöltekről Bertone és mtsai. [2005], valamint Drees és Garbier [2015] összefoglalóiban.

A sötétanyag-jelöltek tömegei extrém nagy tartományt felölelnek:

- 10^{-22} eV-tól ~ 10 eV-ig axionok vagy axionszerű részecskék,
- ~ 1 keV körül steril neutrínók,
- 20 keV körül új mértékbozonok,
- az 1 GeV – 1 TeV tartományban WIMP-ek,
- esetleg nagyobb tömegek is szóba jöhetnek.

VI. 3. RÖVIDEN A SZUPERSZIMMETRIA (SUSY)-MODELLEKRŐL

Tekintettel arra, hogy a SUSY-modell neutralínója egyik első számú jelölt a sötét anyag részecskéjére, rövid áttekintést adunk a SUSY-modellek fontosabb eredményeiről.

A szuperszimmetria (SUSY)-modellek szerint minden standardmodell (SM)-részecskének van egy szuperpartnere, amelynek sajátságai hasonlóak, kivéve a spint. Konkrétan: minden SM-fermionhoz egy skalár szuperpartnert rendelnek és minden mértékbozonhoz egy fermionos szuperpartnert. Az új részecskéknél a kvarkok és leptonok esetében egy sz betűt tesznek a normál részecske neve elé, a többinél „ínó” végződést alkalmaznak (l. a VI. 3. ábra felső részét).

A feltételezett szuperpartnerek közti kölcsönhatás erőssége ugyanaz, mint a megfelelő normális részecskék között.

A legáltalánosabb SUSY-modellben 124 szabad paraméter van. Bizonyos egyszerűsítő feltevések bevezetésével ezek számát az ún. „minimális szuperszimmetria-modellben” (MSSM) lecsökkentették négy folytonosan változó szabad paraméterre ($m_{1/2}$, m_0 , A_0 , $\tan\beta$) és egy változó előjelére (μ).

Az MSSM-ben számították az előállítási hatáskeresztmetszeteket pp-ütközésnél a SUSY-tömeg függvényében (l. a VI. 3. ábra középső részét) és a SUSY-részecskék tömegeit (VI. 3. alsó ívra). Az LHC-energiáknál, pp-ütközéseknél többféle reakció is végbemehet, pl.

$$qq' \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}', \quad gg, q\bar{q} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q}, \quad gq \rightarrow \tilde{g}\tilde{q}, \quad q\bar{q}' \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}',$$

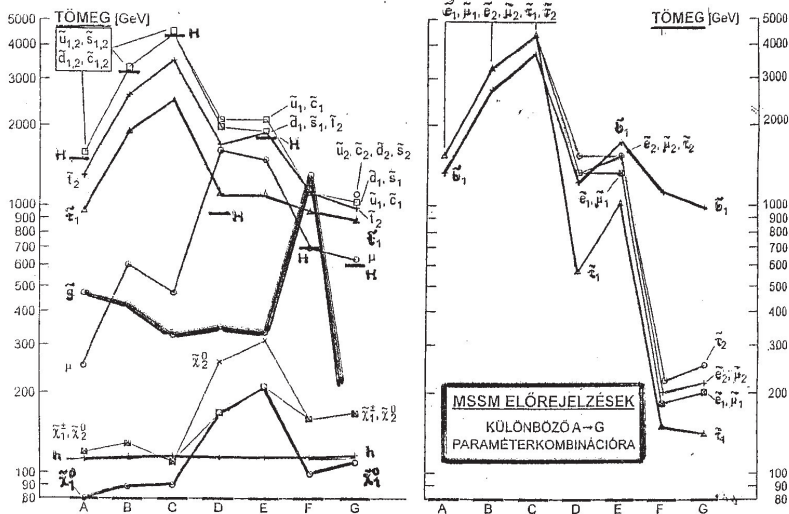
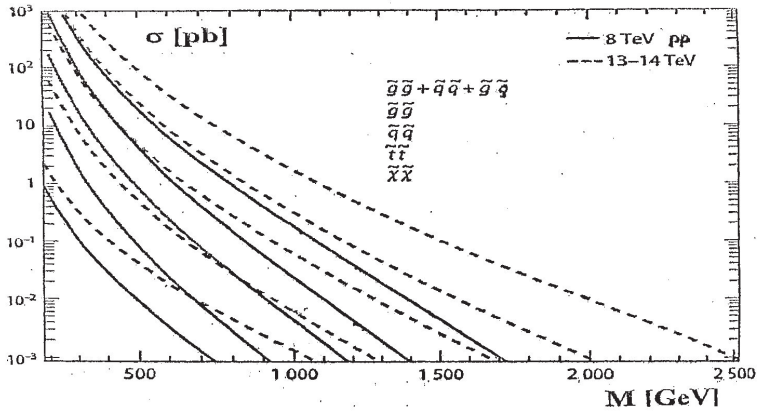
ahol (\tilde{q} antikvarkot jelöl). Részletesebb leírás Fényes [2013, XI. 1. alfejezet] és Pape, Treille [2006] közleményeiben található.

Túlmenően azon, hogy a SUSY-modell neutralínója az egyik első számú jelölt a sötét anyag részecskéjére, számos más szempont is indokolja a SUSY-modell bevezetését. Ezek a következők:

- A SUSY lehetőséget nyújt arra, hogy a kölcsönhatások nagy egyesítése néhány-szor 10^{16} GeV körül történjen. Ez a standard modell előrejelzéséhez képest lényegesen pontosabb egyezést biztosít a kölcsönhatási erősségekre (l. Fényes 2013, XI. 1. ábrát).

- Az elmélet olyan mechanizmust nyújt, ami egymástól sok nagyságrenddel különböző energiákat (tömegeket) megmagyarázhat (*hierarchiaprobléma*). A W, Z közvetítő bozonok tömege $\sim 10^2$ GeV, a Planck-tömeg $\sim 10^{19}$ GeV. A kvantumelméletben a részecsketömegekhez kvantumkorrekciók járulnak, amelyek az elmé-

Részecske	Spin	Szuperpartner	Spin
kvark q	1/2	szkvark \tilde{q}	0
lepton l	1/2	szlepton \tilde{l}	0
Mértékbozon		Gauginó	
gluon \tilde{g}	1	gluinó \tilde{g}	1/2
photon $\tilde{\gamma}$	1	photínó $\tilde{\gamma}$	1/2
\tilde{W}^\pm	1	wínó \tilde{W}^\pm	1/2
\tilde{Z}^0	1	zinó \tilde{Z}^0	1/2
higgs H^0	0	higgsinó \tilde{H}^0	1/2
graviton (?) G	2	gravitínó \tilde{G}	3/2



VI. 3. ábra. Felül: A standard és a szuperszimmetria-modellek részecskéi. Középen: Előállítási hatáskeresztmetszetek (σ) különböző szuperszimmetrikus részecskepárokra pp-ütközésnél a tömeg (M) függvényében. L. részletesebben a szövegben. Alul: Szuperszimmetria-modellek előrejelzései egyes SUSY-részecskék tömegeire Kane [2003] alapján. Az A \rightarrow G jelekhez különböző $m_0, m_{1/2}, A_0, \tan \beta$ és μ paraméterkombinációk tartoznak

letben megjelenő nagyobb energiák rendjébe esnek. Így a gravitáció jelenlétében a Planck-tömeg az SM ismert részecskéinek tömegét sok nagyságrenddel megnöveli az észlelt tömegekhez viszonyítva. A szuperszimmetrikus elméletben finom kioltások történnek, amelyek lehetővé teszik, hogy az elektroyenge kölcsönhatás közvetítőinek (W, Z) tömege sokkal kisebb legyen, mint a Planck-tömeg. E kioltásokat a SUSY-elmélet matematikai szerkezete biztosítja. A virtuális bozonok és fermionok miatt fellépő sugárzási korrekciók a részecskék, ill. szuperpartnerek tömegére ellenkező előjelűek, így a tömegekre vonatkozó kvantumkorrekciók divergenciái megszelídíthetők.

A SUSY-modellek kitűnő renormálhatósági sajátságokkal rendelkeznek. Egy könnyű (~ 125 GeV tömegű) Higgs-részecske léte különösen megkívánja az ilyen típusú új fizika létét tömegének stabilizálásához.

- A szuperszimmetrikus elmélet nagyon közeli kapcsolatban van Einstein gravitációelméletével. *Valószínűnek látszik, hogy a gravitáció kvantumelmélete szuperszimmetrikus lesz.* Helyi mértékszimetriával rendelkező SUSY-modellek automatikusan tartalmazzák a gravitációt. A szupergravitációs (SUGRA-) modellek egyaránt magukba foglalják a gravitáció mértékterének 2-es spinű bozonját (a gravitont), valamint a 3/2 spinű gravitínót is.
- Annak ellenére, hogy a SUSY-sérülés pontos mechanizmusa nem ismeretes, *a különböző szuperszimmetria-modellek eléggé egyöntetűen egy nagyon könnyű Higgs-bozon létét valószínűsítik, amelynek tömege az MSSM-ben < 130 GeV.*
- A szuperszimmetria *matematikai realitás.*
- A SUSY-modellek lényeges előrelépést jelenthetnek a természet megismerésében. Mindazonáltal mind az SM-, mind a SUSY-modellek effektív modellek, amelyek bizonyos tartományban érvényesek, de lehet, hogy csak egy sokkal általánosabb elmélet részei.

A szuperszimmetria-modell részletesebb kifejtését l. pl. Fényes [2013] könyvében.

VI. 4. DIREKT DETEKTÁLÁS A FÖLD ALATT

A detektálás elvei

A WIMP-részecskéket a galaxisok gravitációsan fogva tartják, és megfelelő sűrűséggel kell rendelkezniük, hogy a rotációs görbékert értelmezni lehessen.

Naprendszerünk a galaxisunk magja körül ~ 220 km/s, míg a Földünk a Nap körül 30 km/s sebességgel mozog. Ilyen sebességek mellett a WIMP-ek a detektor atommagjaival főleg rugalmas ütközéssel hatnak kölcsön, azok visszalökődését okozva.

A WIMP rugalmatlan ütközéssel a céltárgy atommagját gerjesztett állapotba is hozhatja, ami fotont emittálhat rövid időn belül. További alternatíva, hogy a WIMP az atomhéjelektronokkal hat kölcsön, ezeket gerjeszti vagy ionizációt hoz létre.

A detektálás történhet szcintillációs vagy kriogén detektorral.

A fényfelvillanás észlelhető pl. NaI(Tl), folyékony vagy gázalakú xenondetektorral. A xenonnak nincs hosszú élettídjú radioaktív izotópja és intenzív fényjelet ad. Folyékony állapotban nagy a sűrűsége és így az érzékenysége is. Gázállapotban a meglökés nyoma hosszabb, és így lehetőség nyílik irány szerinti diszkriminálásra. A radioaktív bomlásból származó, elektronok által létrehozott jelek alakdiszkriminációval elkülöníthetők az atommag-meglökésből eredőktől, mivel az elektronjelek hosszabb lefutási idejűek.

Átfogó tanulmányt közölt a xenonalapú sötétanyag-kutatási kísérletek jellemzőiről Wang és Mei [2017]. Pl. vizsgálták az elektronikus és nukleáris meglökődéseket, amiknél az ionizációs sűrűség különböző. A modelljük jó egyezésben van a kísérleti eredményekkel.

A kriogéndetektor lehet Ge, Si, alumínium-oxid, TeO_2 vagy más anyagból álló. Működési hőmérsékletük 10–100 mK körül van. Az ütközéskor fellépő hőkvantumok (rezgési fononok) detektálására termisztorokat használnak. A kriogéndetektorok jóval érzékenyebbek a szcintillációsoknál, mivel a fonongerjesztés a teljes energiával arányos, míg az ionizációs, ill. fényhozam csak egy kis része a meglökődő atommag teljes energiájának. Ha egyidejűleg méri az ionizációt és fononokat Ge- vagy Si-kristályokban, igen jó diszkriminációt lehet elérni. A Gran Sassóban működő CUORE-kriogéndetektor részletes leírását I. Biassoni és Cremonesi [2016] munkájában. Az alacsony hőmérsékleten működő detektor felhasználható lehet az elektronneutrínó tömegének direkt mérésére is.

A várható kölcsönhatási hozam függ a helyi WIMP-sűrűségtől, a WIMP tömegétől és a kölcsönhatási hatáskeresztmetszettől. Ha a helyi sötétanyag-sűrűség $\sim 0,39 \text{ GeV/cm}^3$ és a WIMP-tömeg $10 \text{ GeV} - 10 \text{ TeV}$ tartományban van, a tipikus nukleáris visszalökődési energiák az $1-100 \text{ keV}$ nagyságrendben vannak. Különböző MSSM elméleti becslések szerint a detektorban kg-onként és naponként ~ 1 ütközési esemény várható [Drees, Garbier, Particle Data Group 2016, 395. old.]. A fő nehézséget a zavaró háttérsugárzás jelenti. A detektor anyaga tartalmazhat radioaktív szennyezéseket és a kozmikus sugárzás is ad zavaró jeleket. Ezért a méréseket rendkívüli tisztaságú detektorokkal, mélyen a föld alatt kell elvégezni, és jelalak-diszkriminációt is kell alkalmazni a hasznos jelek elkülönítésére.

A WIMP-nukleonszórás lehet spintől független vagy attól függő. A skalár, spintől független kölcsönhatásnál a hatáskeresztmetszet nagymértékben növekszik a céltárgyatommagok tömegének növekedésével. Így a nehéz atomokat tartalmazó detektorokban, pl. Xe-ban, ez lesz az uralkodó kölcsönhatás.

A spintől függő kölcsönhatás általában jóval gyengébb hatást okoz.

Összefoglalva a főbb követelményeket a detektáláshoz:

- Legyen nagy a céltárgytömeg (lehetőleg nagy A tömegszámmal) és a mérések éveken át történjenek.
- Alacsony radioaktív és kozmikus sugárzási hátterek, igen tiszta detektoranyag, föld alatti mérések.
- Alacsony detektálási küszöb (néhány keV).
- Diszkriminálás a magmeglökődés és elektronikus jelek, valamint irány- és tél-nyár effektusok között.

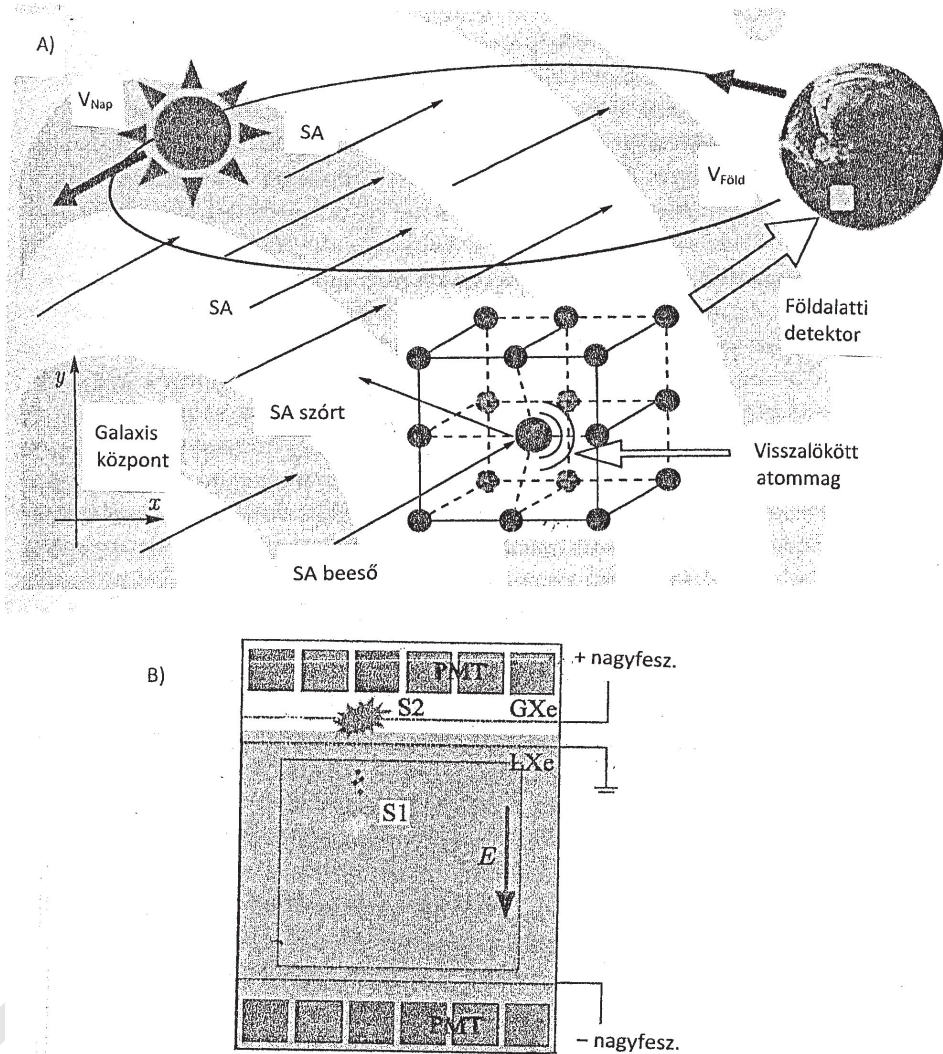
Egy jellemző detektorrendszer látható a VI. 4. ábrán.

A WIMP-jelekre több kísérleti megfigyelés is utalhat. Egyrészt erőteljes előreháttra aszimmetria a meglökött mag irányában a Föld saját tengelye körüli forgása miatt. Másrészt néhány %-nyi évi módosulás a meglökések számában a Föld Nap körüli keringése miatt.

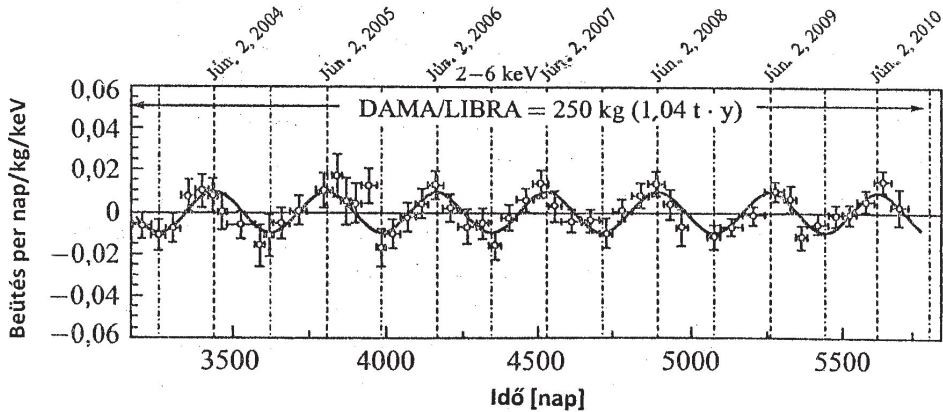
Végül effektus léphet fel a Naprendszerünk galaxisunkban való mozgása miatt.

Eredmények

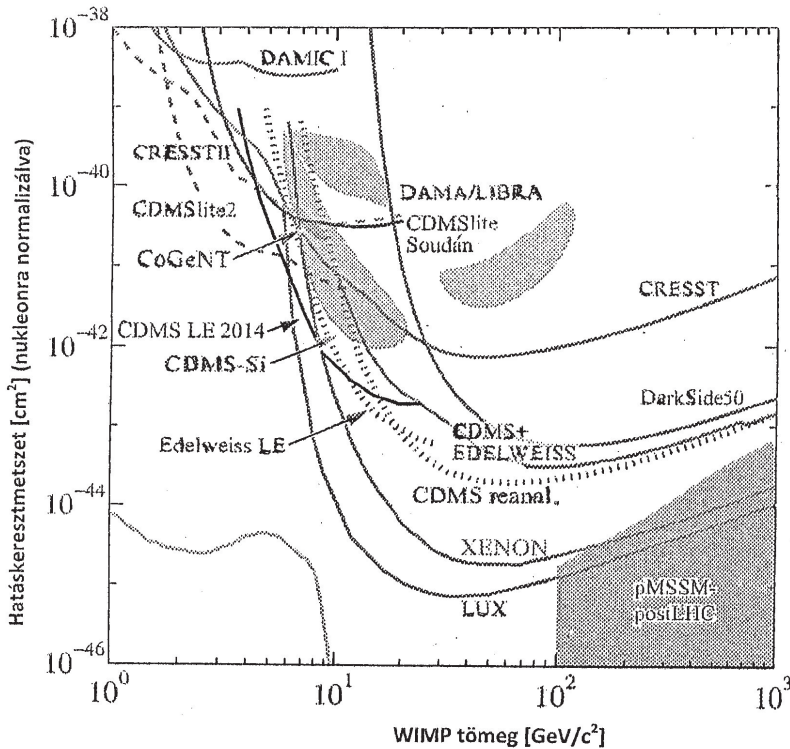
Eddig csak a DAMA/LIBRA (DAMA a **DA**rk **MA**ter-ből) együttműködés közölt pozitív eredményeket a sötétanyag-részecskék detektálására, a galaxisunk udvarában, l. a VI. 5. ábrát. Az effektus periodicitása és több más sajátága egye-



VI. 4. ábra. A) A Tejútrendszerünk udvarában levő sötétanyag-részecskék direkt detektálása atommagok visszalökődése alapján, föld alatti laboratóriumokban. B) Egy folyékony Xe (LXe) és gáz Xe (GXe) detektorrendszer a magmeglökés regisztrálására. A felül és alul látható kisebb detektorok elősegítik a részecskéirányok meghatározását. Bednyakov [2016] alapján



VI. 5. ábra. DAMA/LIBRA eredmény a sötét anyag detektálására a Gran Sassói föld alatti laboratóriumban. A detektálás adatai: nagyon tiszta NaI(Tl) céltárgy, 14 éves vizsgálat, 1,04 tonna \times év expozíció, 9σ konfidencia. Bernabei [2010] alapján



VI. 6. ábra. A WIMP-tömegek detektálásával kapcsolatban elért legjobb eredmények Drees és Garbier [2016] összesítése alapján. Kizárási hatáskeresztmetszetek a WIMP-tömegek függvényében

zésben van azzal, amit a sötét anyagra vártak. Ugyanakkor majdnem minden más direkt sötétanyag-mérés cáfolja az eredményt (l. a VI. 6–7. ábrákat). Így független megerősítés lenne kívánatos; más helyeken, más körülmények között.

A WIMP-részecskék detektálásával kapcsolatban elért legjobb eredményeket a VI. 6. ábra összegzi, ahol a kizárási hatáskeresztmetszetek vannak feltüntetve a WIMP-tömeg függvényében.

A VI. 1. táblázat áttekintést ad az egyes méréseknél használt céltárgyakról, valamint az egyes WIMP-tömegeknél észlelt kizárási hatáskeresztmetszetekről. A legjobb kizárási határt a LUX-kísérletnél érték el $\sim 0,1$ tonna tömegű detektorral.

A VI. 7–8. ábrákon a mért WIMP-nukleonspintól független hatáskeresztmetszeti határok láthatók. Ugyanitt a következő évtizedekben beinduló direkt méréseknél várható kizárási határok is fel vannak tüntetve. Az ábrákon vastag szaggatott görbe jelzi azt a határt, ahol a neutrínóhátter már erősen zavarja a méréseket. A VI. 7. ábrán a 10^3 GeV/c² WIMP-tömeg körüli jelek az MSSM-modell előrejelzései a különböző folyamatokra. Pl. a háromszög tiszta higgsínóra, a csillag bino-szkvark megsemmisülésre vonatkozik.

VI. 1. táblázat. A sötét anyag direkt detektálási kísérleteinek adatai Drees és Garbier [Particle Data Group 2016] alapján

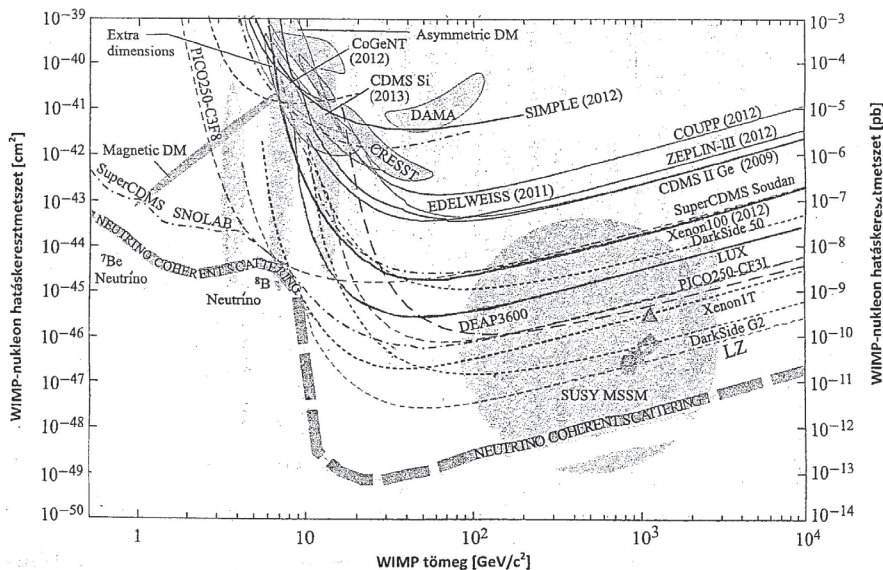
	Céltárgy	Érdemi tömeg [kg]	Hatáskeresztmetszet [pb]	WIMP tömeg [GeV]
Spintől független alacsony tömeg (> 10 GeV)				
LUX ^{a)}	Xe	118	$7,6 \times 10^{-10}$	30
Xenon 100	Xe	34	$2,0 \times 10^{-9}$	55
CDMS ^{b)} /EDW	Ge	12	$2,0 \times 10^{-8}$	100
DarkSide ^{c)}	Ar	46	$6,1 \times 10^{-8}$	100
CRESST ^{d)}	CaWO ₄ -W	4	1×10^{-6}	50
Spintől független alacsony tömeg (<10 GeV)				
LUX	Xe	118	1×10^{-8}	10
SuperCDMS	Ge LE	$\approx 4,2$	5×10^{-7}	10
SuperCDMS	Ge LE	$\approx 4,2$	3×10^{-5}	5
SuperCDMS	Ge HV	0,6	3×10^{-4}	3,3
CRESST	CaWO ₄ -W	0,25	2×10^{-3}	2,3
DAMIC	Si	0,01	1×10^{-2}	1,5

a) LUX: Large Underground Xenon, Dél-Dakota, USA

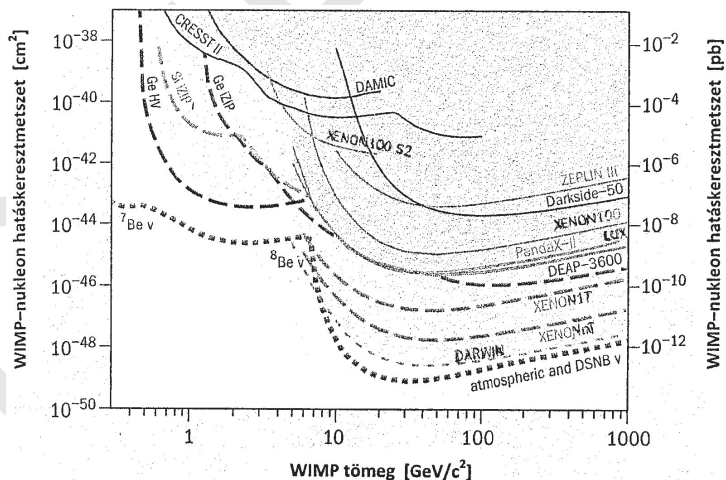
b) Soudan bánya, USA, EDELWEISS Collab. Modane

c) Gran Sasso, Olaszország, időprojekciós kamra

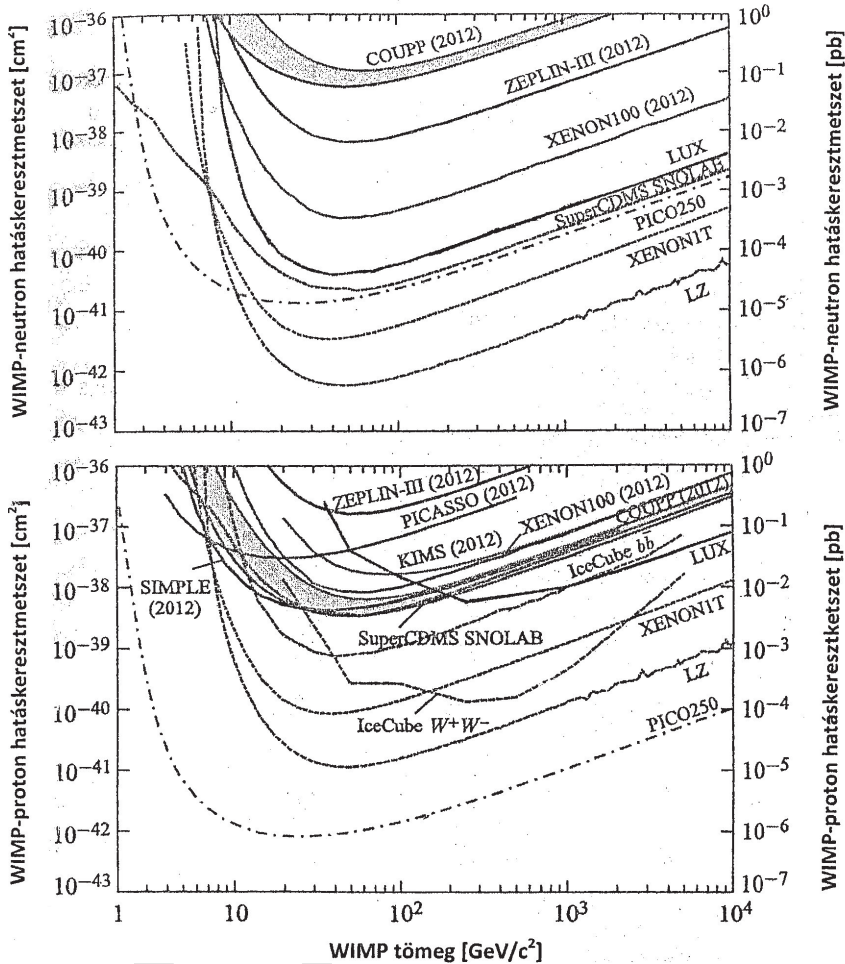
d) Gran Sasso, Olaszország, kriogendetektor



VI. 7. ábra. A sötét anyag direkt detektálásával kapcsolatban elért eredmények: WIMP-nukleon spintől független kölcsönhatási hatáskeresztmetszet-határok a WIMP-tömeg függvényében. Folytonos görbék: várható észlelési vagy kizárási határok direkt méréseknél. Szaggatott görbék: várható észlelési vagy kizárási határok a következő évtizedekben beinduló direkt méréseknél. [Cushman és mtsai. (DMDD Working Group) alapján.] Az ábrán kör alakú besötétített rész mutatja a minimális szuperszimmetria előrejelzését, ami a tervbe vett új berendezésekkel döntő többségben elérhetővé válik. Ez a következő ábrán még világosabban látszik



VI. 8. ábra. WIMP-nukleon spintől független hatáskeresztmetszet a WIMP-tömeg függvényében. Látható, hogy 6 GeV/c² WIMP-tömeg felett a DARWIN-programnak van legjobb esélye a felfedezésre. Baudis [2017] alapján



VI. 9. ábra. WIMP-nukleon spintől függő hatáskeresztmetszet kizárási határok (folytonos görbék). Az ábrán a következő évtizedekben beinduló kísérleteknél várható észlelési vagy kizárási határok is fel vannak tüntetve. Cushman és mtsai. alapján

Mint már említettük, 2016-ig a legjobb kizárási határt a ~ 0,1 tonna tömegű LUX-detektorral érték el. Ehhez képest a XENON 1 tonna, az LZ (USA-ban jóváhagyott program) ~ 10 tonna folyékony argon, a DARWIN ~ 40 tonna xenon detektortömeggel fog működni. Mindezek több nagyságrenddel jobb esélyt adnak a detektálásra vagy kizáráásra.

2017-ben részletes új összefoglalót közöltek a LUX-eredményekről Akerib és mtsai. [2017]. 250 kg aktív tömegű, kétfázisú xenon időprojekciós kamrával

$3,35 \times 10^4$ kg/nap expozíció mellett a WIMP-nukleonszórásra új kizárási határokat nyertek. 50 GeV WIMP-tömegnél a kizárható spintől független hatáskeresztmetszet $2,2 \times 10^{-46}$ cm² (90% konfidenciával). Ha az eredményt kombinálják a korábbi LUX-expozíciókkal, a kizárás $1,1 \times 10^{-46}$ cm²-re erősödik 50 GeV WIMP-tömegnél.

A VI. 9. ábra a spintől függő hatáskeresztmetszet-határookra nyert kísérleti eredményeket mutatja, külön-külön protonra, ill. neutronra. A VI. 7–8. és VI. 9. ábrák összevetéséből látható, hogy a spintől függő esetben a kísérleti határok nagyságrendekkel elmaradnak a spintől függetlenektől.

Fu és mtsai. [2017] a kínai Panda-II kísérletben vizsgálták a spintől függő WIMP-nukleon kölcsönhatást. 40 GeV/c²-es WIMP-tömegnél $4,1 \times 10^{-41}$ cm² kizárási határt nyertek 90%-os konfidenciával, ami ≥ 2 -szeres érzékenységsjavulást jelent a korábbi eredményekhez képest.

A VI. 6–9. ábrákon látható, hogy a sötét anyag direkt detektálási kísérletek igen széles nemzetközi együttműködésben folynak. A VI. 2. táblázat áttekintést ad néhány együttműködés főbb adatairól. A VI. 10–13. ábrák szemléltető képeket közölnek a XENON1T, DarkSide, SNOLAB és DARWIN detektorrendszerekről.

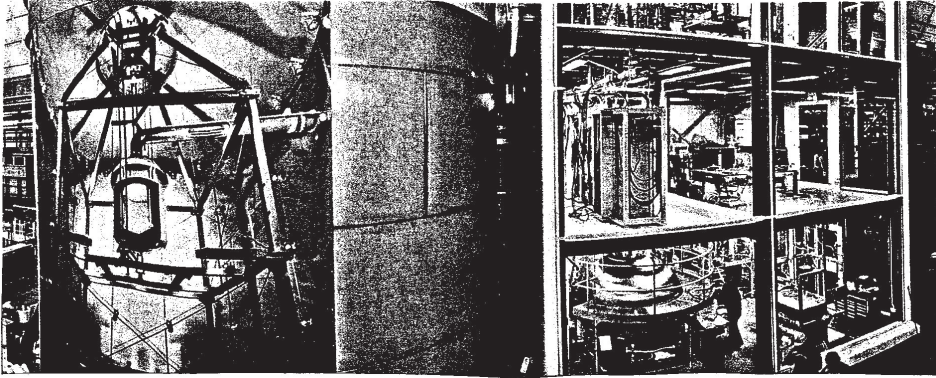
A Boulby bányában berendezett föld alatti laboratóriumról és a ZEPLIN-III programról részletes leírás található Murphy és Paling [2012] közleményében.

A SNOLAB és Boulby laboratóriumokról képek találhatóak a könyv végén lévő képmellékletek között.

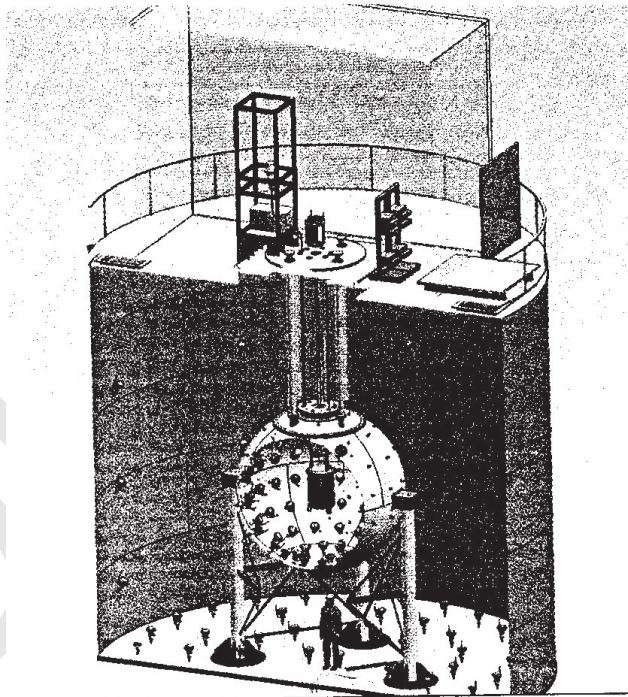
VI. 2. táblázat. Áttekintés néhány sötét anyag direkt detektálási kísérlet főbb adatairól

Kísérlet	Hely	Detektor	
		anyag	aktív tömeg
Működő berendezések			
LUX			
(Large Underground Xenon)	Dél-Dakota (USA)	Xe	118 kg
DarkSide 50 (2012)	Gran Sasso (Olaszország)	LAr	46 kg, 2 fázisú TPC
XENON 100 (2012)	Gran Sasso (Olaszország)	LXe	161 kg, 2 fázisú TPC
XENON1T (2016)	Gran Sasso (Olaszország)	LXe	3,5 tonna, 2 fázisú TPC
CDMS II (2009)	Soudan bánya (USA)	Ge	12 kg
ZEPLIN-III (2012)	Boulby bánya (Nagy Britania)	LXe	12 kg
Tervezett berendezések			
LZ (LUX-ZEPLIN) (2020-tól)	Dél-Dakota (USA)	LXe	~10 tonna, 2 fázisú TPC
XENONnT (2018-tól)	Gran Sasso (Olaszország)	LXe	~7 tonna, 2 fázisú TPC
DarkSide G2	Gran Sasso (Olaszország)	LAr	3,5 tonna
Panda X-II	Jinping-lab. (Kína)	LXe	0,5 tonna, 2 fázisú TPC
DEAP-3600	SNOLAB, Ontario (Kanada)	LAr	3,6 tonna
DARWIN (2024-től)	Gran Sasso (Olaszország)	LXe	40 tonna, 2 fázisú TPC

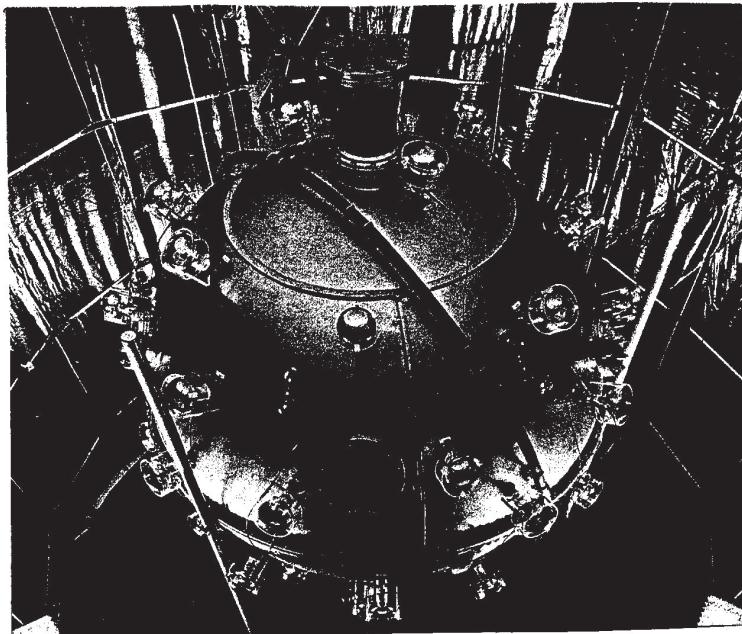
Jelmagyarázat. LAr: folyékony argon, TPC: idő projekciós kamra.



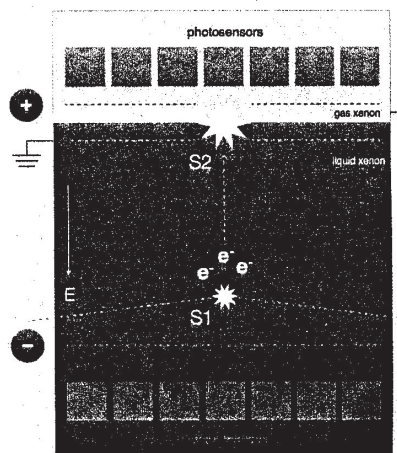
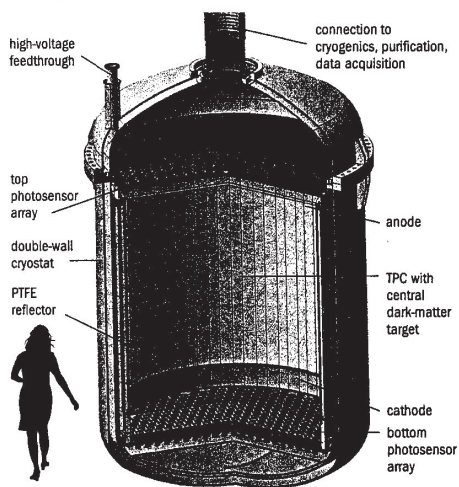
VI. 10. ábra. A XENON1T detektor. Balra: a víz Cserenkov vétóberendezés, a kriosztát és tartószerkezete. Jobbra: szervizépület, kriogénrendszer, tisztítás, tárolás stb. [XENON Collab., CERN Courier, 2016. január, 21. old.]



VI. 11. ábra. A gömb közepén: DarkSide sötét anyag detektáló rendszere kétfázisú folyékony argon időprojekciós kamrával (TPC). A gömbszerű edény: a folyékony szcintillátor tartálya (neutron-vétőjelekre). Körülötte: 1000 m³ víz a müonvétóra. Del Rosso [2012] alapján



VI. 12. ábra. A SNOLAB (Kanada) DEAP-3600 második generációs detektora sötétanyag-kutatásra. A detektor 3600 kg folyékony argont tartalmaz. [CERN Courier, 2017. március, 12. old.]



VI. 13. ábra. Bal oldal: A DARWIN obszervatórium 50 tonnás folyékony argon detektorrendszere sötétanyag-kutatásra. Jobb oldal: a központi detektor részletei. Baudis [2017] alapján

Megjegyzendő, hogy a VI. 2. táblázatban jelzett programokon kívül sok más is terbe van véve, zömmel kisebb detektorokkal. Ezekről részletes áttekintés található Drees és Garbier [2016] összefoglalójában és az ott részletezett sötét anyaggal foglalkozó konferenciák anyagában.

Ianni [2015] részletesen ismertette a Canfranc Földalatti Laboratórium sötétanyag-kutatási terveit. A laboratórium a Pireneusokban egy alagútban van, ami korábban vasúti összeköttetést biztosított Spanyolország és Franciaország között. Felette egy ~ 850 magas szikla, amely a zavaró müonhatteret jelentősen csökkenti. Sötétanyag-kutatásra két programot futtatnak. Az ANAIS-kísérletben végső kiépítettségében 20 ultratiszta, egyenként 12,5 kg-os NaI(Tl) detektort használnak; ezekkel kívánják vizsgálni a galaktikus udvar sötétanyag-részecskéinek évi változását. A WIMP-részecskék vizsgálatára szánt ArDM-kísérletben 2 tonna folyékony argondetektort alkalmaznak, kétfázisú időprojekciós kamrával. Az adatgyűjtés 2016 körül kezdődik.

* * *

A gravitációs lencsehatáson alapuló mérések mutatják, hogy a galaxiscsomókat a sötét anyag nagy udvarai veszik körül. A Sloan Digital Sky Survey (SDSS) újabb kutatásai arra az eredményre vezettek, hogy a sötét anyag sűrűsége nem fokozatosan csökken a távolsággal (mint azt várták), hanem éles szélé van. A vizsgálatokat a galaxiscsomók ezreire kiterjesztették, melyek mindegyike galaxisok ezreit tartalmazza és hasonló eredményre jutottak. Az újabb programok, pl. Hyper Suprime-Cam., Dark Energy Survey, Kilo-Degree Survey és a Large Synoptic Survey Telescope a galaxiscsomókat még részletesebben fogják vizsgálni. L. Baxter és mtsai. [arXiv:1702.01722 és CERN Courier, 2017. június, 17. old.].

Green [2017] publikációjában áttekintette a helyi sötétanyag-sűrűség, valamint a cirkuláris és megszökési sebességek megfigyeléssel történő meghatározását, különös tekintettel a Tejút udvaraira. Ahhoz, hogy a WIMP-részecske fizikai sajátosságaira megbízható korlátozásokat nyerjünk, a helyi sötétanyag-eloszlás pontos modellezésére van szükség.

VI. 5. DIREKT DETEKTÁLÁS GYORSÍTÓKNÁL

A sötét anyag részecskéit részecskegyorsítóknál is keresték, pl. a CERN-i ATLAS- és CMS-programokban. Konkrétan a hiányzó tranzverz energiát (E_T^{miss}) határozták meg a $pp \rightarrow \gamma + E_T^{\text{miss}} + X$ reakciónál. A γ -foton (vagy más standardmodell-részecske, pl. W^- , Z^- , Higgs-bozon) jelzi az eseményt, a hiányzó tranzverz energia pedig lehet $\chi\bar{\chi}$ -pár, a standard modellen túlmenő új fizika jele. A kiértékelésnél a WIMP-eket Dirac-fermionoknak tekintették, és feltették, hogy tömegük az $1 \text{ GeV}/c^2 < m\chi < 1,3 \text{ TeV}/c^2$ tartományban van. A WIMP-részecske-kölcsönhatást különböző térelméleti operátorokkal írták le; skalár (D1), vektor (D5), axiáliektor (D8), tenzor (D9) és más operátorokat használtak. A CERN-i 2010–2014-es első mérési periódusban igen nagyszámú mérést végeztek, néhány eredményük a VI. 14–16. ábrákon látható. Az eredményekről részletes áttekintés található Bednyakov [2016] munkájában.

Az ATLAS-program eredményei alapján az első két generációból származó szkvarok és a gluínók léte 95%-os konfidenciával kizárható 2 TeV alatt. A CMS új kizárási határai a következők:

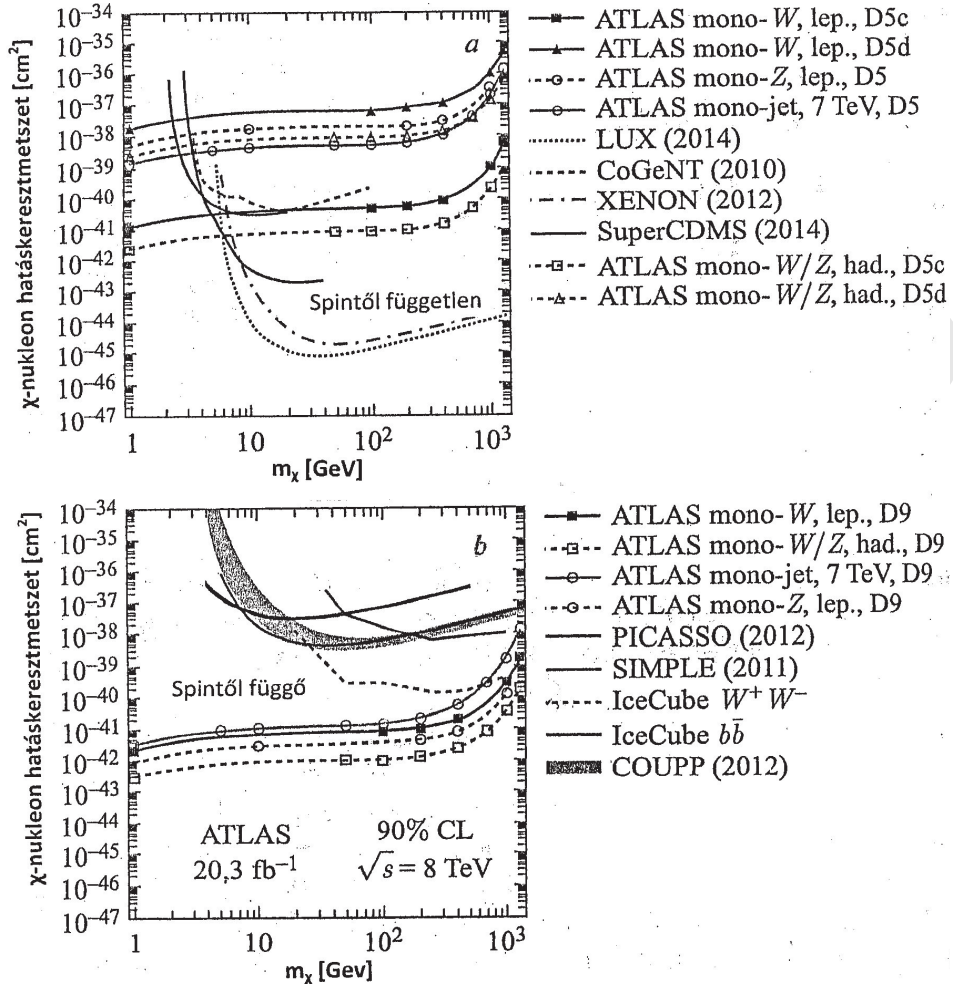
gluínótömeg	1550–1750 GeV alatt,
bottom szkvaroktömeg	880 GeV alatt,
sztop kvarktömeg	800 GeV alatt,
u-, d-szkvaroktömeg	600–1260 GeV tartományban.

[CERN Courier, 2016. április, 9. old., május, 11. old. és CERN-EP-2016-067]

Összességében azt a következtetést lehet levonni, hogy a növekvő pontosság és komplexitás ellenére nem találtak a SM-en túlmenő E_T^{miss} jelet.

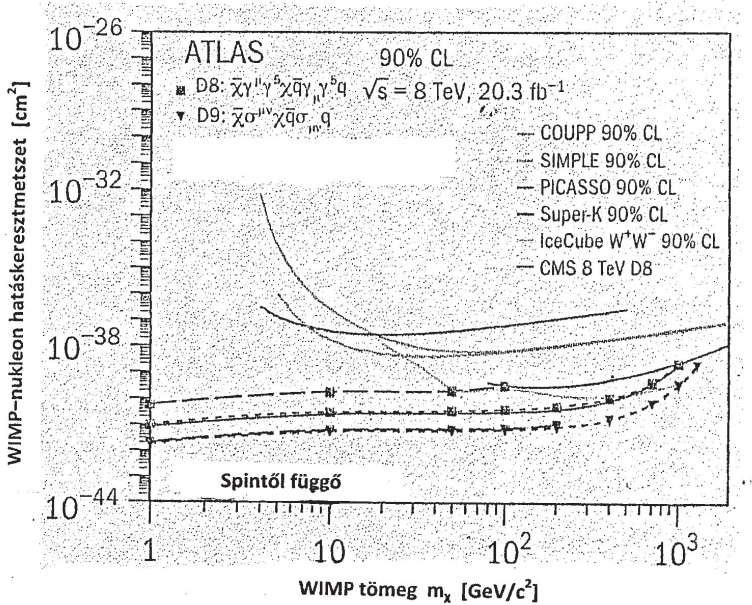
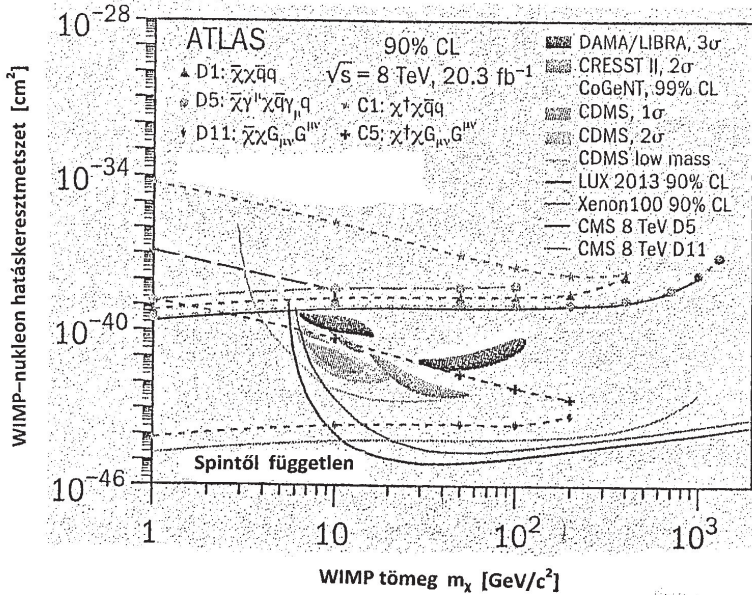
A CERN-i CMS $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^\pm$ vizsgálatokból új eredményeket nyert a SUSY-részecskék kizárási határait. Eltérést a standard modell előrejelzéseitől eddig nem találtak, de a 2018 végéig folyó kutatásokban a mérések érzékenysége (statistikája) javulni fog. [CERN Courier, 2017. június, 12. old.] A CERN-i ATLAS-programban is folytatják a sötétanyag-kutatásokat. Eddig minden nyert eredmény konzisztens a standard modell előrejelzéseivel. 2018 végéig durván háromszoros integrált luminozítás elérését tervezik [CERN Courier, 2017. június, 11. old.].

A 2015–2018-as mérési periódusban a CERN-i vizsgálatokat tovább folytatják. A nagyobb időintegrált luminozítás új reményekre jogosít fel a standard modellen túlmenő részecskék felfedezésére. Ugyanakkor a sötét anyag részecskéinek azonosítása szempontjából elengedhetetlen a direkt detektálás a föld alatti kísér-

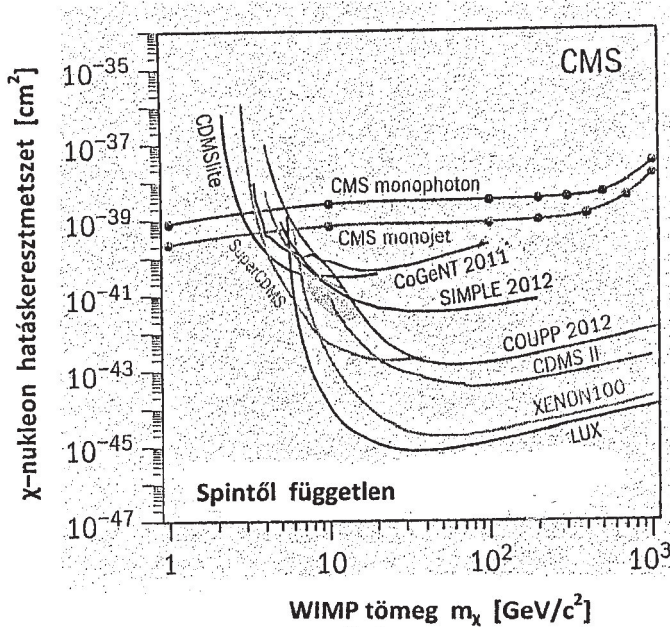
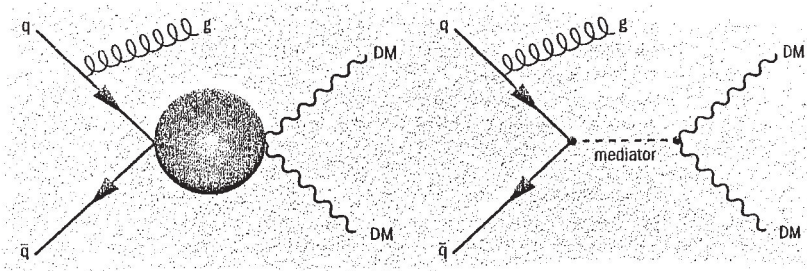


VI. 14. ábra. WIMP-nukleon szórási hatáskeresztmetszetek a neutralínótömeg (m_χ) függvényében spintől független (a) és függő (b) esetre (90%-os konfidenciával). ATLAS-eredmények összevetve más kutatócsoportok direkt detektálási eredményeivel. Aad és mtsai. [2014] alapján

letekben. A gyorsító mérések kiértékelésénél ugyanis számos feltevést tettek. Ezek közül a legfontosabb, hogy a keresett WIMP-részecske azonos a sötét anyag részecskéjével.



VI. 15. ábra. WIMP-nukleon hatáskeresztmetszet a WIMP-tömeg függvényében spintől független és spintől függő esetekre. ATLAS kísérleti eredmények monojet-analízis alapján, összevetve több más eredménnyel. CERN Courier, 2015. március, 9. old. és ATLAS Collab., 2014 aXiv: 1410.5404 [hep-ex] és arXiv:1410.4031 [hep-ex] alapján



VI. 16. ábra. Felül balra: Sötétanyag-részecskepár keltése effektív térelmélet alapján. Felül jobbra: Ugyanaz egy egyszerűsített modellel, s -csatornás közvetítéssel.

Alul: χ -nukleon hatáskeresztmetszet a neutralinótömeg (M_χ) függvényében spintől független esetre. CMS-eredmények összevetve más programok eredményeivel. Látható, hogy a CMS $M_\chi < 5$ GeV-nél is nyert adatokat, ami direkt detektálási kísérletekben nehezen érhető el. CERN Courier, 2015. július, 10. old. és CMS Collab. [2015] alapján

Megjegyzendő, hogy az épülő japán SuperKEK B elektron-positron ütköztetőnél $8 \times 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ luminozitást kívánnak elérni, ami intenzitáscsúcsot jelent. E gyorsítórendszeren is fognak sötétanyag-kutatásokat végezni, és a 100 TeV/ c^2 tömegtartomány is elérhető lehet az új részecske keresésében [Browder és mtsai. 2016].

VI. 6. INDIREKT DETEKTÁLÁS, VIZSGÁLATOK ŪRTELESZKŐPOKKAL

A WIMP-eknek lehet egy érdekes sajátága, nevezetesen hogy a részecskéiknek lehetnek antirészecskéi. Ezek űtközésnél megsemmisülhetnek és detektálható részecskéket eredményezhetnek, pl. γ - és röntgensugarakat, neutrínókat, leptonpárokat, antiprotonokat stb.

A WIMP-eket nagy tömegű égitestek (pl. Nap, Föld) magukhoz vonzzhatják. A nagyobb sűrűség a megsemmisülésük valószínűségét megnöveli. Az indirekt detektálás jellemző ismertetőjele lehet pl. GeV-es neutrínók észlelése a térből. WIMP-megsemmisülés jeleit keresik a galaxisok középpontja körüli udvarokban (halokban), pl. a Tejútrendszerünkben vagy a törpe galaxisoknál. A következőkben rövid áttekintés található az indirekt vizsgálatokról.

Indirekt γ -sugárzási vizsgálatok

Fermi-LAT (Large Area Telescope) és Fermi γ -ray Space Telescope [Conrad, J. és mtsai. arXiv: 1503.0634]. A Galaxisunk közepéből észleltek 130 GeV-es γ -sugárzás többletet, de e jel – legalábbis részben – instrumentális eredetű lehet Livio és Silk [2014] és Calore és mtsai. [2015].

Dayan és mtsai. [2014] a Fermi γ -sugár-teleszkóppal végzett mérések alapján határozottan állítják, hogy sötétanyag-megsemmisülési sugárzást észleltek a Tejútrendszer centrális részében az 1–3,16 GeV energiatartományban. A spektrumalak, a térbeni kiterjedés és normalizáció jó egyezésben van a sötétanyag-megsemmisülés egyszerű modelljeivel.

HESS (High Energy Stereoscopic System) γ -sugárteleszkóp Namíbiában [Abramowski és mtsai. 2013]. A galaxis belső részét vizsgálják a 100–1000 GeV energiatartományban.

CTA (Cherenkov Telescope Array) [Ibarra, A. és mtsai. arXiv:1503.0679] nemzetközi együttműködésben több mint 100 földi teleszkóppal figyel a Cserenkovfényfelvillanásokat az atmoszféra által szórt γ -sugarak hatására. 100 TeV energiájú γ -sugarakat is tudnak észlelni, ez a felső határ a sötétanyag-részecske tömegére alapvető fizikai megfontolások szerint.

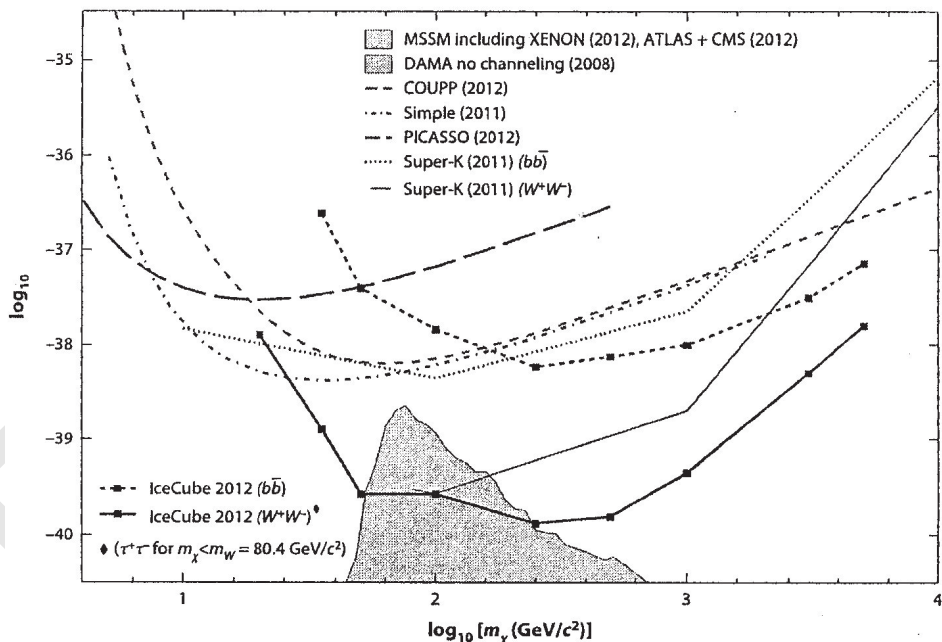
Gamma-400 γ -sugárteleszkóppal a 0,1–3000 GeV energiatartományban remélnek új eredményeket nyerni. Cumani, P. és mtsai. [arXiv:1502.0297] és Bringmann, Weniger [2012].

A GAIA új űrteleszkóppal vizsgálni lehet a Tejútrendszer körülvevő (csillag nélküli) sötétanyag-udvart. Ezek mozoghatnak vagy keringhetnek és detektálható sebességváltozást okozhatnak a galaxiskorongban lévő csillagoknál [Feldmann, Spolyar 2015].

Kozmikus neutrínó-, leptonpár-, $p\bar{p}$ -pár-vizsgálatok

A Super-Kamiokande, Jégkocka (IceCube, AMANDA), ANTARES-, BAIKAL-programokról áttekintés található a könyv neutrínófizikai részében.

Az IceCube együttműködés neutrínókat vizsgált a Napban, a Tejútban és a közeli galaxisokban tömörülő részecskepárok megsemmisülési sugárzásából. A VI. 17. ábrán a spintől függő neutralínó-proton hatáskeresztmetszet van feltüntetve a neutralínótömeg függvényében. Az IceCube eredmények össze vannak vetve a Super-Kamiokande, valamint más direkt detektálási kísérletek eredményeivel.



VI. 17. ábra. Neutralínó-proton spintől függő hatáskeresztmetszet (cm^2 egységben) a neutralínótömeg (m_χ) függvényében; felső határok 90% konfidenciával. IceCube eredmények, feltételezve, hogy a neutrínók $b\bar{b}$ és W^+W^- megsemmisülésben keletkeztek. Összehasonlítással más programok eredményei is fel vannak tüntetve. Aartsen és mtsai. [2013] alapján

Az IceCube mérések kiértékelésénél feltételezték, hogy a neutralínók $b\bar{b}$ és W^+W^- megsemmisülésben keletkeztek. A beárnyékolt terület olyan szuperszimmetrikus modellek eredményeit mutatja, amit a direkt mérések nem zártak ki. L. részletesebben: Gaisser és Halzen [2014].

A PAMELA- (*Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics*) űrhajó anomális pozitronelőfordulást észlelt a kozmikus sugarakban 1,5–100 GeV energiáknál Adriani és mtsai. [2009].

Dietrich és mtsai. [2012] indirekt bizonyítékot nyertek a sötét anyag jelenlétére galaxisklaszterek vizsgálatából. Gyenge gravitációs lencsehatás révén az Abell 222 és Abell 223 galaxisklaszterek között összekötő sötétanyag-szálat észleltek.

Okabe és mtsai. [2013] 50 galaxisklasztert összekötő sötétanyag-eloszlást vizsgált meg gravitációs lencsehatás segítségével. Azt találták, hogy az észlelt sűrűség csökken a kozmikus óriások középpontjától számítva, kitűnő egyezésben a „hideg sötét anyag” várakozásnak megfelelően.

ISS (International Space Station), AMS (α -Magnetic Spectrometer). Külön említésre méltó a Nemzetközi Űrállomás (ISS), amely a legnagyobb és legkomplexebb berendezés, amit valaha is építettek űrkutatói célokra. Az űrállomás központi eleme az α -spektrométer (AMS), ami a következő részekből áll:

- átmeneti sugárzási detektor az elektronok és pozitronok azonosítására;
- permanens mágnes Si-nyomjelzőkkel a részecskék és impulzusaik mérésére több TeV-es tartományig és a különböző részecskék azonosítására energiavesztésük révén;
- repülési időt mérő berendezések a részecskék azonosításához energiavesztés-alapon és a kozmikus sugarak irányának és sebességének mérésére;
- vétődetektorok háttér csökkentésére;
- gyűrű-kép Cserenkov-számláló a kozmikus sugárzás energiájának mérésére és a részecskeazonosításhoz;
- elektromágneses kaloriméter az elektronok és pozitronok energiájának mérésére.

Az AMS 7,5 tonna súlyú és $5 \times 4 \times 3 \text{ m}^3$ térfogatú. Az űrhajó repülési magassága 400 km.

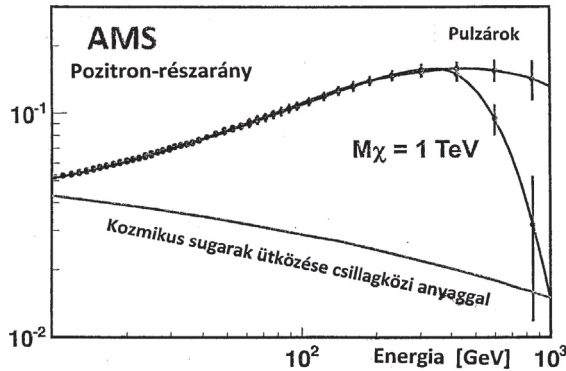
A sötét anyag megsemmisülésének jele lehet a pozitron- és antiprotontöbblet levágása nagy energiáknál, ami az ütköző neutralínók véges tömege miatt lép fel. További ismertetőjel lehet a fluxustöbbletek izotróp jellege, mivel a sötét anyag mindenütt jelenlévő.

Az ISS egyúttal hasznos információt szolgáltat a kozmikus sugárzás összetételére (p, He, Li, könnyű atommagok, antirészecskék) és az anyag-antianyag közti kozmológiai aszimmetriára.

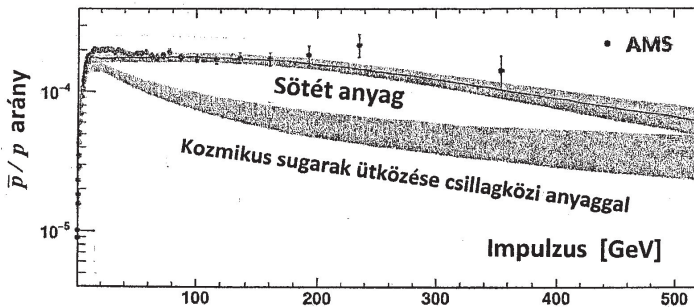
A munka széles körű nemzetközi együttműködésben folyik, az USA, európai országok, CERN, Kína, Korea, Mexikó és Tajvan részvételével.

Az adatgyűjtés 2011-ben kezdődött. Sokoldalú mérésekkel intenzíven vizsgálták a $\chi + \bar{\chi} \rightarrow e^\pm \bar{p}p\gamma$ reakciók termékeit. Részletes leírás a Phys. Rev. Lett. folyóiratban jelenik meg.

A VI. 18. ábra az AMS-02 működésének első öt évében nyert kísérleti eredményeit mutatja; nevezetesen a pozitron-részarány a pozitron energiájának (E) függvényében. A felhasznált sötétanyag-modell Kopp [2013] munkáján alapult.



VI. 18. ábra. A pozitron-részarány a pozitron energiájának (E) függvényében. A pontok hibákkal az ISS α -mágneses spektrométer működésének első öt évében nyert kísérleti eredményeit mutatják és az extrapolációt 2024-ig. Az alsó vékony görbe a kozmikus sugaraknak a csillagközi anyaggal való ütközése alapján várható effektust jelzi. L. részletesebben a szövegben. Előzetes eredmények Zimmermann [2017] alapján



VI. 19. ábra. A \bar{p}/p hozarány az impulzus függvényében. Pontok hibákkal az AMS-02 kísérleti eredményeit mutatja. Az alsó széles sáv a kozmikus sugaraknak a csillagközi anyaggal való ütközése alapján várható effektust jelzi. Részletesebben l. a szövegben. Zimmermann [2017] alapján

Az elektron- és pozitronspektrumokra l. Ting [2016] és Ellis [2016] közleményeit is.

A **VI. 19.** ábra szintén az AMS-02 kísérleti eredményeit mutatja a \bar{p}/p arányra az impulzus függvényében. Az eredmények kiértékelésénél figyelembe vették Kohri és mtsai. [2016] munkáját.

Mindkét ábra arra utal, hogy az észlelt effektusokat nem pulzárok okozzák. Az eredmények csak sötét anyag vagy új asztrofizikai jelenségként értelmezhetők. A mérések folytatódnak.

Patra és mtsai. [2017] $U(1)_{L\mu-L\tau}$ mértékmodellt javasoltak, ami a FermiLAT, PAMELA- és AMS-02 programokban észlelt pozitrontöbbletet meg tudja magyarázni sötétanyag-megsemmisülési sugárzással. Ugyanakkor a modell kielégíti a nukleoszintézis sötétanyag-maradványi sűrűség és a direkt detektálási határ feltételeket.

VI. 7. EGZOTIKUS KERESÉSEK

A gyenge kölcsönhatás közvetítő részecskéinek (W, Z) esetleg lehetnek gerjesztett állapotai, amik jelöltek lehetnek a sötét anyagra. A CERN-i ATLAS-programban kizárási határokat nyertek a W^+ - és Z^0 -részecskékre pp-ütközések-ből. A W^+ -re nyert eredmények a **VI. 20.** ábrán láthatók.

A CERN-i ATLAS- és CMS-programokban a 2015–2018 periódusban tovább folytatják a sötét anyaggal kapcsolatos kutatásokat.

Axionokat lehet keresni laboratóriumi körülmények között és asztrofizikai forrásokból is. A **VI. 21.** ábra áttekintést ad az asztrofizikai eredményekről. Látható, hogy a 10^{-11} -től a 10^6 eV -ig terjedő tömegtartományban az axionok léte kizárható. Mindazonáltal mind a földi, mind az asztrofizikai kísérleteket tovább folytatják eddig még nem vizsgált tartományokban.

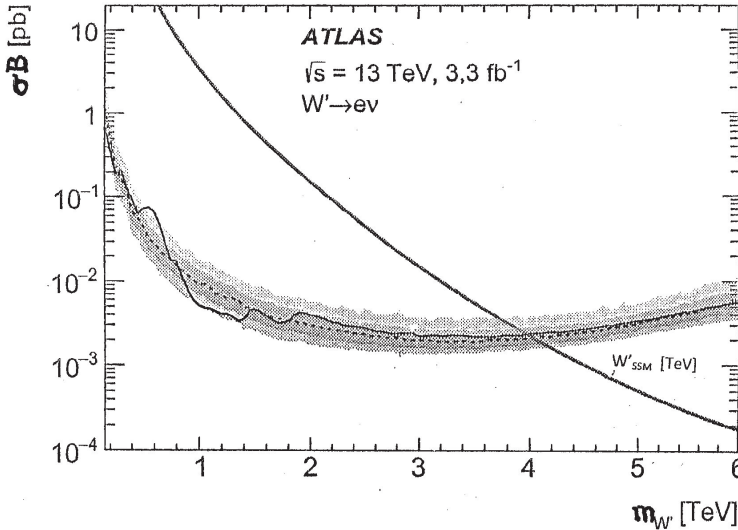
A CERN-i Axion Solar Telescope (CAST) új kizárási határokat nyert az axion-foton csatolásra. L. részletesebben: CAST Collab. 2017: Nature Physics doi: 10.1038/nphys 4109.

Néhány új közlemény az axionkutatásokkal kapcsolatban:

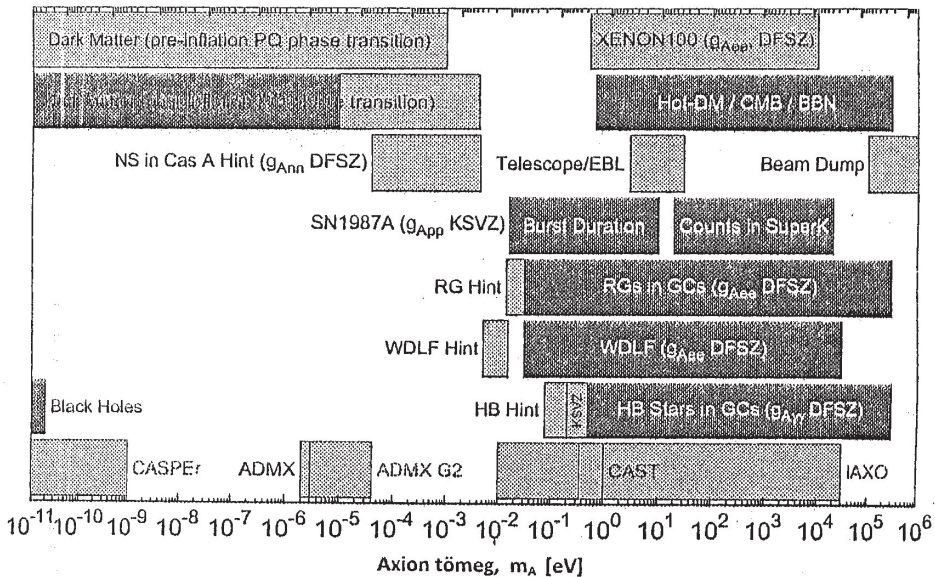
Visinelli [2017]: „Könnyű axionszerű sötét anyag jelen kell legyen az infláció alatt”.

Kamada és Nakai [2017]: „Axionkeltés primordiális mágneses terekből”.

Vergados és Semertzidis [2017]: „Axion sötétanyag-jelek különböző halomdellekben”.



VI. 20. ábra. W' -részecskék keresése az ATLAS-programban: σ (hatáskeresztmetszet) \times B (elágazási tényező) a keresett részecskék tömegeinek függvényében. Kizárási határok. $\sigma(pp \rightarrow W' X)B(W' \rightarrow e\nu)$. W'_{SSM} a szekvenciális standard modell előrejelzését mutatja. (ATLAS Collab. note CONF-2015-070, Dec. 2015 alapján)



VI. 21. ábra. Kizárási határok különböző mérésekből az axiontömeg (m_A) függvényében. Ringwald és mtsai. [Particle Data Group 2016, 686. old.] alapján

* * *

Megjegyzendő, hogy a sötét részecskék természetére vonatkozóan rendkívül sok modellt közöltek. Majdnem minden nap újabbnál is újabb modellek jelennek meg.

Egyesek még a sötét anyag létét is kétségbe vonják. Szerintük ez csak a gravitáció nem teljes megértéséből származik (l. pl. CERN Courier, 2017. május, 43. old.). Az ún. **Módosított Newton-i Dinamikai Modell (MOND)** lehetővé teszi, hogy pl. a galaktikus rotációs görbéket leírják a sötét anyag bevezetése nélkül is [Milgrom 2015]. Azonban a MOND nem relativisztikus elmélet, és a nagy léptékű szerkezetek kialakulásához a sötét anyag bizonyos formájának jelenlétét még ez is szükségessé teszi [Bernard, Blanchet 2015]. Ugyanakkor a részecskés sötétanyag-modell jól leírható a kvantumtérelmélet nyelvén, és nem kívánja a jól bevált általános relativitáselmélet módosítását.

VI. 8. A SÖTÉTANYAG-KUTATÁSOK TÁVLATAI

A sötétanyag-kutatások tovább folytatódnak.

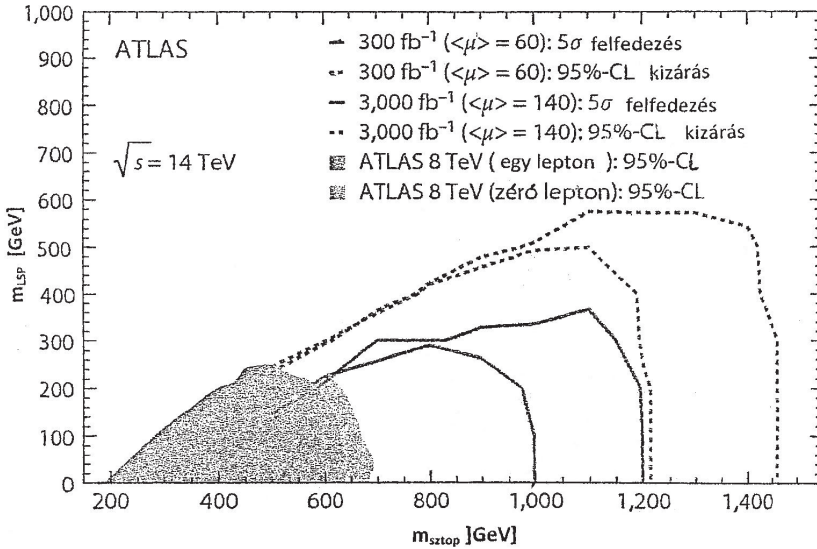
A direkt detektálási kísérletekről a korábbi **VI. 1.** táblázat áttekintést ad. Várható, hogy a következő néhány évben soktonnás Xe- és Ar-detektorokkal vagy azonosítják a sötét anyag részecskéit, vagy a kizárási határokat lényegesen megjavítják.

Az LHC-nél a 2015–2018 és 2021–2023 futtatási periódusokban folytatják a kutatómunkát pp-ütközésnél, 6,5–7 TeV max. nyalábenergiánál.

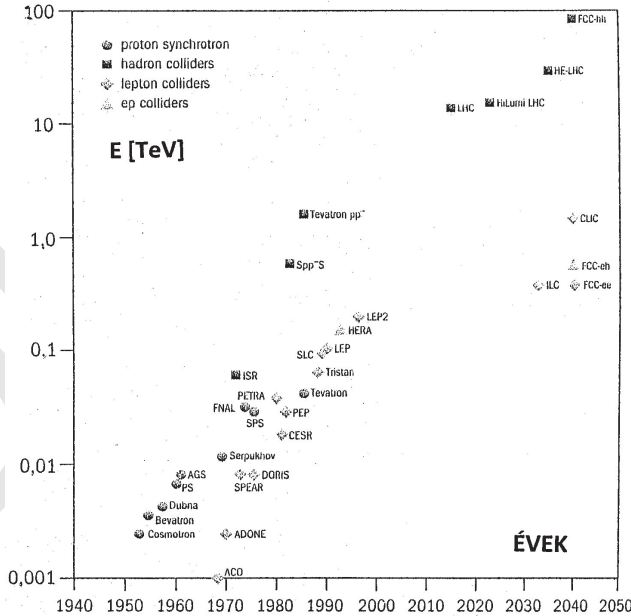
A nagy luminozitású HL-LHC beindulása (kb. 2026-tól) lényegesen jobb feltételeket teremthet meg a kutatásokra. A célkitűzés az, hogy az LHC által elért integrált luminozitást 10-szeresen megnöveljék [Rossi, L. CERN Courier, 2016. május, 5. old.]. Mint azt a **VI. 22.** ábra mutatja, a felfedezési tartományok és a kizárási határok lényegesen kiterjeszthetők a sztop és a legkönnyebb SUSY-részecsketömegek síkján.

A **VI. 3.** táblázatban a sötétanyag-részecskék LH-LHC-val való felfedezési tömegtartományai láthatók néhány egyszerűsített SUSY- és nem SUSY-modellre alapozva.

A sötét anyag részecskéinek nagy energiájú ütköztetőkkel való előállítására nagymértékben függhet attól, hogy milyen gyorsítókat fognak létrehozni. Ezzel kapcsolatban l. a **VI. 23.** ábrát.



VI. 22. ábra. Kizárási határok (szaggatott vonalak) és felfedezési esélyek (vastag vonalak) különböző időintegrált luminozításoknál a HL-LHC-nél. m_{sztop} a sztop részecske, m_{LSP} a legkönnyebb SUSY-részecske tömegét jelzi. Feltevés: $\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$. Campana és mtsai. [2014] alapján



VI. 23. ábra. Részecskeenergia tömegközépponti rendszerben (E) az idő függvényében létező és megvalósításra javasolt nagy energiájú ütköztetőknél. Gourlay [2017] alapján

VI. 3. táblázat. A sötétanyag-részecskék felfedezési tömeghatárai (5 σ konfidenciával) a HL-LHC-nél néhány egyszerűsített SUSY- és nem SUSY-moddal számolva. Campana és mtsai. [2014] alapján

Folyamat		$L[\text{fb}^{-1}]$	300	3000
$\tilde{\chi}_1^\pm$ [GeV]	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W \tilde{\chi}_1^0 Z \tilde{\chi}_1^0$ (ATLAS)		560	820
$\tilde{\chi}_1^\pm$ [GeV]	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W \tilde{\chi}_1^0 H \tilde{\chi}_1^0$ (ATLAS)		$<5\sigma$	800
$\tilde{\chi}_1^\pm$ [GeV]	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W \tilde{\chi}_1^0 Z \tilde{\chi}_1^0$ (CMS)		600	900
$\tilde{\chi}_1^\pm$ [GeV]	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0 \rightarrow W \tilde{\chi}_1^0 H \tilde{\chi}_1^0$ (CMS)		460	950
Sztop [TeV]	sztop párképzésben (ATLAS)		1,0	1,2
Szbottom [TeV]	szbottom párképzésben (ATLAS)		1,1	1,3
Gluinó [TeV]	gluino párképzésben, bomlás sztopba (CMS)		1,8	2,2
Könnyű szkvarc [TeV]	párképzés (ATLAS)		2,6	3,1
Gluinó [TeV]	párképzés, bomlás szkarkokba (ATLAS)		2,0	2,4
Gluinó [TeV]	párképzés, bomlás szkarkokba (CMS)		1,9	2,2
A keresés a jelzett tömegig történik				
Folyamat		$L[\text{fb}^{-1}]$	300	3000
Z' SSM [TeV]	$ee + \mu\mu$ (CMS)		5,2	6,4
$Z'\Psi$ [TeV]	$ee + \mu\mu$ (CMS)		4,6	5,7
W' SSM [TeV]	$e\nu$ (CMS)		4,8	5,9
Sötét anyag	$e\nu, \xi = -1$ Λ [TeV] (CMS)		2,6	3,7
Sötét anyag	$e\nu, \xi = 0$ Λ [TeV] (CMS)		1,8	2,4
Sötét anyag	M^* (ATLAS)		2,2	2,6
HSCP gluino [TeV]	csatolás $f=10$ (CMS)		2,1	2,5
HSCP direkt párképzés sztau [TeV] (CMS)			0,6	1,1
Top szkark [TeV]	párképzés (CMS)		1,3	1,6
95%-CL kizárási határok				
Z' SSM [TeV]	ee (ATLAS)		6,5	7,8
Kaluza–Klein gluon [TeV]	$t\bar{t}$ (ATLAS)		4,3	6,7

Keresés a jelzett tömegig, TeV-ben.

Rövidítések:

HSCP nehéz stabil töltött részecske

SSM: szekvenciális standard modell

Cai és mtsai. [2017] részletesen analizálta egy létrehozandó cirkuláris elektron-pozitron ütköztető lehetőségeit gyengén kölcsönható skalár sötét anyag felfedezésére. Azt a következtetést vonták le, hogy a felfedezés esélyei jobbak lennének, mint a jelenlegi ütköztetőknél, fel egészen a TeV-es tömegtartományig.

A vizsgálatok tétje óriási. Az univerzum tömegének ~26%-a nem barionos hideg sötét anyag, sajátságainak felderítése a 21. század egyik legfontosabb felfedezése lehet.

DUPRESS

VII. TÁBLÁZATOK

VII. 1. táblázat. Nemzetközi SI mértékegységek, átszámítások más egységekre

Mennyiség	Egység neve	Kifejezése más egységekkel	Átszámítások
SI-alapegységek			
Hosszúság	méter (m)		$1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$; $1 \text{ fm} = 10^{-15} \text{ m}$ hatáskeresztmetszet: $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$
Tömeg	kilogramm (kg)		$1 \text{ eV}/c^2 = 1,782\,661\,907\,(14) \times 10^{-36} \text{ kg}$
Idő	másodperc (s)		$1 \text{ min} = 60 \text{ s}$; $1 \text{ h} = 60 \text{ min}$, $1 \text{ d} = 24 \text{ h}$ $1 \text{ szoláris év} = 365,2422 \text{ közepes szoláris nap}$
Áramerősség	amper (A)		
Hőmérséklet	kelvin (K)		
Fényerősség	kandela (cd)		
Anyag- mennyiség	mól (mól)		
Kiegészítő SI-egységek			
Síkszög	radián (rad)		$1 \text{ rad} = 180^\circ/\pi$
Térszög	szteradián (sr)		
SI származtatott egységek			
Frekvencia	hertz (Hz)	s^{-1}	
Erő	newton (N)	$\text{m} \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2}$	
Nyomás	pascal (Pa)	N/m^2	$1 \text{ Pa} = 10^{-5} \text{ bar} = 1,0197 \times 10^{-5} \text{ at}$ $1 \text{ Pa} = 7,5 \times 10^{-3} \text{ mmHg (Torr)}$
Munka, energia	joule (J)	$\text{N} \cdot \text{m}$	$1 \text{ J} = 6,241\,509\,74(24) \times 10^{18} \text{ eV} = 10^7 \text{ erg}$ $1 \text{ MeV} = 1,602\,176\,6208(98) \times 10^{-13} \text{ J}$ $1 \text{ cal} = 4,186\,8 \text{ J}$
hőmennyiség			
Teljesítmény	watt (W)	J/s	
Elektromos töltés	coulomb (C)	$\text{A} \cdot \text{s}$	$1 \text{ C} = 2,997\,924\,58 \times 10^9 \text{ el. sztat. egység}$
Elektromos feszültség, potenciál	volt (V)	W/A , J/C	
Kapacitás	fárad (F)	$\text{A} \cdot \text{s}/\text{V}$	
Ellenállás	ohm (Ω)	V/A	
Elektromos vezetés	siemens (S)	A/V	
Mágneses fluxus	weber (Wb)	$\text{V} \cdot \text{s}$	
Induktivitás	henry (H)	$\text{V} \cdot \text{s}/\text{A}$	
Mágneses indukció	tesla (T)	Wb/m^2	$1 \text{ T} = 10^4 \text{ G (gauss)}$
Fényáram	lumen (lm)	$\text{cd} \cdot \text{sr}$	
Megvilágítás	lux (lx)	lm/m^2	
Aktivitás	becquerel (Bq)	s^{-1}	$1 \text{ Bq} = 2,702\,702\,7 \times 10^{-11} \text{ Ci}$ $1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ bomlás/s}$ $1 \text{ R} = 10^6 \text{ bomlás/s}$ $1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$
Elnyelt dózis	gray (Gy)	J/kg	
Dózisegyenérték	sievert (sv)	J/kg	$1 \text{ J}/\text{kg} = 100 \text{ rem}$

VII. 2. táblázat. SI-előtétszavak

Előtétszó	Jele	Szorzó	Előtétszó	Jele	Szorzó
yotta	Y	10^{24}			
zetta	Z	10^{21}			
exa	E	10^{18}	deci	d	10^{-1}
peta	P	10^{15}	centi	c	10^{-2}
tera	T	10^{12}	milli	m	10^{-3}
giga	G	10^9	mikro	μ	10^{-6}
mega	M	10^6	nano	n	10^{-9}
kilo	k	10^3	piko	p	10^{-12}
hekto	h	10^2	femto	f	10^{-15}
deka	da	10^1	atto	a	10^{-18}
			zepto	z	10^{-21}
			yokto	y	10^{-24}

VII. 3. táblázat. Alapvető fizikai állandók

Univerzális állandók			
Fénysebesség vákuumban	c	299 792 458 (pontos)	ms^{-1}
Vákuum mágneses permeabilitás	μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$ (pontos)	NA^{-2}
Dielekromos állandó, $1/\mu_0 c^2$ (Vákuum permittivitása)	ϵ_0	8,854 187 817...	$10^{-12} \text{F}\cdot\text{m}^{-1}$
Planck állandó	h	6,626 070 040(81)	$10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$
$h/2\pi$	\hbar	1,054 571 800(13)	$10^{-34} \text{J}\cdot\text{s}$
		6,582 119 514(40)	$10^{-22} \text{MeV}\cdot\text{s}$
	$\hbar c$	197,326 978 8(12)	$\text{MeV}\cdot\text{fm}$
	$(\hbar c)^2$	0,389 379 365 6(48)	$\text{GeV}^2 \text{mbarn}$
Tömegek			
Elektron	m_e	9,109 383 56(11)	10^{-31}kg
		0,510 998 946 1(31)	MeV/c^2
Proton	m_p	1,672 621 898(21)	10^{-27}kg
		938,272 0813(58)	MeV/c^2
		1,007 276 466 879(91)	u
Deuteron	m_d	1875,612 928(12)	MeV/c^2
Atomi tömegegység $m_u = m(^{12}\text{C})/12$		1,660 539 040(20)	10^{-27}kg
		931,494 095 4(57)	MeV/c^2
Fizikai állandók			
Elemi töltés	e	1,602 176 620 8(98)	10^{-19}C
Finomszerkezeti állandó	$\alpha = e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c)$	7,297 352 5664(17)	10^{-3}
	α^{-1}	137,035 999 139(31) *	
Bohr-sugár, $r_e \alpha^{-2}$	a_∞	0,529 177 210 67(12)	10^{-10}m
Bohr-magneton, $e \hbar /2m_e$	μ_B	5,788 381 801 2(26)	$10^{-5} \text{eV}\cdot\text{T}^{-1}$
Magmagneton, $e \hbar /2m_p$	μ_N	3,152 451 255 0(15)	$10^{-8} \text{eV}\cdot\text{T}^{-1}$
Avogadro-állandó	$N_{A, L}$	6,022 140 857(74)	10^{23}mol^{-1}
Boltzmann-állandó, R/N_A	k	1,380 648 52(79)	$10^{-23} \text{J}\cdot\text{K}^{-1}$
		8,617 330 3(50)	$10^{-5} \text{eV}\cdot\text{K}^{-1}$
kT 300 K –nél		$[38,681 740(22)]^{-1}$	eV
0C^0		273,15	K
Részecskefizikai állandók			
Fermi csatolási állandó	$G_F/(\hbar c)^3$	1,166 3787(6)	10^{-5}GeV^{-2}
Gyenge keveredési szög ***	$\sin^2 \hat{\theta} (M_Z)$	0,231 29(5)	
W^\pm bozon tömege	m_W	80,385(15)	GeV/c^2
Z^0 bozon tömege	m_Z	91,187 6(21)	GeV/c^2
Erős csatolási állandó	$\alpha_s(m_Z)$	0,118 2(12)	
Gravitációs állandó **	G_N	6,674 08(31)	$10^{-11} \text{m}^3\text{kg}^{-1}\text{s}^{-2}$
		6,708 61(31)	$10^{-39} \hbar c (\text{GeV}/c^2)^{-2}$

Méter az az úthossz, amit a fény vákuumban $1/299\,792\,458$ s alatt megtesz.

* $Q^2 = 0$ -nál. $Q^2 \approx m_W^2$ -nél az érték $\sim 1/128$.

** A G_N abszolút laboratóriumi mérése csak ~ 1 cm-től 1 m távolságtartományig történt.

*** A renormálás ún. minimális levonási sémájában (\overline{MS}). Az effektív szögnek megfelel: $\sin^2 \theta = 0,231\,55(5)$.

A táblázat adatai P. J. Mohr és D. B. Newell összefoglalóján alapulnak. L. [Particle Data Group 2016, 119. old.]

A zárójelbe tett számok az adatok után az 1 standard eltérés bizonytalanságot jelentik az utolsó számjegyekben.

VII. 4. táblázat. A leptonok jellemző adatai

Közös sajátosságok: spin: $\frac{1}{2}$, barionszám: 0, az elektromos töltés az e^- , μ^- és τ^- részecskékre $-1 e$

Család	Nyug. energia (MeV)	Közepes élettartam (τ)	Bomlás- módok	Elágazás (%)	Mágneses nyomaték anomália (a) $a \equiv (g - 2)/2$
1) e^- ν_e **	0,510 998 9461(31)	$> 4,6 \times 10^{26}$ év			$a = 1159,652\ 180\ 91(26) \times 10^{-6}$
2) μ^- ν_μ **	105,658 3745 (24)	$2,196\ 9811(22) \times 10^{-6}$ s	$e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu^*$	~ 100	$a = 1165,92\ 09(6) \times 10^{-6}$
3) τ^- ν_τ **	1776,86 (12)	$290,3(0,5) \times 10^{-15}$ s	$\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau^*$ $e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau^*$ sokféle hadronikus	17,39(4) 17,82(4)	$0,013 > a > -0,052$

Az adatok forrása: Particle Data Group [2016].

* A μ^+ (és τ^+) bomlásmódjai töltéskonjugáltak a μ^- (ill. τ^-) bomlásmódjaihoz viszonyítva.

** Az elektron-, müon- és tauneutrínók tömegei keverékei a neutrínó tömegsajátértékeknek. A trícium bomlásából a $\bar{\nu}_e$ neutrínó tömegére < 2 eV felső határt határoztak meg.

Béta-neutrínónak (ν_e) nevezzük azt a neutrínót, ami a β^+ -bomlásban lép fel, béta-antineutrínónak ($\bar{\nu}_e$) pedig a β^- -bomlásban fellépőt. Hasonlóan müonneutrínó (ν_μ) a π^+ -bomlásban, müonantineutrínó ($\bar{\nu}_\mu$) pedig a π^- -bomlásban lép fel.

Az antileptonok nyugalmi energiája és élettartama pontosan olyan, mint a leptonoké, de ellentétes előjelű az elektromos töltés, leptonszám, mágneses nyomaték. Nyugalmi állapotban az elektron és pozitron paritása ellentétes, de a leptonoknál nem adnak meg paritásokat.

VII. 5. táblázat. A kvarkok jellemző adatai

Közös sajátágok: spin: $\frac{1}{2}$; paritás: pozitív a kvarkoknál (megegyezés szerint) és negatív az antikvarkoknál;
additív barionszám: $B = 1/3$ a kvarkoknál, $B = -1/3$ az antikvarkoknál

Család	Szín ^Δ	Nyugalmi energia ^{ΔΔ} (MeV)	Elektromos töltés, Q (e)	Izospin		A kvarkkizetek kvantumszámái				
				I	I _z	S'	C'	B'	T'	
1) d	r, g, b	4,7 + 0,5 – 0,4	-1/3	$\frac{1}{2}$	-1/2	0	0	0	0	0
u	r, g, b	2,2 + 0,6 – 0,4	+2/3	$\frac{1}{2}$	+1/2	0	0	0	0	0
2) s	r, g, b	96 + 8 – 4	-1/3	0	0	-1	0	0	0	0
c	r, g, b	1270 ± 30	+2/3	0	0	0	+1	0	0	0
3) b	r, g, b	4180 + 40 – 30	-1/3	0	0	0	0	-1	0	0
t	r, g, b	173210 ± 510 ± 710	+2/3	0	0	0	0	0	0	+1

A t-kvark $\Gamma = 1,4+0,19-0,15$ teljes szélességgel bomlik. Az elágazási arányok:

t → Wq (q= b, s, d)
 → Wb
 → $l\nu_l$ bármely $\Gamma_l/\Gamma = (9,4 \pm 2,4)\%$ $l = e$ vagy μ , nem a kettő összege
 → $e\nu_e b$ (13,3 ± 0,6)%
 → $\mu\nu_\mu b$ (13,4 ± 0,6)%
 → $q\bar{q}b$ (66,5 ± 1,4)%
 → γq (q= u, c) $< 5,9 \times 10^{-3}$
 → Zq (q= u, c) $< 5 \times 10^{-4}$

Δ r, g, b az angol red, green, blue kezdőbetűi; az antikvarkoknak antiszínei vannak: $\bar{r}, \bar{g}, \bar{b}$.

ΔΔ Particle Data Group [2016] alapján.

A kvantumszámok az általánosított Gell-Mann–Nishijima-formula szerint kapcsolatban vannak egymással:

$$Q = I_z + \frac{B + S' + C' + B' + T'}{2}.$$

Megegyezés szerint a kvarkiz kvantumszámoknak (I_z , S' ritkaság, C' báj, B' alsó, T' felső) ugyanaz az előjele, mint a Q töltésé.

Az antikvarkoknak a tömege és spinje ugyanaz, mint a kvarkoké, de a töltésük, ízkvantumszámuk és színük ellentétes. Így pl. a K^+ -mezon ($u\bar{s}$) ritkasága +1.

VII. 6. táblázat. Térkvantumok

Név	J^{PC}	Izospin (I)	Nyug. energia (GeV)	Teljes szélesség (Γ , GeV)	Bomlás	Elágazás (Γ_i / Γ) (%)
Foton, γ	1^{--}	0, 1	$< 1 \times 10^{-27}$	stabil		
Gluon, g_i ($i = 1, \dots, 8$)	1^-	0	0			
Graviton	2		$< 6 \times 10^{-41}$			
Gyenge bozon W	1		80,385(15)	2,085(42)	W ⁺ -ra *	
					e ⁺ ν	10,71(16)
					$\mu^+\nu$	10,63(15)
					$\tau^+\nu$	11,38(21)
					hadronok	67,41(27)
Z ⁰	1		91,1876(21)	2,4952(23)	e ⁻ e ⁺	3,363(4)
					$\mu^+\mu^-$	3,366(7)
					$\tau^+\tau^-$	3,370(8)
					hadronok	69,91(6)
					láthatatlan	20,00(6)
Higgs-bozon H ⁰	0		125,09 \pm 0,24	< 1,7	$\mu\tau$	<1,51 %
					láthatatlan	< 58%

Az adatok forrása: Particle Data Group [2016]: Chin. Phys. C40, 10 0001.

* W⁻-ra a megfelelő töltéskonjugált bomlasmódok lépnek fel.

VII. 7. táblázat. Néhány asztrofizikai állandó és paraméter
(Groom, D. E. [Particle Data Group 2016] alapján)

Mennyiség	Szimbólum	Érték
Hubble-hossz	c/H_0	$1,374(18) \times 10^{26}$ m
Parsec (1AU/arc sec)	pc	$3,085\,677\,581\,49 \times 10^{16}$ m = 3,262...ly
Fényév (helytelenített egység)	ly	$0,306\,6... \text{ pc} = 0,946\,053... \times 10^{16}$ m
Jelenlegi kozmikus háttersugárzás hőmérséklete	T_0	2,7255(6) K
Kozm. mikrohullámú háttér- fotonok számsűrűsége	n_γ	$410,7(T/2,7255)^3 \text{ cm}^{-3}$
Jelenlegi Hubble-expanziószám	H_0	$100 \text{ h km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = \text{h} \times (9,777\,752 \text{ Gyr})^{-1}$
Skálafaktor a Hubble- expanzióarányhoz	h	0,678(9)
Az Univerzum kritikus sűrűsége	$\rho_0 = 3H_0^2/8\pi G_N$	$1,878\,40(9) \times 10^{29} \text{ h}^2 \text{ g cm}^{-3} =$ $1,053\,71(5) \times 10^{-5} \text{ h}^2 (\text{GeV}/c^2) \text{ cm}^{-3}$
Az Univerzum barionsűrűsége	$\Omega_b = \rho_b/\rho_{\text{crit}}$	$0,022\,26(23) \text{ h}^{-2} \approx 0,0484(10)$
Az Univerzum hideg sötét anyag sűrűsége (SA = CDM)	$\Omega_{\text{CDM}} = \rho_{\text{CDM}}/\rho_{\text{crit}}$ $\Omega_{\text{SA}} = \Omega_m - \Omega_b$	0,258(11)
Az Univerzum sugárzási sűrűsége	$\Omega_\gamma = \rho_\gamma/\rho_{\text{crit}}$	$5,38(13) \times 10^{-5}$
Az Univerzum neutrínósűrűsége	Ω_ν	$< 0,016$ (Planck CMB); $\geq 0,0012$ mixing
Sötét energia sűrűsége	Ω_Λ	$0,692 \pm 0,012$
Barion/foton arány	$\eta = n_b/n_\gamma$	$5,8 \times 10^{-10} \leq \eta \leq 6,6 \times 10^{-10}$ (95% CL)
Barionok számsűrűsége	n_b	$2,503(26) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-3}$
A sötétenergia-egyenlet állapotparamétere	ω	$-0,97 \pm 0,05$
Az Univerzum életkora	t_0	$13,80 \pm 0,04 \text{ Gyr}$
$\Omega_\nu = \text{h}^{-2} \sum m_\nu / 93,04 \text{ eV}$		

IRODALOM

Összefoglaló munkák

- Bettini, A. 2008: *Introduction to elementary particle physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Close, F. 2012: *Neutrino* (Oxford Univ. Press).
- Dissertori, G., Knowless, I. G., Schmelling, M. 2003 (reprinted 2010): *Quantum chromodynamics* (Oxford Univ. Press, Oxford).
- Fayyazuddin and Riazuddin 2012: *A modern introduction to particle physics* 3rd ed. (World Sci., Singapore).
- Fényes T. és mtsai. 2009: *Atommagfizika I.* Második, korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).
- Fényes T. 2013: *Részecskék és kölcsönhatásaik*, 3. korszerűsített kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen).
- Giunti, C., Kim Chung, W. 2007: *Fundamentals of neutrino physics and astrophysics* (Oxford Univ. Press).
- Mohapatra, R. N., Pal, P. B. 2004: *Massive neutrinos in physics and astrophysics* (World Sci., Singapore).
- NuPECC Long range plan 2017: *Perspectives in nuclear physics*; nupecc.org/pub/lrp/2017.pdf.
- Particle Data Group 2004: *Review of particle physics*, *Phys. Lett. B* 592, 1.
- Particle Data Group 2006: *Review of particle physics*, *J. Phys. G* 33, 1.
- Particle Data Group 2008: *Review of particle physics*, *Phys. Lett.* 667, 1.
- Particle Data Group 2010: *Review of particle physics*, *J. Phys. G* 37, 075 021.
- Particle Data Group 2012: *Review of particle physics*, *Phys. Rev. D* 86, 010001.
- Particle Data Group 2014: *Review of particle physics*, *Chinese Physics C* 38, 090 001.
- Particle Data Group 2016: *Review of particle physics*, *Chinese Physics C* 40, 100 001.
- Suzuki, Y., Nakahata, M., Itow, Y., Shiozawa, M., Obayashi, Y. eds. 2004: *Neutrino oscillations and their origin* (Univ. of Tokyo, Japan).
- Thomson, M. 2013: *Modern particle physics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Zuber, K. 2012: *Neutrino physics*, 2nd ed. (CRC Press, Taylor and Francis).

Hivatkozások

- Aad, G. et al. (ATLAS Collab.) 2014: *JHEP* 1409, 037; arXiv: 0407.7494.
- Aartsen, M. G. et al. (IceCube Collab.) 2013: *Phys. Rev. Lett.* 110, 131 302.
- Aartsen, M. G. et al. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 5.
- Aartsen, M. G. et al. (IceCube Collab.) 2014: *Phys. Rev. Lett.* 113, 101 101.
- Abe, Y. et al. 2014: *JHEP* 1014, 086.
- Abe, K. et al. 2017: *Phys. Rev. D* 96, 011 102 (R).
- Abramowski, A. et al. (HESS Collab.) 2013: *Phys. Rev. Lett.* 110, 041 301; arXiv:1301.1173.
- Adamson, P. et al. 2008: *Phys. Rev. D* 77, 072 002 és *Phys. Rev. Lett.* 101, 131 802.
- Adamson, P. et al. 2011: *Phys. Rev. Lett.* 106, 181 801.
- Adamson, P. et al. (MINOS Collab.) 2014: *Phys. Rev. Lett.* 112, 191 801.
- Adriani, O. et al. (PAMELA Collab.) 2009: *Nature* 458, 607.
- Adrián-Martínez, S. 2016: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43, 084 001.
- Agafanova, N. et al. 2013: *JHEP* 1307, 004 és 1307, 085.
- Agostini, M. et al. (Borexino Collab.) 2015: *Phys. Rev. D* 92, 031 101.
- Aharmin, B. et al. 2005: *Phys. Rev. C* 72, 055 502.
- Ahmad, Q. R. et al. 2001: *Phys. Rev. Lett.* 87, 071301.
- Ahn, M. H. et al. 2006: *Phys. Rev. D* 74, 072 003.
- Akerib, D. S. et al. 2017: arXiv:1608.07648v3 [astro-ph.CO].
- Aliotta, M. 2012: *Nucl. Phys. News* 22, No. 2, 13.
- Allday, J. 2002: *Quarks, leptons and Big Bang*, 2nd ed. (Inst. Phys. Publ. Bristol).
- An, F. P. et al. [JUNO Collab.] 2016: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43, No.3, 1.
- An, F., P. et al. 2015: *Phys. Rev. Lett.* 115, 111 802.
- Antonello, M. et al. 2013: *Eur. Phys. J. C* 73, 2345 és 2599.
- Antusch, S. et al. 2017: *Int. J. Mod. Phys. A* 32, 175 0078.
- Armbruster, B. et al. 2002: *Phys. Rev. D* 65, 112 001.
- Arnold, R. et al. 2017: *Phys. Rev. Lett.* 119, 041 801.
- Astier, P. et al. 2003: *Phys. Lett. B* 570, 19.
- ATLAS Collab. 2008: *Experimental performance of the ATLAS experiment*, vol. III. CERN-OPEN 2008-020.
- Bahcall, J. 1989: *Neutrino astrophysics* (Cambridge Univ. Press, Cambridge).
- Bandyopadhyay, A. et al. 2009: *Rep. Progr. Phys.* 72, No. 10, 106 201.
- Barabash, A., Piquemal, F. 2013: *Nucl. Phys. News*, 23, No. 3, 12.
- Barr, G. D. et al. 2004: *Phys. Rev. D* 70, 023 006.

- Bartoszek, L. et al. 2015: *Mu2e Technical Design Report*, arXiv:1501:1501.05241 [physics.ins-det].
- Battistoni G. et al. 2003: *Astropart. Phys.* 19, 269.
- Baudis, L. 2017: CERN Courier, March, p. 35.
- Bednyakov, V. A. 2016: ECHAYA 47, No. 5, 1316.
- Bellini, G., Ianni, A., Mantovani, F. 2011: *CERN Courier*, április, 19.
- Bellini, G. et al. (Borexino Collab.) 2013: *Phys. Lett. B* 722, 295.
- Bemporad, C., Gratta, G., Vogel, P. 2002: *Rev. Mod. Phys.* 74, 292.
- Benhar, O. et al. 2017: *Phys. Rep.* 700, 1.
- Bernabei, R. et al. (DAMA Collab.) 2010: *Eur. Phys. J. C* 67, 39.
- Bernard, L., Blanchet, L. 2015: *Phys. Rev. D* 91, 1035 36.
- Bertone, G., Hooper, D., Silk, J. 2005: *Phys. Rep.* 405, 279.
- Bertone, G., Hooper, D. 2016: arXiv: 1605.04909; *CERN Courier* 2017, May, p. 27.
- Biassoni, M., Cremonesi, O. 2016: *Nucl. Phys. News* 26, No. 1, p. 12.
- Bilenky, S. M. 2010: *Particles and Nuclei (ECHAYA)* 41, No. 5, 1287.
- Billard, J. et al. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 10, 105 101.
- Boyarsky, A., Ruchayskiy, O., Shaposhnikov, M. 2009: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 59, 191.
- Bringmann, T., Weniger, C. 2012: *Phys. Dark Univ.* 1, p. 194; arXiv: 1208.5481.
- Browder, T. et al. 2016: *CERN Courier*, Sept., p. 32.
- Buen-Abad, M. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 92, 023 531.
- Cai, C. et al. 2017: *Nucl. Phys. B* 924, 128.
- Calore, F. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 91, No. 6, p. 063003; arXiv: 1411.4647.
- Campana, P., Klute, M., Wells, P. S. 2016: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 66, 273.
- Carr, J. 2011: *Fiz. Szemle* LXI, No. 3, 73.
- Chalmers, M. Pandolfi, S. 2016: *CERN Courier*, July, p. 21.
- Choi, J. H. et al. 2016: *Phys. Rev. Lett.* 116, 211 801.
- Choubey, S. et al. IDS-NF Collab. 2011: arXiv:1112.2853 [hep-ex].
- Clesse, S., Garcia-Bellido, J. 2015: *Phys. Rev. D*, 92, No. 2, Article No. 2, 023 524
- és Sci. Am.* 2017: July, p. 31.
- CMS Collab. 2015: *Eur. Phys. J. C* 75235.
- Conrad, J. M., Louis, W. C., Shaevitz, M. H. 2013: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, 45.
- Csikai, J., Szalay, A. 1957: *Int. Conf. on mesons and recently discovered particles, Padova-Venezia (Ciclografia Borghero, Padova, IV-8.)*.
- Cui, Y. G. et al. 2009: *COMET Conceptual Design Report KEK-2009-10*.

- Cushman, P. et al. (DMDD Working Group Collab.) *Wimp Dark Matter Direct Detection*, *arXiv*: 1310.8327.
- Dayan, T. et al. 2014: *arXiv*: 1402.6703.
- Del Rosso, A. 2012: *CERN Courier*, June, p. 22.
- De Groot, J. G. et al. 1979: *Z. Phys.* C1, 143.
- Dietrich, J. P. et al. 2012: *Nature*, 487, 202.
- Domogatsky, G. 2015: *CERN Courier*, July, p. 23.
- Drees, M., Garbier, G. (Particle Data Group) 2016: *Rev. Part. Phys., Chin. Phys.* C40, 100 001.
- Dutta, D., Ghoshal, P., Roy, S. 2017: *Nucl. Phys. B.* 920, 385.
- Dydak, F. et al. 1984: *Phys. Lett. B* 134, 281.
- Ellis, J. 2016: *CERN Courier*, Dec. p. 31.
- Elsener, H., Sutton, Ch. 2004: *CERN Courier*, October, p. 27.
- Enomoto, S. et al. 2005: *eprint hep-ph/050 8049*.
- Esfahani, A. A. et al. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 5.
- Feldmann, R., Spolyar, D. 2015: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 446, p. 1000; *arXiv*: 1310.2243.
- Feng, J. L. et al. 2016: *Phys. Rev. Lett.* 117, 071 803.
- Fényes T. és mtsai. 2009: *Atommagfizika I*, 2. kiadás (Debreceni Egyetemi Kiadó).
- Fényes T. 2013: *Részecskék és kölcsönhatásaik*, 3. kiadás (Debr. Egyet. Kiadó).
- Fermi, E. 1934: *Z. Phys.* 68, 161.
- Feynman, R. P., Gell-Mann M. 1958: *Phys. Rev.* 109, 193.
- Fink, D. et al. 2012: *Phys. Rev. Lett.* 108, 062 502.
- Fiorentini, G., Lissia, M., Mantovani, F. 2007: *Geo-neutrinos and earth's interior*, *Phys. Rep.* 453, 117.
- Flaminio, V. et al. 2017: *Adv. High Energy Phys.* 2017: ID 659 0489.
- Fornal, B. et al. 2017: *Phys. Rev. D* 96, 135 001.
- Fu, C. et al. 2017: *Phys. Rev. Lett.* 118, 071 301.
- Fukasawa, S., Ghosh, M., Yasuda, O. 2017: *Nucl. Phys. B* 918, 337.
- Fukugita, M., Yanagida, T. 1986: *Phys. Lett.* 174, 45.
- Gaisser, T., Halzen, F. 2014: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 64, 1.
- Gando, A., et al. KamLAND Collab. 2011: *Phys. Rev. D* 83, 052 002.
- Gariazzo, S. et al. 2017: *Phys. Rev. D* 96, 043 501.

- Geer, S. 2009: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 59, 347.
- Giunti, C. et al. 2013: *Phys. Rev. D* 88, 073 008.
- Glashow, S. L. 1961: *Nucl. Phys.* 22, 579.
- Glenzinski, D., Miller, J. 2015: *CERN Courier*, June, p. 17.
- Goldhaber, M., Grodzins, L., Sunyar, A. W. 1958: *Phys. Rev.* 109, 1015.
- Gonzalez-Garcia, M. C., Maltoni, M. 2008: *Phenomenology with massive neutrinos*, *Phys. Rep.* 460, 1.
- Goswami, S. et al. 2005: *Nucl. Phys. (Proc. Supp.)* B143, 121.
- Gourlay, S. 2017: *CERN Courier*, September, p. 17.
- Gouvêa, A., Saoulidou, N. 2010: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 60, 513.
- Green, A. M. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 8, 084 001.
- Halzen, F. 2001: *Icebound neutrinos*, *Nucl. Phys. News* 11, No. 3, 30.
- Halzen, F., Klein, S. 2011: *CERN Courier*, március, 28.
- Halzen, F., Klein, S. 2014: *CERN Courier*, December, p. 30.
- Halzen, F. 2017: *Nature Phys.* 13, 232.
- Hasert, F. L. et al. 1973: *Phys. Lett. B* 46, 138.
- Hochberg, Y. et al. 2014: *Phys. Rev. Lett.* 113, 171 301.
- Honda, M. et al. 2015: *Phys. Rev. D* 92, 023 004.
- Horváth D., Nagy S., Nándori I., Trócsányi Z. 2012: *Fiz. Szemle* LXII, No. 5, 145.
- Ianni, A. 2015: *CERN Courier*, November, p. 29.
- Ianni, A. 2017: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 94, 257.
- Ibarra, A. et al. 2014: *Phys. Rev. D* 89, 063539.
- Jentschura, U., Nándori, I., Ehrlich, R. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 10, 105 201.
- Jia, L-B, Li, X-Q 2016: *Eur. Phys. J. C* 76, 706.
- Jocher, G. R. et al. 2013: *Phys. Rep.* 527, 131.
- Jung, C. K. et al. 2001: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 51, 451.
- Kaluza, T. 1921: *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Mat. Phys.)* 1921, 966.
- Kamada, K., Naki, Y. 2017: *Phys. Rev. D* 96, 023 537.
- Kamada, A. et al. 2017: *Phys. Rev. Lett.* 119, 111 102.
- Kane, G. 2003: *The dawn of physics beyond standard model*, *Sci. Am.* 288.58.
- Kannike, K. et al. 2017: *Nucl. Phys. B* 918, 162.
- Katz, U., Spiering, C. 2012: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 67, 651.

- King, S. F. 2013: *Phys. Lett. B* 724, 92.
- King, S. F., Luhn, C. 2013: *Rep. Prog. Phys.* 76, 056 201.
- King, S. F. 2017: *Progr. Part. Nucl. Phys.* 94, 217.
- Kitahara, T., Yamamoto, V. 2017: *Phys. Rev. D* 95, 015 008.
- Klein, O. 1926: *Z. Phys.* 37, 985.
- Kohri, K. et al. 2016: *Prog. Theor. Exp. Phys.* 021E01.
- Kopp, J. et al. 2013: *JHEP* 1305, 050.
- Kopp, J. 2013: *Phys. Rev. D* 88, 076 013.
- Kozaczuk, J. et al. 2017: *Phys. Rev. D* 95, 115 024.
- Krasznahorkay A. és mtsai. 2016: *Observation of anomalous internal pair creation in ^8Be : a possible indication of a light neutral boson*, *Phys. Rev. Lett.* 116, 042 501.
- Krasznahorkay, A. et al. 2017: 55th *Int. Winter Meeting on Nuclear Physics*, 23–27 January, 2017. Bormio, Italy. EPJ Web of Conf. 2017: 137,08010 és 142,01019.
- Kuzminov, V., Troitsky, S. 2017: *CERN Courier*, June, 39.
- Langacker, P. 2012: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 62, 215.
- Lee, T. D., Yang, C. N. 1956: *Phys. Rev.* 104, 254.
- Leitner, R., Vorobel, V. 2012: *Nucl. Phys. News* 22, No. 2, 28.
- Lindroos, M., Mezzetto, M. 2010: *Beta beams: neutrino beams* (Imperial College Press); *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2010: 60, 299.
- Livio, M., Silk, J. 2014: *Nature* 907, 29.
- Long, K. 2012: *CERN Courier*, May, 17.
- Long, K., Roser, R. 2015: *CERN Courier*, April, p. 20.
- Lundberg, B., Niwa, K., Paolone, V. 2003: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 53, 199.
- Maki, Z., Nakagawa, M., Sakata, S. 1962: *Progr. Part. Nucl. Phys.* 28, 870.
- Manno, I. 2011: *Fiz. Szemle*, No. 2, 43.
- McDonald, A. B., Klein, J. R., Wark, D. L. 2003: *Solving the solar neutrino problem*, *Sci. Am.* 288, 22.
- Meroni, E., Zavatarelli, S. 2016: *Nucl. Phys. News* 26, No. 3, p. 21.
- Messier, M., Vahle, P. 2014: *CERN Courier*, július, 31. o.
- Michael, D. G. et al. 2006: *Phys. Rev. Lett.* 97, 191 801.
- Mikheyev, S. P., Smirnov, A. Y. 1986: *Nouv. Cim.* 9 C, 17.
- Milgrom, M. 2015: *Can. J. Phys.* 93, 107.
- Mohapatra, R. N. et al. 2007: *Theory of neutrinos: a white paper*, *Rep. Progr. Phys.*, 70, 1757.
- Moreno, O. et al. 2016: *Adv. High Energy Phys.* 2016, ID 631 8102.
- Murphy, A., Paling, S. 2012: *Nucl. Phys. News*, 22, No. 1, 19.

- Nakamura, S. X. et al. 2017: *Rep. Progr. Phys.* 80, No. 5.
- Ohlsson, T. 2013: *Rep. Prog. Phys.* 76, 044 201.
- Okabe, N. et al. 2013: *Ap J Lett.* 769, L. 35.
- Pape, L., Treille, D. 2006: *Supersymmetry facing experiment: much ado about nothing (yet)*. *Rep. Prog. Phys.* 69, 2843.
- Particle Data Group: *Review of Part. Phys.* 2016: *Chin. Phys. C* 40, 100 001.
- Patra, S., et al. 2017: *Nucl. Phys. B* 9178, 317.
- Patterson, R., Shanahan, P. 2016: *CERN Courier*, July, p. 12.
- Perl, M. L. et al. 1975: *Phys. Rev. Lett.* 35, 1489.
- Piquemal, F., Thomas, J. 2012: *CERN Courier*, Jan./Febr., p. 28.
- Pontecorvo, B. 1957: *Zs. Ekszp. Tyeor. Fiz.* bf 33, 549; 1958: 34, 247.
- Reines, F., Cowan, C. L. 1953: *Phys. Rev.* 92, 830. 1959: *Phys. Rev.* 113, 273.
- Rubbia, C. 2011: *CERN Courier*, July
- Rubbia, A., Thomson, M. 2015: *CERN Courier*, December, p. 19.
- Saakyan, R. 2013: *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 63, 503.
- Salam, A. 1968: *Proc. of Eight Nobel Symp.* (Ed. Svartholm, N.) N. Y.: Wiley-Intersci.
- Schmitz, D., Bass, M. 2017: *CERN Courier*, June, 25.
- Seto, O., Shimomura, T. 2017: *Phys. Rev. D* 95, 095 032.
- Shin, J. W. et al. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 9, 09LT01.
- Spooner, N. 2008: *Nucl. Phys. News* 18, No.4, 13.
- Sudarshan, E. C. G., Marshak, R. E. 1958: *Phys. Rev.* 109, 1860
- 't Hooft, G. 1971: *Nucl. Phys. B* 35, 1967.
- Ting, S. 2016: *CERN Courier*, Dec., p. 26.
- Tolich, N. R. 2008: *Nucl. Phys. News*, 18, No. 3, 14.
- Vannucci, F. 2017: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 95, July, 1.
- Vergados, J. D., Ejiri, H., Šimkovic, F. 2012: *Rep. Prog. Phys.* 75, 106 301.
- Vergados, J. D. Semertzidis, Y. K. 2017: *Nucl. Phys. B* 915, 10.
- Verma, S. 2012: *Phys. Lett. B* 714, 92.
- Visinelli, L. 2017: *Phys. Rev. D* 96, 023 013.
- Volkas, R. 2017: *Int. J. Mod. Phys. A* 32, 174 2001.

- Wang, H-X. et al. 2017: *Nucl. Phys. B* 918, 245.
- Wang, L., Mei, D-M. 2017: *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44, No. 5.
- Wark, D. 2009: *Nucl. Phys. News* 19, No. 4, 26.
- Weinberg, S. 1967: *Phys. Rev. Lett.* 19, 1264.
- Weinberg, S. 1999: *A unified physics by 2050; Sci. Am.* December 1999, 36.
- Wolfenstein, L. 1978: *Phys. Rev. D* 17, 2369.
- Wu, C. S. et al. 1957: *Phys. Rev.* 105, 1413.
- Zhang, J., Zhou, S. 2017: *Int. J. Mod. Phys. A* 32, 174 2004.
- Zimmermann, N. (AMS Collab.) 2017: *EPS HEP*, Venice.

DUPRESS

TÁRGYMUTATÓ

ALICE-detektor 82

AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array) 80

AMS (α magnetic spectrometer) 111

ANTARES-neutrínóteleszkóp 81

antineutrínók túlélési valószínűsége 32

atmoszferikus neutrínók 18

axion 86, 113–114

Bajkál-tóba telepített Cserenkov-detektor 78–79

Baksan Neutrínó Obszervatórium 65

BEST-kísérlet 65

 β -bomlás elmélete 11 β -nyalábok (a neutrínók előállítására) 67–68

Borexino-detektor 74, 76

Boulby bánya 101

Canfranc Földalatti Laboratórium 77, 104

CAST (CERN Axion Solar Telescope) 113

CDNSW-kísérlet 53

CERN-ALICE-detektor 82

Chooz reaktor 33

CNGS (CERN Neutrinos Gran Sasso) program 34

COMET-program 58

COURE-program 43

CRES (Ciklotron Radiációs Emissziós Spektroszkópia) 39

CTA (Cherenkov Telescope Array) 109

DAMA/LIBRA együttműködés 95, 97

DarkSide detektor 102

DARWIN obszervatórium 103

Daya Bay – eredmény 44

– program 33

- D-CHOOZ-program 33
DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment) 61
- ELBNF (Experiment at the Long Baseline Neutrino Facility) 61**
elektromágneses és gyenge kölcsönhatás egyesített elmélete 12
elektronneutrínók 11
EMC-effektus 60
Európai Spallációs Forrás 31
EXO ¹³⁶Xe detektor 43
- Fermi-LAT (large area telescope) 109**
- GAIA űrteleszkóp 110**
GALLEX-kísérlet 53
Gamma-400 γ -sugár-teleszkóp 109
Gargamelle buborékkamra 12
geoneutrínók 73
GERDA-program 43
Globális Neutrínó Hálózat (GNNetwork) 82
gravitációs fényelhajlás 84–85
gyenge kölcsönhatáson alapuló folyamatok univerzális leírása 12
gyorsítókkal előállított neutrínók 20, 30
- HESS (high energy stereoscopic system) 109**
hierarchiaprobléma 91
Higgs-mechanizmus 44
Hyper-Kamiokande-detektor 57
- ICARUS – folyékony Ar időprojekciós kamra 34**
– kísérlet 53
IceCube detector 80, 110
IDS-NF (International Design Study for Neutrino Factory) 71
ISS (International Space Station) 111
- JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) 66**
- Kaluza-Klein-féle sötét anyag 87**
KamLAND - program 32
– detektor 43, 73, 75
Karmen-kísérlet 53
kettős β -bomlás 40
kísérletek reaktor-antineutrínókkal 32

KM3NeT-program 82
kozmikus – neutrínók 78
– sugárzás 19
kozmológiai határ a neutrínótömegekre 39
kriogéndetektor 94

LENA – program 77

lepton- és kvarkcsaládok száma 13
libikókamodell 44
LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector) 53

MAJORANA – DETECTOR 43

MICE 71
Mikheyev–Smirnov–Wolfenstein-effektus 26
MINERVA – detektor 59
– program 59
MiniBooNE, MicroBooNE programok 53, 50
MINOS-detektor 20, 59, 77
MOND (MÓdosított Newton-i Dinamika) 115
MSSM (Minimális SzuperSzimmetria Modell) 91
Mu2e program 63–64
műongyorsító 69
műonneutrínó 12

napneutrínók 15, 18

– várható fluxusa a Földön 16
NEMO együttműködés 43
neutralínók 86
neutrínó 9, 87
– előállítás protonszinkrotronnal 30–31
– fluxusa a Napból 16
– helicitása 10, 13
– keveredésre vonatkozó adatok összegzése 35–36
– keveredési mátrix (PMNS) 21
– kísérleti technikák 29
– kölcsönhatása anyaggal 10
– létének indirekt kimutatása 11
– nélküli $\beta\beta$ -bomlás 11, 42
– nyomatékai 54
– oszcilláció 13
– – kísérletek érzékenysége 26
– – kvantummechanikai elmélete 21

- reakciók hatáskeresztmetszetei 45, 47–51
- terjedési sebessége 54
- természete (Dirac, Majorana) 11
- tömege 10, 37, 39–42, 63
- neutrínógyár
 - β -nyalábokra alapozva 68
 - müonok gyorsítására alapozva 69
- NEXT-program (Canfranc) 43
- ν MSM (neutrino **m**inimal **s**tandard **m**odel) 53
- NOMAD-kísérlet 53
- NO ν A-kísérlet 60–61
- NuMI 59
- nyitott kérdések a neutrínofizikában 55
- OPERA – neutrínódetektor 34**
 - kísérlet 53
- PAMELA (Payload for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei Astrophysics) 111**
- paritás meg nem maradása a β -bomlásban 12
- PINGU (Precision IceCube Next Generation Update) 81
- PMNS-mátrix 21
- radiokémiai mérések (napneutrínóknál) 16**
- reaktor-antineutrínók túlélési valószínűsége 18, 32
- RENO-kísérlet 33
- rotációs görbék 83–84
- SAGE-kísérlet 53**
- Sanford-laboratórium 62
- SBL- (Short BaseLine) kísérletek 53, 59
- SDCS (Slon Digital Sky Survey) 104
- SNO-detektor 17
- SNOLAB (Kanada) 101, 103
- SNO+ program 43
- sötétanyag-jelöltek 88, 90, 98
- steril neutrínók 53
- Sudbury Neutrino Observatorium (SNO) 17, 77
- SUGRA (szupergravitációs modell) 93
- Super-Kamiokande detektor 20
- SuperKEK B elektron-pozitron ütköztető 108

szupernóva-robbanás 78
SUSY (szuperszimmetria) 86, 91–92

tau-leptonok 13

T2K-kísérlet 34–35

T2HK-kísérlet 57

TEXONO–CEDEX Collab. 54

univerzum anyagi összetétele 85

WIMP (weakly interacting massive particle) 86, 94, 97, 99–101, 105–108

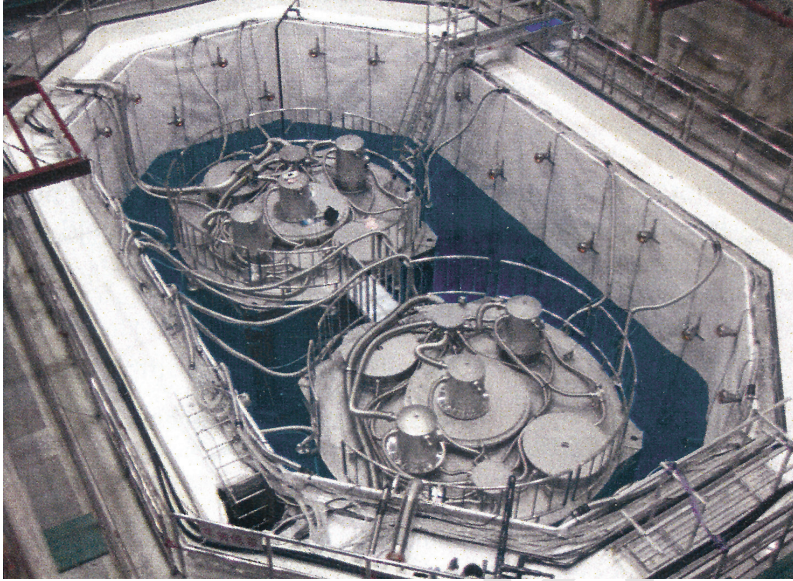
xenondetektor 94, 96

Xenon1T detektor 102

DUPress

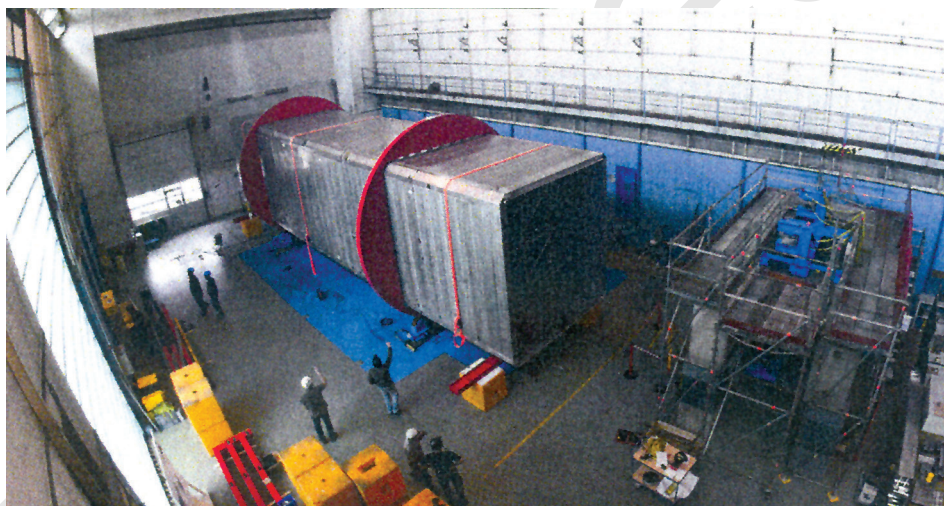
KÉPMELLÉKLETEK

DUPress



Felül: A Daya Bay kísérletek két szcintillációs antineutrínó-detektora. A detektorokat ultratiszta Cserenkov-detektorok veszik körül. A rendszer tetejére műondetektor kerül a háttér csökkentése érdekében. L. részletesebben a III. 2. alfejezetben

Alul: A CUORE- (Gran Sasso) kísérlet bolometriai detektorai (kriosztát nélkül) a neutrínómentes kettős β -bomlás detektálására. L. részletesebben a III. 3. alfejezetben

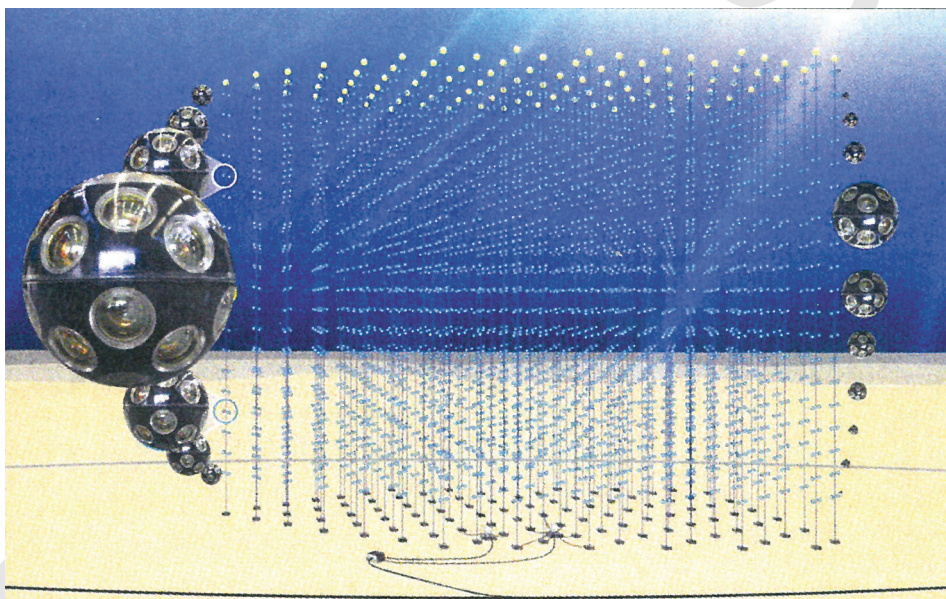


Felül: A Fermi-laboratórium protongyorsítójának fő belövőrendszere. A müon neutrínó-nyalábot $p + A \rightarrow \pi^+ K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ reakcióval állítják elő

Alul: Az ICARUS neutrínódetektor – amely korábban a Gran Sasso Nemzeti Laboratóriumban volt – átalakítás után a Fermi-laboratóriumba kerül. Ott a rövid repülési távolságú neutrínók vizsgálatában vesz részt. L. részletesebben a IV. 1. alfejezetben

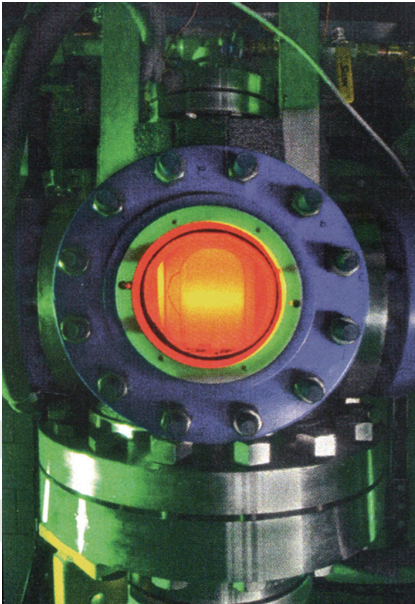


Felül: A Fermi-laboratórium központi épülete Chicago mellett
Alul: A Fermi-laboratórium DUNE-programjához készülő berendezés prototípusa. Ez kriosztátot, detektort és kb. 800 tonna folyékony argont tartalmaz. L. részletesebben a IV. 1. alfejezetben

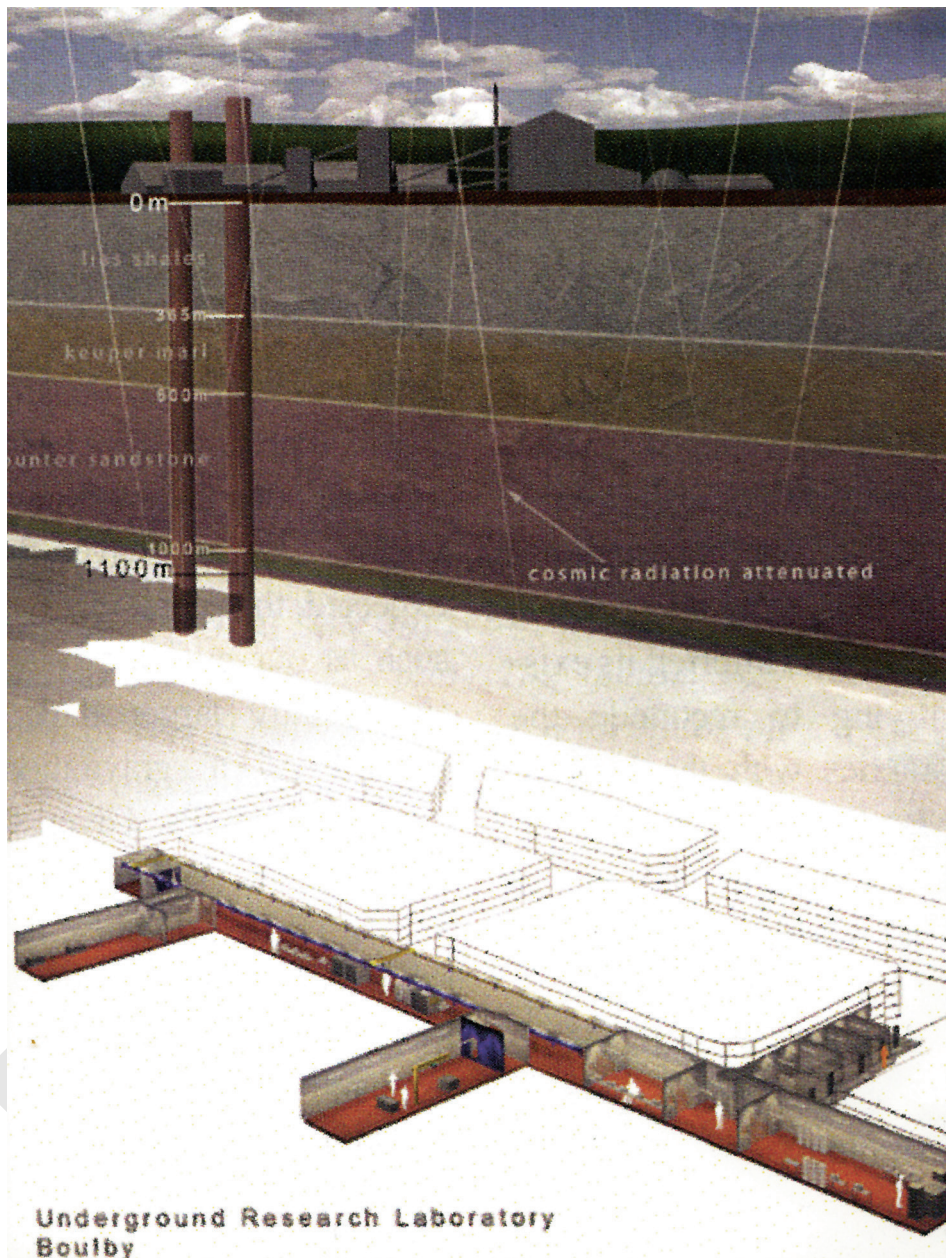


Felül: A Gran Sasso-i Nemzeti Laboratórium (Olaszország) földfelszínén lévő épülete. A programban a WIMP-részecskék kutatása kiemelten szerepel

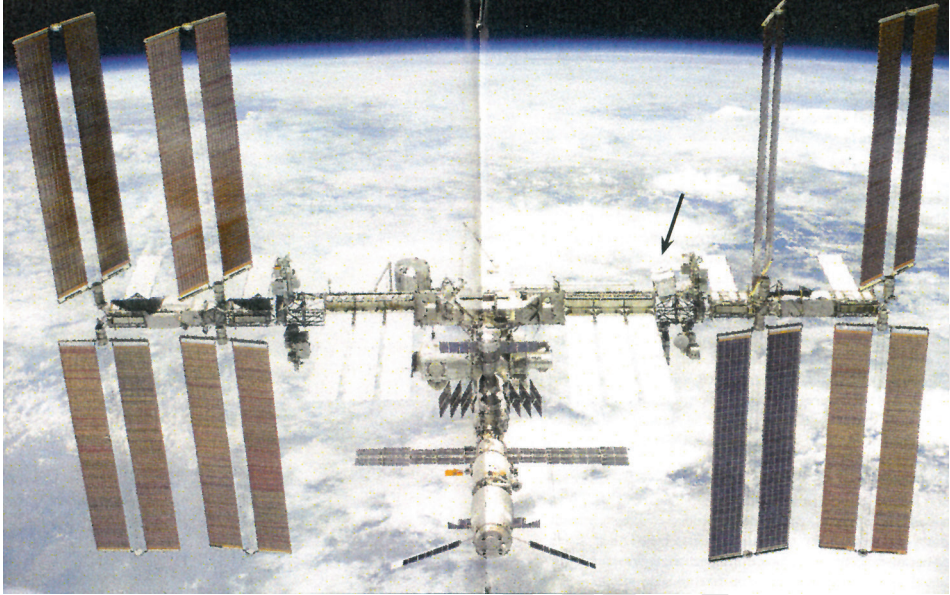
Alul: A KM3NeT neutrínóteleszkóp egy részegysége. A teljes berendezésben néhány száz fonál lesz. A teleszkóp konstrukciója már megkezdődött. L. részletesebben a VI. 4. alfejezetben



Felül: A SNOLAB (Kanada) föld alatti laboratóriumának felületi épülete
Alul balra: A SNOLAB „COUP” 4 kg-os sötétanyag-kutatásra használt kvarc buborékkamra detektora. A buborékkamrát kívülről sztereokamerákkal figyelik
Alul jobbra: A SNOLAB „DEAP-360” sötétanyag-detektora szerelés közben. A 3600 kg-os folyékony argon detektort 266 fotoelektron-sokszorozó figyel. L. részletesebben a VI. 4. alfejezetben



A Boulby bányá képe. A laboratóriumok ~1100 m-re vannak a földfelszíntől. Ez hatékony védelmet szolgál a kozmikus sugarak által okozott háttérsugárzástól. L. részletesebben a VI. 4. alfejezetben



Felül: Az a mágneses spektrométer az ISS nemzetközi űrállomáson (fekete nyíllal jelölve). A berendezést a sötét anyag és más egzotikus jelenségek vizsgálatára használják. L. részletesebben a VI. 6. alfejezetben

Alul: Fényes Tibor 2017-ben