

mérési pont!) alapján $m_\nu \sim (5-10) m_e$ [16]. Ha m_ν , tényleg zérustól különböző, akkor várható, hogy a müon-dublett részt vesz egy eddig fel nem ismert kölcsönhatásban, ami az m_ν tömegre vezet és esetleg ez a magyarázata annak is, hogy $m_\mu \sim 200 m_e$.

A vizsgálatok ezen szakaszában, amikor a második neutrínóról csupán annyit tudunk, hogy létezik, a fantáziának igen tág tere van. Biztosra vehető, hogy a közel jövőben a gyenge kölcsönhatások iránti érdeklődés ismét igen erőssé válik, és ezek az elméleti és kísérleti kutatások mélyebb bepillantást engednek a leptonok világába.

Nagy Károly

ELTE Elméleti Fizikai Tanszék

IRODALOM

- [1] Pauli, W. *Rapp. Septième Conseil Phys.*, Solvay, Brussels (1933).
 [2] Fermi, E. *Zeits. f. Phys.* 88, 161 (1934).
 [3] Allen, J. S. *The Neutrino*, Princeton University Press (1958).

- [4] Majorana, E. *Nuovo Cimento* 14, 171 (1937).
 [5] Bethe, H. A. *Elementary Nuclear Theory*, 21. o. Wiley, N. Y. (1947).
 [6] Reines, F., Cowan, C. L. *Phys. Rev.* 92, 830 (1953); Cowan, C. L., Reines F., Harrison F. B., Kruse H. W. és Mc Guire A. D. *Science* 124, No. 3212, 103 (1956).
 [7] Davis, R. *Phys. Rev.* 97, 766 (1955); Davis R. *Bull. Amer. Phys. Soc.* 1, No. 4. (1956).
 [8] Salam, A. *Nuovo Cimento* 5, 299 (1957); Landau, L. *Nuclear Phys.* 3, 127 (1957); Lee, T. D. és Yang, C. N. *Phys. Rev.* 105, 1671 (1957).
 [9] Marx, Gy. *Acta Phys. Hung.* 3, 55 (1953); Zeldovics, Доклады АН СССР 91, 1317 (1953); Konopinski, E. és Mahmoud H. *Phys. Rev.* 92, 1045 (1953).
 [10] Schwinger, J. *Ann. Phys.* 2, 407 (1957); N. Nishijima, *Phys. Rev.* 108, 907 (1957); Kawakami, I. *Progr. Theoret. Phys.* 19, 459 (1957); Konuma, M. *Nuclear Phys.* 5, 504 (1958); Bludman, S. A. *Bull. Am. Phys. Soc.* 4, 80, (1959); Oneda S. és Pati, J. C. *Phys. Rev. Letters*, 2, 125 (1959).
 [11] Danby, G. és munkatársai, preprint (1962).
 [12] Pontecorvo, B. *ЖЭТФ* 37, 1751 (1959).
 [13] Schwartz, M. *Phys. Rev. Letters* 4, 306 (1960).
 [14] Feinberg, G. előadása, CERN preprint, *Particles Phys.* 107. o. (1961).
 [15] Alikhanov, A. I. és mtsai, *International Conf. on High Energy Physics at CERN* (1962).
 [16] Nagy Károly, *Elméleti Fizikai Kollokvium*, Balatonföldvár, 1961, preprint.

Neutrínócsillagászat

A Földön túl fekvő világról évezredek óta a fény jelentette az információszerzésnek egyetlen módját. A közvetlen és reflektált napsugárzás, a csillagok saját sugárzása volt az, amit először szabad szemmel, majd egyre sokoldalúbb műszerekkel fogott vallatóra a tudomány. Ezáltal sikerült felderíteni az ismert univerzum térbeli szerkezetét, kémiai összetételét, bolygók és csillagok felületi viszonyait.

A II. világháború során kifejlesztett radar-technika teremtette meg a lehetőségét annak, hogy első pillantást vessünk a világmindenségbe egy másik ablakon, a rádióablakon keresztül. Ma már közhelyszámba menő dolog volna emlegetni a rádiócsillagászatnak az optikai csillagászatét ugyan el nem érő, de azt egyre jobban közelítő fontosságát.

A fény is, a radarjel is elektromágneses hullám. Az elektromágneses tér, a fotonok áramlása verte eddig az egyetlen hidat, amivel csillagászati távolságokat és csillagászati időket át tudott hidalni az ember. Ha rakétával mesterséges megfigyelőállomást dobunk ki a térbe, annak észlelési anyagát is rádióhullámok hozzák haza a Földre.

Az elektromágneses sugárzás az anyagnak egy nagyon különleges változata. A Földet nem csak a fotonok tengere kapcsolja a világmindenség többi részéhez. A lomha, alig változó, ezért gyors információátvitelt nem nyújtó gravitáción kívül szakadatlanul éri bolygónkat meteorok és mikrometeorok pergőtüze. Értékes anyag-

mintát hoznak a földöntúli térségekből. A Napról és a csillagból kiindulva a töltött atomi részecskék: elektronok és atommagok árama folyik szakadatlanul a világtéren át. A Napból érkező elektronok, a távoli égtájakról kozmikus sugárzásként érkező atommagok napjainkban az érdeklődés homlokterében állnak. Mindezek tanulmányozása szintén fontos csillagászati információt nyújthat. A töltött részek sebességét és mozgásirányát azonban felismerhetetlenné torzítják a kozmikus mágneses terek. A kozmikus sugárzás anyagának kémiai összetételét is meghamisítja a világtérben végbemenő ütközések felaprózó hatása.

A felsoroltak mellett az anyagnak még számos megjelenési formáját ismerjük: neutronok, mezonok stb. Ezek azonban szinte kivétel nélkül bomlékonyak, szétesnek, mielőtt a legközelebbi égitestekről Földünkhöz érnek. Egyetlenegy olyan anyag van, amely — elvileg — kiválóan, a fényvel vetekedve alkalmas lehet hű információk átvitelére: ez a neutrínósugárzás.

A neutrínó elemi részecske. Nyugodtan mondhatjuk róla, hogy az anyag „legkisebb”, legprimítivebb darabkája. Létezésére először 1930-ban következtetett a tudomány, de közvetlen kimutatása csak 1956-ban sikerült. Ennek a késedelemnek nem az volt az oka, hogy a neutrínó rövid élettartamú, átmenetileg előforduló képződmény: a neutrínó stabilis, állandó alakulat. Nem az volt az oka, hogy a neutrínó ritka a természetben:

a neutrínó a legközségesebb, leggyakoribb anyagféleségek egyike.

A neutrínó azért tudott a legutóbbi évekig szerényen háttérben maradni, mert ő a leginaktívabb, legnehezebben megfogható, minden anyaggal szemben legnagyobb fokú közömbösséget mutató fajta az atomfizika nagy állatseregletében.

Az atommagok, mezonok és más instabil részek uralkodó kölcsönhatása az erős kölcsönhatás. Ennek döbbenetes erejű intenzitását mutatja az egész magfizika, a kozmikus sugárzás színjátéka. Mindennél ezerszerre halványabb az elektromosság, a fotonok és elektronok világa. Távcsövünk nyugodtan összegyűjti és szemünkbe, fényképlemezünkre tereli azt a fényt, amit távoli csillagokban szült az elektronok tánca.

Ismerünk azonban egy kölcsönhatást, ami nem ezerszer, hanem billiószorosa halványabb: a gyenge kölcsönhatás. Évezredekre széthúzva végbemenő radioaktív bomlások szolgáltatják ennek legismertebb példáit. Ez a gyenge kölcsönhatás a neutrínók egyedüli létrehozója. A radioaktív bomlásokban megszületett neutrínók ezután a fényhez hasonlóan sugárzódnak szét a térbe, sebességük is a fényével egyező. Egy nagyon lényeges különbség van: a fényt töltött részecskék elektromos kölcsönhatás révén szórják, elnyelik. A neutrínókisugárzásra azonban csak a gyenge kölcsönhatás hat. Ezért a neutrínósugár milliárdszor áthatolóképesebb, milliárdszor tovább él, milliárdszor messzebbre elhatol — és milliárdszorosa nehezebb regisztrálni.

1. A neutrínósugárzás jellege

Laboratóriumi méretekben az atommagok ionizáló, jól abszorbeálódó és könnyen detektálható sugárzásainak (a közismert α -, β - és γ -sugaraknak) van elsődleges jelentőségük. Ezzel szemben a neutrínósugárzás a szokásos radioaktív készítmények esetében messze a kimutathatósági határ alatt marad. Vegyünk pl. egy 1 curie erősségű β^+ -bomló radioaktív preparátumot. Ebben a keletkező pozitronok és neutrínók száma

$$W = 3,7 \cdot 10^{10} e^+ s^{-1} = 3,7 \cdot 10^{10} \nu s^{-1}.$$

Ez azt jelenti, hogy tőle $R = 1$ m távolságban elhelyezett detektornál az intenzitás

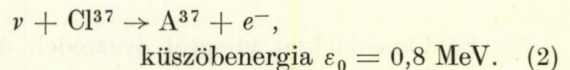
$$I_0 = \frac{W}{4\pi R^2} = 3,3 \cdot 10^5 \nu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (1)$$

Ionizáló sugárzásból ennél nagyságrendekkel kisebb értékek is könnyűszerrel észlelhetők lennének, de a ν -sugárzás ilyen intenzitás mellett messze a kimutathatósági határ alatt marad.

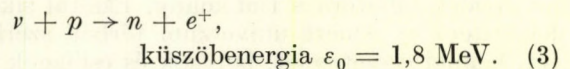
Egészen más a helyzet a nagy méretű, első sorban csillagászati méretű radioaktív sugárfor-

rások esetében. Ezekből az ionizáló sugárzás nem juthat ki az erős abszorpció miatt, még a földkéreg radioaktivitását is elnyeli néhány méteres talajréteg. A ν -sugárzás azonban szinte akadály nélkül kiléphet, így a nagy kiterjedésű, nem is igen koncentrált sugárforrás a fenténél sokkal erősebb intenzitásokat produkálhat. Nagy testeknek csak a felülete sugároz fényt és ionizáló részecskéket, de egész térfogatukban neutrínósugárzók lehetnek. Például (1)-nél egy vastag földréteg alatt rejlő kiterjedt uránlelőhely felszínén észlelhető $\bar{\nu}$ sugárzása két-három nagyságrenddel, vagy a Naptól Földünket érő ν -sugárzás intenzitása öt nagyságrenddel nagyobb! A példák mutatják, hogy a neutrínótermelő gyenge kölcsönhatás (a még gyengébb gravitációhoz hasonlóan) éppen csillagászati méretekben válhatik fontossá.

A ν (neutrínó) zérus nyugalmi tömegű, fénysebességgel haladó semleges részecske, amely radioaktív β^+ -bomláskor és elektronbefogáskor keletkezik. A $\bar{\nu}$ (antineutrínó) hasonló tulajdonságokat mutat, de β^- -bomlásban jön létre. A két részecske nem azonosítható, különbséget tesz köztük leptontöltésük eltérő előjele. A leptontöltés megmaradási tétele folytán a ν és $\bar{\nu}$ különböző típusú reakciókat váltanak ki, így élesen megkülönböztethetők. A neutrínó kimutatására eddig legelőnyösebbnek a Pontecorvo-reakció tűnik:



A ν detektálása Reines és Cowan nyomán a hidrogén indukált β^+ -bomlásával végezhető el:



Első esetben a klórból keletkezett A^{37} argonizotóp radioaktivitása mérhető ki. A második esetben a hidrogénben (pl. vízben) egyidejűleg keletkező neutron és pozitron detektálható. A ν vagy $\bar{\nu}$ befogásának valószínűsége erősen függ az energiától, de értéke elméletileg minden energiára kiszámítható. A radioaktív bomlásoknál termelt ν -k és $\bar{\nu}$ -k energiája MeV nagyságrendű, ezekre a σ átlagos befogási keresztmetszet 10^{-43} cm^2 nagyságrendű, tehát nagyon kicsiny. Kísérletileg eddig csak az atomreaktorok $I_0 = 10^{13} \bar{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ intenzitású sugárzásának detektálása sikerült. Ennél a kimutathatóságot jellemző adat,

$$N^{-1} = I_0 \sigma = 10^{-30} \bar{\nu} \text{ s}^{-1}, \quad (4)$$

ami azt jelenti, hogy $N = 10^{30}$ besugárzott magon (ez esetben protonon) fordul elő másodpercenként egy (3) folyamat, amely regisztrálható. Ez mutatja a detektálás rendkívül nehéz voltát. Reines és Cowan azonban megemlíti, hogy a jelen kísérleti technika mellett lehetők látszik

a kimutathatósági határ egy-két nagyságrenddel való csökkentése. (Ahhoz azonban, hogy pl. az (1) intenzitást kimutathassuk, $N^{-1} = 10^{38} \nu \text{ s}^{-1}$ -et kellene kimutatnunk, ami ma reménytelennek tűnő feladat.)

Vegyük ezután sorra a csillagászatilag számításba jövő neutrínóforrásokat.

2. A Föld

Földünk anyaga tartalmaz radioaktív anyagokat. Ezek közül a β^- -aktívak $\tilde{\nu}$ -t sugároznak ki. Tiszta hidrogénből álló földanyagban néhány MeV-es $\tilde{\nu}$ szabad úthossza (a cm^3 -ben levő atomok számát n -nel jelölve)

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} = 10^{15} \text{ km} \quad (5)$$

lenne, a tényleges kémiai összetételt figyelembe véve még nagyobb érték adódnék. Látjuk ebből, hogy a Földben bárhol keletkező $\tilde{\nu}$ szinte akadály nélkül eléri a felszínt: a Föld valóban *térfogati* sugárforrás.

Becsüljük meg, mennyi $\tilde{\nu}$ -t termel a felső kéregnek kb. 95%-át kitevő savanyú magmás kőzet egy tonnája. A radioaktív elemek az U^{238} , Th^{232} , U^{235} és a velük egyensúlyban levő bomlástermékek, valamint néhány más, hosszú életű izotóp. A mellékelt táblázatból leolvasható, hogy 1 tonna kéregkőzet aktivitása átlagosan $w = 1,7 \cdot 10^6 \tilde{\nu} \text{ s}^{-1} \text{ tonna}^{-1}$, ami önmagában elég nagy érték. Mennyi lehet a Föld teljes aktivitása?

A radioaktív anyagok eloszlását a Föld belsejében nem ismerjük, azonban valószínű, hogy azok a kéregben vannak feldúsulva. Ha feltesszük, hogy csak a 15 km vastag felső kéreg tartalmaz radioaktív anyagot, lévén a kéreg alsó részét alkotó bázikus és egyéb kőzetek járuléka valószínűleg elhanyagolható (ennek tömege — az óceánokra is kiterjesztve! — $M = 2 \cdot 10^{19}$ tonna), akkor az antineutrínóintenzitás a Föld felszínén számításaink szerint

$$I_0 = \frac{W}{4\pi R^2} = \frac{wM}{4\pi R^2} = 6,7 \cdot 10^6 \tilde{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

Ha viszont az egész Földben a felszíni radioaktív elemkoncentrációt fogadják el (ami biztosan túlzás), M helyébe az egész Föld tömege írható, így a terrális eredetű felszíni $\tilde{\nu}$ -sugárzás

$$I_0 = 1,99 \cdot 10^9 \tilde{\nu} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

lenne. Nagy geofizikai és geokémiai jelentősége volna, ha a $\tilde{\nu}$ -sugárzás direkt mérésével el lehetne dönteni, mennyi a Föld belsejében a radioaktív anyag. Ez a Föld hideg vagy meleg keletkezésének problémájához nyújtana fontos tapasztalati adalékot.

Igen kedvezőtlen képet kapunk, ha detektálhatóság szempontjából vizsgáljuk a sugárzást. A Földön megmaradt radioaktív magok többmilliárd év felezési idejűek, következésképpen igen kicsiny a bomlási energiájuk. Ezért a keletkező $\tilde{\nu}$ -k mindig a (3) küszöbenergia alatt maradnak. Kivételt csak az U^{238} - és Th^{232} -család néhány közbeeső rövidéletű (ezért ritka) izotópja képez: a Pa^{234} , Bi^{214} , Tl^{210} , B^{212} , 1,8 MeV-nél nagyobb energiával az összes $\tilde{\nu}$ -nak kb. 7%-a rendelkezik. Így az effektív kimutatási határkeresztmetszet

$$\text{az } \text{U}^{238}\text{-sorra } \sigma = 6,63 \cdot 10^{-46} \text{ cm}^2,$$

$$\text{a } \text{Th}^{232}\text{-sorra } \sigma = 1,6 \cdot 10^{-45} \text{ cm}^2,$$

$$\text{az } \text{U}^{235}\text{-sorra } \sigma = 0,$$

$$\text{a többi elemre } \sigma = 0.$$

Ez azt jelenti, hogy

$$N^{-1} = 2 \cdot 10^{-39} \tilde{\nu} \text{ s}^{-1}$$

a kimutathatóság a 15 km vastag kéregben eloszlott radioaktivitás,

$$N^{-1} = 6 \cdot 10^{-37} \tilde{\nu} \text{ s}^{-1}$$

homogén eloszlás esetén. Ezek még perspektivikusan is alig észlelhető értékek. A nehézséget a terrális $\tilde{\nu}$ -sugárzás igen alacsony energiaspektruma jelenti. Jobb lehetőséget csak az nyújtana, ha sikerülne (3) helyett alacsonyabb energiaküszöbű detektálási módot kidolgozni. Ez nagyságrendekkel megjavítaná neutrínódetektoraink érzékenységét.

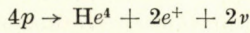
3. A Nap

Egészen más a helyzet a csillagok esetében, ahol a termonukleáris reakciók állandóan termelik a protonfeleslegű, rövid felezési idejű, nagy energiatartalmú β^+ -aktív izotópokat. Ezeknek ν -sugárzása jóval magasabban fekvő energiaspektrummal rendelkezik, így könnyebben detektálható, mint a Föld lágy (kis energiájú) ν -sugárzása.

Tekintsük a legközelebbi csillagot, a Napot. Ennek belsejében a ν -sugárzás közepes szabad úthossza (5)-nél lényegesen nagyobb. A centrális részekben termelt neutrínósugárzás (a fénysugárzással ellentétben) háborítatlanul kiléphet, hámisítatlan képet hozhat a centrumban uralkodó viszonyokról. Megmutatjuk, hogy a Nap ν -sugárzásának intenzitása és energiaspektruma jellemző a Napban végbemenő fúziós folyamatokra, így végső soron módot nyújthat arra, hogy empirikusan meghatározzuk a Nap centrális hőmérsékletét.

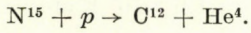
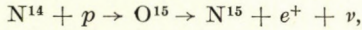
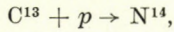
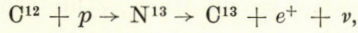
Hogy milyen fúziós lépésekben megy végbe a Napban a $\text{H} \rightarrow \text{He}$ szintézis, a tekintetben több elképzelés született. (A megvalósuló lehetőséget elsősorban a Nap-

centrum kémiai összetétele és hőmérséklete határozza meg.) Mindegyik végeredményben a

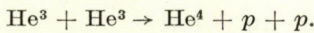
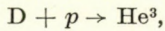
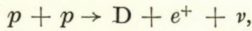


folyamatra vezet, amelynek során 26,7 MeV energia szabadul fel. Ez megoszlik a hőtermelés (mozgási energia, γ -fotonok, $e^- - e^+$ -szétsugárzás) és a két ν közt, mégpedig a részfolyamatok jellegétől függő mértékben.

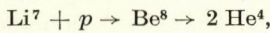
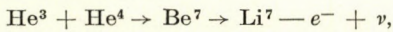
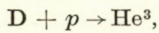
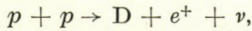
Bethe eredetileg a C—N-ciklusra következtetett



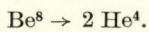
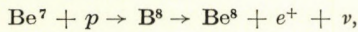
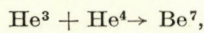
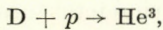
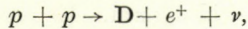
Salpeter a direkt H—D szintézist tekinti dominánsnak:



Fowler a direkt szintézisnek két további lehetőségét engedti meg; egyik a H—Li-ág:



másik lehetőség a H—B-ág:



Az egyes folyamatokban keletkező ν -k sajátosságairól az I. táblázat ad áttekintést. Az egyes reakciótipusokhoz tartozó I_0 -t úgy számítottuk ki, hogy a Nap teljes energiateljesítését elosztottuk egy $4p \rightarrow \text{He}$ fúzióban felszabaduló hőenergiával, így megkaptuk az időegység alatt keletkező He magok számát. Ugyanennyi keletkezik az egyes típusú ν -kból, tehát ez adja a W -t. Az eredményt $4\pi R^2$ -tel osztva adódik I_0 . (R a Nap—Föld távolság.) Végül $N^{-1} = I_0 \sigma$ jellemzi a kimutathatóságot.

A táblázatból leolvashatjuk, hogy a H—D-folyamat ν -sugárzása a (2) folyamattal nem detektálható. A C—N-ciklus és H—Li-ág esetén a szoláris sugárzás kimutatásához a jelenlegi mérési érzékenység legalább két nagyságrenddel fokozandó, ami reális lehetőség. Különlegesen kedvező helyzetet nyújt a H—B-ág 14 MeV-et elérő ν -sugárzása. Ennek detektálása már mai eszközeinkkel is elvégezhető lett volna. Davis 1956-ban elvégezte a (2) kísérletet, mérési pontossága elérte a H—B-folyamat N^{-1} -értékét, de biztos jeleket nem észlelt. Így ezt a lehetőséget már ma kizárhatjuk a tapasztalatra történő hivatkozással. A C—N-folyamat szerepe a Napon elméleti megfontolások szerint alárendelt, a direkt He-szintézis lehetőségei közt pedig közvetlen mérés néhány éven belül dönthet. Ez a neutrínócsillagászat közeli perspektívája. (E téren a Föld $\bar{\nu}$ -sugárzása egyáltalán nem zavar. ν -k származnak a kozmikus sugárzás mezonjainak légköri bomlásából, ezek intenzitása azonban teljesen elhanyagolható. Érdekességéből megjegyezzük, hogy egy Napot megközelítő égitest jóval intenzívebb szoláris ν -sugárzást észlelhet. A Nap ν -sugárzása az Icarus perihéliumában pl. 30-szor erősebb, mint a Földön, az atomreaktorok kimért $\bar{\nu}$ -sugárzásának nagyságrendjébe esik.)

Látjuk innen a neutrínócsillagászatban rejlő hatalmas lehetőségeket: Míg a fény csak az égitestek felületét mutatja nekünk, addig a neutrínó-sugárzás alkalmas arra, hogy vele csillagászati méretű „röntgen”-felvételt készítsünk a Nap belsejéről, mintegy közvetlen hőmérőt dugva be oda.

4. Csillagok

A neutrínó kis befogási keresztmetszete azt eredményezi, hogy az univerzumban egy néhány MeV-es ν közepes szabad úthossza mintegy 10^{30} fényév (az $\bar{\nu}$ -é valamivel kisebb). Ez azt jelenti, hogy a neutrínó-sugárzás módot nyújthat térben és időben igen távoli események észlelésére (elvéleg 10^{30} fényévig, ill. 10^{30} évig terjedően), feltéve természetesen, hogy a detektálás kérdése megoldható lenne.

A Proxima Centauri pl. 8 nagyságrenddel távolabb esik, mint a Nap, tehát ν -intenzitása tizenhat nagyságrenddel gyengébb. Nyilvánvaló tehát, hogy egyetlen csillag neutrínófénye egyelőre regisztrálhatatlan.

Valamivel kedvezőbb a globális jelenségek észlelése. Így pl. a Földet Naprendszeren kívülről érő

I. táblázat

A Nap neutrínóaktivitása

Folyamat	Bomlás	E_{ν} max Mev	ν -re jutó %	σ (cm^2)	I_0 ($\nu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	N^{-1} ($\nu \text{ s}^{-1}$)
C—N	$\text{N}^{13} \beta^+$	1,21	5	$1,0 \cdot 10^{-43}$	$7 \cdot 10^{10}$	$7 \cdot 10^{-33}$
	$\text{C}^{15} \beta^+$	1,7				
H—D	$p + p \beta^+$	0,8	2	0	$6,6 \cdot 10^{10}$	0
	$p + p \beta^+$	0,8				
H—Li	$p + p \beta^+$	0,8	4	$0,5 \cdot 10^{-43}$	$7 \cdot 10^{10}$	$3,5 \cdot 10^{-33}$
	Be^7, K	0,86				
H—B	$p + p, \beta^+$	0,8	28	$70 \cdot 10^{-43}$	$9 \cdot 10^{10}$	$630 \cdot 10^{-33}$
	B^8, β^+	14,1				

neutrínósugárzás jellege nagyon érzékeny arra, miként alakultak ki a kémiai elemek. Ha az univerzum állapota nagyjából stacionárius, és ha az összetett magok hidrogén fúziójából születtek néhány millió fokon a csillagok belsejében, a neutrínósűrűségnek egyenlőnek kell lennie az átlagos neutronsűrűséggel. Ez $I_0 \sim 10^5 \nu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ becslésre vezet, az $\bar{\nu}$ -gyakorúság e mellett elhanyagolható. A ν -k energiaspektruma viszonylag elég magas: a Napéhoz hasonló vagy annál még kedvezőbb. Így $N^{-1} \sim 10^{-38} \nu \text{ s}^{-1}$ körül lehet a kozmikus ν -sugárzás kimutathatósága a (2) folyamatra vonatkoztatva. Ez technikailag kicsiny érték, de eléri egy erősebb β^+ -aktív preparátum közelből észlelhető (1) intenzitását!

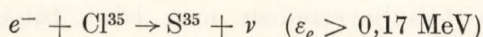
Az univerzum expanziója, ha azt az egész univerzumra extrapolálva általános jelenségnek fogadjuk el, Doppler-jelenség révén lényegesen módosítja a kezdeti energiaspektrumot. Ha egy neutrínó energiáját ϵ , az expandáló univerzum sugarát (vagy valamilyen más karakterisztikus távolságot) R jelöli, akkor az idő múltával

$$\epsilon(t) R(t) = \text{const} \quad (8)$$

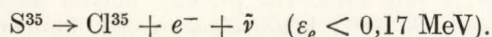
marad. Ez azt jelenti, hogyha a neutrínó vagy antineutrínó születése óta történt expanzió mértéke n -szeres, akkor az emittáláskor nyert energia n -edrészre csökkent le. A kezdeti ν -energia-spektrum tehát nagy távolságokból érkező sugárzásnál az észlelési küszöb alá süllyed.

5. Szupernóvák

A természetben normálisan előforduló viszonyok közt neutrínók termelésének egyetlen formája atommagok spontán radioaktív bomlása. A csillag által kisugárzott neutrínók együttes száma ezért nem lehet nagyobb a csillagban található neutronokénál. Ez a helyzet normális csillagok belsejében. Gamow mutatott rá elsőként, hogy különösen magas hőmérsékleten és nyomáson a helyzet megváltozik: megnyílik a lehetősége annak, hogy a forró csillaganyag belső energiája a gyenge kölcsönhatás révén átalakuljon neutrínósugárzássá, és így akadály nélkül kilépjen a világtérbe. A neutrínósugárzás által előidézett hatékony hűtés a csillagfejlődés késői szakaszát számottevő módon befolyásolhatja. A magas hőmérsékleten élénk mozgást végző elektronok egy része szert tehet akkora energiára, amelyvel előidézni képesek pl. az



elektronbefogást. A keletkezett kén-izotóp radioaktív: β^- -bomlással spontán Cl^{35} -té alakul vissza:



A körfolyamat végeredményeként az elektron energiájának jelentékeny hányada neutrínóvá és antineutrínóvá alakult át. (Gamow ezt a mechanizmust a híres délamerikai játékkaszinóról URCA-folyamatnak nevezte el.) Egymilliárd fok körül a csillaganyag 10^6 erg/g s mértékű energiaveszteséget mutathat ezen folyamat révén. Még magasabb hőmérsékleten további reakciók lépnek fel, amelyek energiaátalakító szerepe még erőteljesebb lehet:

- a) $e^- + \text{mag} \rightarrow \text{mag} + e^- + \nu + \bar{\nu}$
- β) $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$
- γ) $e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}$
- δ) $\gamma + \text{mag} \rightarrow \text{mag} + \nu + \bar{\nu}$
- ϵ) $\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$

Mindezen reakciók már tisztán hűtő jellegűek: a neutrínók termelése nem kapcsolódik többé elemátalakulásokhoz, hanem egyszerűen azt jelenti, hogy a csillag mindaddig jól záró energiatartálya kilyukad. A sokmillió km vastag csillaganyagon át a hőmérséklet növekedtével egyre rohamosabb mértékben szökik meg a csillag belső energiája neutrínósugárzás formájában. Néhány milliárd fokon a neutrínósugárzás 10^{20} erg/g s értéket is megközelíthet. (Összehasonlításképpen: a Nap anyagának mai teljes energialeadása átlagosan 2 erg/g s.) Ekkora energiaveszteséget sem a termonukleáris reakciók, sem a gravitációs kontrakció nem képes pótolni. A csillag sorsa kényszerű módon tragédiába fullad: vagy a fehér törpe állapotba történő kollapszus, vagy a szupernóva-explózió lesz végsője.

Az utóbbi időben szovjet, amerikai és magyar szakemberek foglalkoztak a neutrínóknak ütközési folyamatokban történő emissziójával. Az Eötvös-Egyetemen a δ reakció valószínűségét számították ki. (Ez különösen nagy sűrűségű, elfajult anyagot tartalmazó csillagokban válik fontossá, ahol elektronemisszió, fénykisugárzás a Pauli-elv miatt nagymértékben tiltott.) Az elméleti asztrofizikának napjainkban érdekes problémája gyenge kölcsönhatások és neutrínók kései csillagfejlődésben játszott szerepe. A számítások azt mutatják, hogy a csillag életének utolsó heteiben a csillag neutrínófényessége erősen felszökik. A csillag a krízis közeledtével másodpercenként 10^{53} neutrínót sugároz ki, egyenként kb. 1 MeV energiával, ami $10^{47} \text{ erg s}^{-1}$ neutrínóenergiakisugárzást jelent. Ez a hatalmas neutrínófényesség már a mai tökéletlen neutrínódetektorokkal közel száz fényév távolságból kimutatható lenne, így technikailag nem lehetetlen szupernóvakitörések előrejelzése. (Ilyen közeli szupernóva szabad szemmel nézve is a Holdat megközelítő fényes látvány lenne.) Természetesen elenyésző annak a valószínűsége, hogy néhány évszázadon belül ilyen közeli szupernóvakitörés élményében részesülhessen az emberiség. Nem szabad elfelejteni azonban, hogy a néhány száz fényév hatótávolság a ma meglévő eszközök érzékenységre vonatkozik.

A gyakorlati csillagászat számára érdekesebb az a következtetés, hogy a kémiai elemeknek hidrogénből történő kialakulása során több neutrínó és antineutrínó születhetik, mint ahány neutron. Ekkor pedig a kozmikus neutrínósugárzás átlagos intenzitására kapott számérték megemelendő. Egyszerű becsléseink azt mutatják, hogy a milliárdnyi csillagot tartalmazó galaxisokban legfeljebb százévenként felvillanó egy-egy szupernóva több neutrínót és antineutrínót termel pár nap alatt, mint az összes többi csillag!

6. Antirészecskék

Az anyag egyik érdekes tulajdonsága a töltésszimmetria. Ez azt jelenti, hogy az anyag majd mindegyik típusa két változatban fordul elő; a két változat minden fizikai tulajdonságában megegyezik, csupán töltéseik előjele ellentétes. Egymást egyébként a felismerhetetlenségig hűen helyettesíteni képesek.

Az univerzum bennünket környező részének jellegzetes vonása, hogy itt praktikusán csak az egyik változat fordul elő, az, amelyet éppen ezért közönséges anyagnak mondunk, és amelynek legfőbb képviselői a negatív elektron, a pozitív proton és a neutron. Az ezekhez képest ellentétes töltést mutató antirészecskék, a (többek közt) pozitív pozitron, a negatív antiproton és az antineutront tartalmazó antianyag hiányzik. Hoyle becslése szerint nem érheti el a közönséges anyag koncentrációjának 10^{-7} részét.

Az antianyag tehát fizikai tulajdonságai szempontjából a közönséges anyaggal egyenértékű, de természetes előfordulási gyakoriság szempontjából környezetünkben nem játszik szerepet.

Először is le kell szögeznünk, nincs értelme azon csodálkozni, miért éppen közönséges anyagból álló atomok alkotják a mi világunkat. *Közönséges anyag és antianyag 50—50%-ban keveredve nem fordulhat elő, mert akkor az elektronok pozitronokkal, protonok antiprotonokkal, neutronok antineutronokkal egyesülve kioltanák egymás töltését és sugárzása olvadnának szét. Ha vannak atomok, azok csak az egyiket tartalmazhatják az anyag két változata közül. Nyilván azt mondjuk „közönséges anyagnak”, amely a Földet, Tejútrendszer felépítő atomokat alkotja.*

De vajon a közönséges anyag túlsúlya jellemző-e az egész univerzumra? Ezen feltevés meglepő volna azt figyelembe véve, hogy fizikai tulajdonságait tekintve az anyag két változata egyenrangú.

Le kell szögeznünk, hogy semmiféle tapasztalattal nem áll ellentétben az a feltevés, hogy távol, az univerzum tőlünk üres térségekkel elválasztott részein léteznek antianyagból felépült égitestek, csillagok és galaxisok. Talán utóbbiak gyakorisága végső fokon ugyanakkora, mint az általunk közönségesnek mondott anyagi felépítésű

égitesteké. Ezek észrevétele azonban nem könnyű feladat. Fizikai szerkezetük (a közönséges anyag és antianyag egyező tulajdonságai miatt) nem különbözik a környező égitestekétől. Az a körülmény, hogy ott távol az atommagoknak lenne negatív és az atomburoknak pozitív töltése, nem volna észrevehető a csillag hozzánk érkező fényén sem. A fény ugyanis szinte az egyetlen valamennyi anyag közt, amely teljesen neutrális és a szóban forgó kettősséget nem mutatja. A közönséges atomok által emittált foton és az antiatomok által emittált antifoton megegyezik, megkülönböztethetetlen. A neutrínósugárzás azonban lehetővé tenne ilyen különbségtevést. A Napon a termionukleáris reakciók során protonból neutronok keletkeznek, ami neutrínókisugárzással jár. Egy megfelelő antinap vizont antineutrínókat sugároz magából. A ν és $\bar{\nu}$ egészen más módon detektálhatók, tehát egy „neutrínótávcsőben” a kétfajta égitest egészen más képet mutatna.

Láttuk, hogy a Naprendszeren túl fekvő *egy* égitestek neutrínósugárzásának egyedi detektálása (egészen közeli szupernóvák kivételével) a közeljövőben elképzelhetetlen feladat. Ha azonban sikerülne kimérni a kozmikus neutrínó-háttérrel, és arra az eredményre jutnánk, hogy bizonyos térfélelől az antineutrínók érkeznek túlsúlyban, az fontos érv lehet antianyagból álló világsziget létezése mellett. (Goldhaber azt vetette fel elméletében, hogy az egész univerzum kozmogóniai okokból két ellentétes viselkedésű világszigetre oszlik.)

Ha elfogadjuk munkahipotézisként az ilyen antianyagból álló világsziget (vagy világszigetek) létezését, akkor a töltésszimmetria a kétféle anyag előfordulási gyakoriságában is érvényre jut. Megmagyarázhatatlan marad az a körülmény, hogy miként állt elő közönséges anyagnak és antianyagnak ez a kedvező elkülönülése, amelynek végső soron az atomok, szilárd anyag, égitestek létét köszönhetjük. Hogy ez spontán fluktuáció eredménye legyen, az túlságosan valószínűtlennek tűnik.

Blohincev gondolata alapján Pontecorvo és Szmorodinszkij vizsgálták meg elméletileg részletesebben ezt a kérdést.

Tegyük fel, hogy valamely korábbi fejlődési fokon az univerzumot nagyjában egyenletes eloszlásban töltik ki a közönséges részecskék és antirészecskék. Magas nyomáson ezek megmaradhatnak egymás mellett. Gamow és Ambarcumian elmélete szerint az anyag csillagokká történt felaprózódás előtt ilyen állapotban volt. Természetesen véletlen sűrűsödések, ingadozások révén elképzelhető, hogy a tér egyik vidékén a közönséges részek, máshol az antirészek jutnak többségbe. Ez a túlsúly azonban nem lehet túlságosan nagy.

Egymás mellett levő közönséges részek és antirészek tengerében szükségszerűen megindul a szét-sugárzás, ha a nyomás és hőmérséklet bizonyos kritikus érték alá száll. Ha pl. egy helyen 49% az antirészek és 51% közönséges részek koncentrá-

ciója, akkor a 49% antirész és 49% közönséges rész egyesülve szétsugárzódik (elsősorban mezonokká és fotonokká, végső soron hőmérsékleti sugárzássá) és a 2% közönséges rész most már stabilan megmarad.

A felületes szakember most azt mondaná, hogy ezt az esetet kizárhatjuk a reális lehetőségek sorából, mert a mi világunkban a hőmérsékleti sugárzás sűrűsége biztosan nem sokszorososa az atomokból álló közönséges anyag sűrűségének. Szmorodinszkij azonban rámutatott arra, hogy ez elharmarkodott kijelentés. A hőmérsékleti sugárzást alkotó fotonoknak megvan ugyanis a lehetőségük, hogy (magas hőfokon gyorsan, alacsony hőfokon lassan) neutrínósugárzássá változzanak át, miként azt az előző fejezetben láttuk. *Az anyag átfolyhat intenzív kölcsönhatást mutató változatból a gyenge kölcsönhatást mutató változatba, anélkül, hogy figyelemre méltó mértékű visszafolyással számolnunk kellene.* Pontecorvo viszont kimutatta, hogy jelenlegi észlelési eredményeink nem állnak ellentétben azzal a feltevessel, hogy az atomos anyag csillagászatilag észlelt sűrűségét (néhányszor 10^{-29} g cm⁻³) felülmúló sűrűségben létezik a világunkban az a neutrínóanyag, ami egy korábbi közönséges anyag-antianyag szétsugárzódás terméke. Pontecorvo így okoskodott: Reines és Cowan (2) kísérlete és Davis (3) kísérlete olyan pontos volt, hogy a néhány MeV-es neutrínókról a következőket állapította meg: azok áramintenzitása nem nagyobb 10^{13} részecske cm⁻² s⁻¹-nél, a sűrűség tehát nem nagyobb 300 részecske cm⁻³-nél. Ez pedig az említett energián 10^{-24} g cm⁻³ sűrűség-határnak felel meg.

Még nehezebben volnának kimutathatók az alacsonyenergiájú neutrínók. Tételezzük fel, hogy a neutrínók és az antineutrínók a világmindenségben hőmérsékleti egyensúlyban vannak jelen. Ekkor energiaeloszlásukat egy olyan függvény írja le, amely némileg a Planck-törvényre emlékeztet:

$$I(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{4\pi h^{-3} c^{-2} \varepsilon^2 d\varepsilon}{e^{\varepsilon/kT} + 1}.$$

Becsüljük meg, hány neutrínó van, amely T hőmérsékletű sugárzásban az ε_0 kimutatási küszöbenergia felett található.

$$I_{det} = \int_{\varepsilon_0}^{\infty} I(\varepsilon) d\varepsilon.$$

Neutrínóra (2) szerint $\varepsilon_0 = 0,8$ MeV. Másrészt $I_{det} < 10^{13}$ v cm⁻² s⁻¹. Ebből leolvasható, hogy a neutrínóhőmérséklet $T < 200$ millió fok. Például 100 millió fokos neutrínósugárzás még összeférne atomfizikai tapasztalatainkkal. Ilyen sugárzás tömegsűrűsége viszont nagyobb lenne a vízénél! Ha ilyen sűrűségben töltenék ki neutrínók az egész világot, mellettük a csillagászok által észlelt atomok és égitestek valóban kis fluktuációnak minősülnének.

Zeldovics mutatott rá arra, hogy ilyen abnormisan nagy, közönséges anyagot tízes nagyságrendekkel felülmúló neutrínóanyag jelenléte a világunkban mégsem képzelhető el. Atomfizikai megfigyelésekkel ugyan összefér, de csillagászati-történeti megfigyelésekkel nem. Az ilyen nagy neutrínósűrűség az általános relativitáselmélet szerint ugyanis olyan nagy gravitációs térgörbületet okozna, ami az univerzum expanziójának értelmezésénél vezetne ellentmondásra. De ez már a kozmológia területére esik, ahová nem kívánunk behatolni. Álljunk meg a nyomozásban e ponton, ahol már szépen elének tárul, miként ölelkezik legkisebb és legnagyobb: neutrínó és az univerzum.

7. Összefoglalás

Számításaink becslésjellegűek voltak. A cél nem pontos elméleti értékek megadása volt, csupán annak felmérése, milyenek a neutrínócsillagászat reális perspektívái. Láttuk, hogy a *neutrínósugárzás intenzitása a fényt kivéve felülmúl minden Földünkre érkező sugárzást.* Az égitestek a neutrínók számára átlátszók. A neutrínósugárzás az égitestek forró centrumából származik, pontos és hamisítatlan információkat szállít fényszemmel nem látható vidékekről. Nagy áthatoló képessége miatt egyedül fennmaradt tanúként tudósíthat a tér és idő távoli mélységeiben lejátszódó folyamatokról, így az atomok és csillagok születéséről.

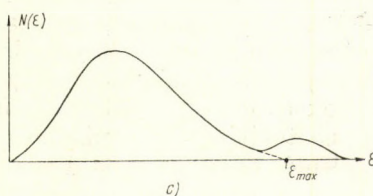
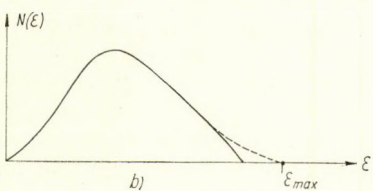
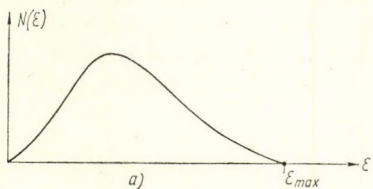
A nagy áthatolókézség azonban szükségszerűen azt is jelenti, hogy a detektálás alig-alig legyőzhető nehézségekbe ütközik. Sok-sok tonna abszorbensben esetleg napokig kell várni egyetlen neutrínó abszorpciójára. A mai kísérleti érzékenysége egy-két nagyságrendű fokozásával (amire néhány éven belül reális lehetőség érkezik) megindulhat a Nap neutrínósugárzásának analízise, lévén a Nap legerősebb az ember számára hozzáférhető természetes neutrínó források közt. Ezek a vizsgálatok fontos asztrofizikai tanúságokkal járhatnak.

A terrális és kozmikus (Naprendszeren kívüli eredetű) sugárzás észlelése a mai eszközök érzékenységének sokmilliószorosát igényli. Ennek technikai lehetőségét ma még nem látjuk, de jövő perspektívaként tagadni nem lehet. Előbbi a Föld, utóbbi az Univerzum történetéhez adna olyan pontos tapasztalati tény anyagot, amely — éppen a neutrínó különleges adottságai folytán — döntő szerepet játszhat a jelenleg még ingatag, ködös kozmogóniai és kozmológiai elméletek reális alapokra történő helyezése tekintetében. A tudományos extrapoláció határai térben és időben sokszorosukra bővíthetnének.

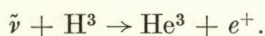
Az érzékenység fokozásának fő akadályja a ma használt detektáló reakciók magas küszöbenergiája. E miatt a sugárzás zömét kitevő lágy („infravörös”) komponens veszendőbe megy. Weinberg a múlt év tavaszán mutatott rá egy érdekes lehetőségre, amellyel az évmilliárdok alatt az Univerzumban felgyülemlt lágy neutrínók és

antineutrínók esetleg mégis észlelhetővé válhatnak.

Vegyünk egy konkrét bomlási folyamatot. A trícium β -bomlásánál, egy magában álló H^3 -atom. He^3 -atommá történő átalakulásakor 11 KeV válik szabaddá. Ezen az emittált pozitron és neutrínó osztoznak meg változó arányban. A β -bomlás energiaspektrumát a fázistér-viszonyok szabják meg (a ábra). Ha azonban a térben igen sok kis-



energiájú neutrínó eleve van jelen, ezek újabb neutrínónak bizonyos állapotokba történő emisszióját a Pauli-elv miatt megakadályozhatják. Ez azt jelenti, hogy az energiaspektrum módosul. Így pl. egy KeV energiáig terjedő energiaeloszlású neutrínók a b ábrán mutatott eloszlást hozhatnák létre. Ha viszont sok lágy antineutrínó van jelen, azok a tríciumon indukált β^+ -bomlást válthatnak ki:



Ilyenkor a pozitronok az ϵ_{max} értéknél nagyobb energiával is kiléphetnek (c ábra). A β -spektru-

mok alakja tehát — elvileg — a lágy neutrínó-sugárzás észlelését is lehetővé teszik. Ma a rendelkezésre álló idevágó mérések még nem elég érzékenyek, de Glasgowban máris megindult a kísérleti munka, hogy a β -spektroszkópia módszereinek finomításával azt csillagászati célokra is felhasználhassák.

Az 1962-es év felfedezései egy másik szép lehetőségére is rámutattak. Az előző cikkben láttuk, hogy a mezonok bomlásakor keletkező neutrínók lényegesen különböznek a β -bomlási folyamatokban termelt neutrínóktól. (Előbbiek magon abszorbeálódva müonokat, az utóbbi elektronokat keltenek.) Már most figyelemreméltó körülmény a következő: a millió vagy milliárd fokra hevített anyag kizárólag β -bomlásokban termel neutrínókat, tehát elektron-neutrínókat sugároz. Ha azonban az anyagnak valamilyen ősi állapotában a hőmérséklet túlhaladta a billió fokot, akkor az anyag mezonokat sugárzott ki, ezek pedig müon-neutrínókra bomlottak. Ugyancsak mezonokat és müon-neutrínókat termel a közönséges atomok és antiatomok szétsugárzása is. Blohincev, Gamow és mások szerint az anyag sok milliárd évvel ezelőtt ilyen állapotban lehetett, sőt Ambarcumian szerint ez az állapot ma is megtalálható a Tejútrendszer centrumában. Most már nem elképzelhetetlen e merész hipotézisek kísérleti ellenőrzése. Ha számottevő mennyiségben találnánk müon-neutrínókat az Univerzumban, azok a forró, csillagelőtti anyagállapot késői tanúi.

A neutrínócsillagászati méréseknél nyilván zavarólag fog hatni a Nap intenzív ν -sugárzása és a Föld $\bar{\nu}$ -sugárzása. A szoláris és terrális komponens leválasztása igen súlyos probléma: azt csak az eltérő irány és energiaeloszlás teszi lehetővé. Az energiaspektrum különböző küszöbenergiájú detektálási reakciók alkalmazásával, az irányeloszlás pedig a befogásnál fellépő ν - e iránykorreláció révén kimérhető. Ez a követelmény természetesen a neutrínó-detektor érzékenységét erősen rontja. Az egyes neutrínóbefogási reakciókról készített és az előző cikkben bemutatott egyedi fényképek láttán azonban talán nem teljesen abszurd gondolat egy „neutrínóspektroszkóp” és „neutrínó-távcső” építése sem.

Marx György

ELTE Elméleti Fizikai Intézet
Budapest