

NEUTRINÓFIZIKA*

Írta: NAGY KÁROLY

A természettudományok, de különösképpen a fizika fejlődése korunkban oly rohamos léptekkel halad előre, hogy annak új tudományos eredményeit még a legjobb képességekkel megáldott tudós sem tudja ma átfogni. A tudományos pályára lépő fiatal ember az alapok elsajátítása után igen hamar specializálódik egy szűkebb területre. Ahogy az évek múlnak és munkánkkal egyre mélyebbre hatolunk a természet csodálatos világába, egy-egy probléma rabul ejti az újat kutató elménket és az érdeklődési körünk tovább szűkül.

Az egyetem elvégzése után tisztelt tanítómesterem, NOVOBÁTZKY KÁROLY, figyelmemet az elektromágneses tér kvantumelméletére irányította. A mozgó szigetelők elektrodinamikájának energia—impulzus-viszonyait tisztázni akaró vizsgálatok mintegy fél évszázadon át foglalkoztatták a fizikusokat. A tér energia—impulzus-tenzorával kapcsolatos problémák NOVOBÁTZKY KÁROLY és fiatal tanítványainak vizsgálataival nyertek végleges megoldást. Tudományos pályám első lépéseit e témakörben tettem meg. Első eredményeim is e területen születtek. Az említett kutatások klasszikus fizikai lezárását a kvantumelméleti tárgyalással egészítettem ki. Nevezetesen, kidolgoztam az elektromágneses tér kvantumelméletét homogén, izotróp szigetelőkben. E vizsgálataim befejeztével érdeklődésem az elemi részek fizikája felé fordult. Előbb a spinnel és mágneses momentummal rendelkező részecskék relativisztikus mozgásproblémáit tanulmányoztam. Ebben az időben lepte meg a fizikus világot LEE és YANG először hihetetlennek tűnő felismerése a gyenge kölcsönhatások paritásviolációjáról. Az egész világon megindult lázas kutatás terelte figyelmemet a gyenge kölcsönhatások elméleti vizsgálata felé. Az utóbbi nyolc évben e területen dolgozom, és különösen a neutrínókkal kapcsolatos problémák vonzzák érdeklődésemet. Ezért választottam székfoglaló előadásom témájául a neutrínófizikát. A nagyenergiájú fizika ezen új ágának kialakulását ismertetem röviden, majd az e problémakörbe tartozó szerény eredményeimről kívánok vázlatosan beszámolni.

A fizikusok előtt ismertek azok a körülmények, amelyek 1933-ban PAULI arra a gondolatra vezették, hogy a neutrínó létezését feltételezze. A béta-bomlásban emittált elektronok vagy pozitronok energiaspektruma egy bizonyos E_{\max} maximális energiáig folytonos. Ha a folyamatban csak egy részecske keletkezik (pl. az elektron), akkor energiájának a kvantumelmélet szerint monokromatikusnak kellene lennie. Úgy tűnt, hogy a folyamatban az impulzusmomentum megmaradásának törvénye is megsérül. Példaként tekintsük a $C^{14} \rightarrow N^{14} + e^-$ -bomlást. A mag impulzusmomentuma (\hbar egységekben) eggyel változik, az elektron viszont

* Székfoglaló előadás. Elhangzott az MTA III. Osztályának felolvasóülsén 1966. március 30-án.

csak $1/2$ impulzuszómomentumot visz el. A mutatkozott ellentmondások feloldására PAULI feltételezte, hogy az elektronnal együtt egy semleges, valószínű zérus nyugalmi tömegű fermion is emittálódik. Ez a részecske a *neutrínó*. (Pontosabban: a pozitron emissziójával együtt keletkezett semleges fermiont nevezünk neutrínónak, az elektronnal együtt az antineutrínó emittálódik.) A neutrínó viszi el a hiányzó energiát, impulzust és impulzuszómomentumot. FERMI a neutrínó-hipotézis alapján dolgozta ki 1934-ben a béta-bomlás első elméletét. E szerint a béta-kölcsönhatás *Hamilton-operátora*:

$$(1) \quad H = \int (\bar{\psi}_p O_\alpha \psi_n) (\bar{\psi}_e O_\alpha \psi_\nu) dV + \text{herm. konj.}$$

Itt ψ_i ($i=p, n, e, \nu$) a proton-, neutron-, elektron- és neutrínóter operátora. $\bar{\psi} = \psi^\dagger \gamma_4$, O_α a γ_α mátrixokból felépíthető mátrix, a $+$ jel a hermitikus konjugátat jelzi. Az (1) *Hamilton-operátorra* vonatkozó relativisztikus invariancia követelménye O_α -ra öt különböző alakot megengedett. A későbbi vizsgálatok döntötték el végül, hogy

$$(2) \quad O_\alpha = \gamma_\alpha (1 + \gamma_5),$$

ahol

$$(3) \quad \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4.$$

Az atommagok béta-bomlásával kapcsolatos kísérleti és elméleti vizsgálatok (mint pl. az emittált elektron energiaspektruma, elektron-neutrínó szögkorreláció, magvisszalökődés stb.) mind-mind bizonyították, hogy a *Pauli-féle neutrínó-hipotézis* reális, a neutrínó tényleg létezik. Húsz éven keresztül azonban csak indirekt kísérleti bizonyítékok álltak rendelkezésünkre. Ezek alapján meglehetősen sok információt sikerült nyernünk a neutrínó fizikai sajátosságairól: pl. nyugalmi tömegéről, mágneses momentumáról. Ezen két mennyiségre vonatkozó kísérleti értékek nagyon valószínűvé tették, hogy mindkettő zérussal egyenlő.

Mivel a neutrínó fermion, ezért létezik antirészecskéje is: az *antineutrínó*. Mindkettő elektromosan semleges, spinje $1/2$, tömege és mágneses momentuma valószínű zérus. (E mennyiségek jelenlegi kísérleti korlátjáról később lesz szó.) A neutrínófizika kezdeti szakaszában volt olyan elképzelés is, hogy az antineutrínó azonos a neutrínóval, tehát $\nu \equiv \bar{\nu}$. Erre az elgondolásra épült a *Majorana-féle neutrínóelmélet*. Felmerült a gondolat, milyen kísérlettel lehet eldönteni, hogy a két részecske valóban különbözik-e egymástól. Az ún. kettős béta-bomlás alkalmasnak mutatkozott a kérdés eldöntésére, mert e folyamat másként megy végbe ha a neutrínó nem a *Dirac*-, hanem a *Majorana*-elmélet szerint írható le.

a) A *Dirac*-egyenlet szerint $\nu \neq \bar{\nu}$. A kettős béta-bomlás alapfolyamata a következőképpen képzelhető el:

$$(4. a) \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

és ezt követi a

$$(4. b) \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

bomlás. Mivel (4. a)-ban ν emittálódik, ez nem tud a másik neutronon befogódni. Az atommag két neutronja átalakul tehát két protonná, miközben két elektron és két antineutrínó keletkezik:

$$(4. c) \quad 2n \rightarrow 2p + 2e^- + 2\bar{\nu}.$$

A bomlás felezési ideje 10^{20} év, ha a felszabaduló kinetikai energia 2 MeV.

b) A *Majorana*-elmélet szerint $\nu \equiv \bar{\nu}$. Ekkor a kettős béta-bomlás alapfolyamata a következő:

$$(5. a) \quad n \rightarrow p + e^{-} + \nu,$$

$$(5. b) \quad \nu + n \rightarrow p + e^{-}.$$

Az első bomlásban keletkezett neutrínó a második neutronon befogódik, így a mag két neutronja neutrínóemisszió nélkül alakul át két protonná két elektron emissziója kíséretében. A bomlás felezési ideje 2 MeV felszabaduló kinetikai energia esetén 10^{12} év.

A kísérleti adatok a *Dirac*-féle neutrínó-elméletet támogatják. Ebből a szempontból legjelentősebb a *Davis*-féle kísérlet. Atomreaktorból kijövő antineutrínókkal vizsgálta az

$$(6) \quad \bar{\nu} + Cl^{37} \rightarrow Ar^{37} + e^{-}$$

folyamatot. Ha $\nu \neq \bar{\nu}$, akkor ennek a folyamatnak tiltottnak kell lennie. Ha viszont $\nu = \bar{\nu}$, akkor a folyamatnak 1 MeV energiájú neutrínókra $\sim 10^{-44}$ cm² hatáskeresztmetszettel kell bekövetkeznie. *Davis* mérései azt mutatták, hogy (6) hatáskeresztmetszete biztosan $< 0,9 \cdot 10^{-45}$ cm², ami a neutrínó és antineutrínó egymástól különböző voltát bizonyítja.

A neutrínófizika fejlődésében igen jelentős eredményeket hoztak az atomreaktorból nyert szabad neutrínókkal végzett kísérletek. Itt az alapfolyamatok a következők:

$$(7) \quad \begin{aligned} \nu + n &\rightarrow p + e^{-}, \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + e^{+}. \end{aligned}$$

Ezek hatáskeresztmetszete *BETHE* számítása szerint 1 MeV energiájú neutrínókra $\sim 10^{-44}$ cm². A hatáskeresztmetszet kis értéke miatt a folyamat hosszú ideig megfigyelhetetlen volt és csak 1956-ban sikerült. A kísérlet *REINES* és *COWAN*, valamint munkatársai nevéhez fűződik. Ez volt az első kísérlet, amely közvetlen bizonyítékot szolgáltatott a neutrínók létezéséről.

A gyenge kölcsönhatások paritássértő voltának felismerése 1956-ban a neutrínófizikában új szakasz kezdetét jelentette. A nagymértékben megindult elméleti és kísérleti vizsgálatok egész sora egyértelműen bizonyította a neutrínó és antineutrínó lényegesen különböző voltát. A *SALAM*, *LANDAU*, *LEE* és *YANG* által egymástól függetlenül kidolgozott kétkomponensű neutrínóelmélet szerint a neutrínó spinje az impulzusával antiparalel, az antineutrínó pedig párhuzamos. Eszerint az elmélet szerint — amely a paritássértést mutató kísérletekkel igen jól egyezik — a neutrínó nyugalmi tömege azonosan zérus: $m_{\nu} = 0$. Ugyanis, ha $m_{\nu} \neq 0$ lenne, lehetne olyan megfigyelő, aki a neutrínónál nagyobb sebességgel haladna és így számára a neutrínó-impulzus ellenkező irányúra változna, amikor a megfigyelő túllépi a neutrínó sebességét. A spin iránya viszont változatlan maradna. A neutrínó eközben a természetben nem létező állapotba menne át. Ez az ellentmondás csak akkor nem lép fel, ha $m_{\nu} \equiv 0$, mert ilyen részecske a vákuumbeli fénysebességgel mozog és azt semmilyen megfigyelő nem lépheti túl. A kétkomponensű neutrínóelmélet szerint a neutrínó nyugalmi tömege tehát azonosan zérus.

A gyenge kölcsönhatások fizikájában ezidőtájt igen komoly problémát jelentett, hogy az elmélet által várható egyes folyamatok nem fordulnak elő a természetben. Ilyenek pl.

$$\begin{aligned} & \mu \rightarrow e + \gamma, \\ (8) \quad & \mu^- + Z \rightarrow Z + e^-, \\ & \mu^\pm \rightarrow e^\pm + e^+ + e^-, \end{aligned}$$

s i. t.

Az elmélet szerves részét alkotó megmaradási tételek megengednék e folyamatok létezését. Érthetetlen volt, hogy akkor miért nem fordulnak mégsem elő. Ekkor vetődött fel az a gondolat, hogy a természetben esetleg nemcsak egyfajta neutrínó létezik, hanem kettő. Az egyik a müonnal, a másik az elektronnal van kapcsolatban. Pontosabban szólva: az

$$(9) \quad n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

béta-bomlásban az ún. *el-neutrínó* antirészecskéje, a

$$(10) \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$$

pion-bomlásban pedig az ún. *mü-neutrínó* keletkezik.

Ha kétfajta neutrínó létezik, akkor a (8) folyamatok tiltottak. Nézzük pl. a $\mu \rightarrow e + \gamma$ bomlást. A *Fermi*-féle elmélet szerint ez a folyamat egyfajta neutrínóval a következőképpen mehetne végbe:

$$(11) \quad \mu \xrightarrow{\text{gyenge k.}} e + \nu + \bar{\nu} \xrightarrow{\text{elektromágneses k.}} e + \gamma + \nu + \bar{\nu} \xrightarrow{\text{gyenge k.}} e + \gamma.$$

Ez a gyenge kölcsönhatásban másodrendű folyamat. Ha kétfajta neutrínó van a természetben és egyik a müonnal, másik az elektronnal társul, akkor (11) a következőképpen módosul:

$$(12) \quad \mu \xrightarrow{\text{gyenge k.}} e + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \xrightarrow{\text{elektromágneses k.}} e + \gamma + \nu_\mu + \bar{\nu}_e \xrightarrow{\text{gyenge k.}} e + \gamma.$$

A második gyenge folyamat nem következhet be, mivel ν_μ -t az elektron nem tudja befogni. Tehát a $\mu \rightarrow e + \gamma$ bomlás tiltott. Hasonlóképpen látható be a (8)-beli többi folyamatra is.

A második neutrínó létezésére célzó elgondolások után igen nagy érdeklődés nyilvánult meg világszerte a neutrínófizika iránt. E vizsgálatok között azok voltak a legjelentősebbek, amelyek a második neutrínó kísérleti kimutatására irányultak. A döntő kísérletet 1962-ben végezték el Brookhavenben, amely kétséget kizáróan igazolta, hogy kétfajta neutrínó létezik és $\nu_e \neq \nu_\mu$. Meg kell jegyezni, hogy a kísérlet alap gondolata B. PONTECORVÓtól származik, aki azt 1959-ben javasolta a kievi nagyenergiájú fizikai konferencián. A brookhaveni kísérletben a neutrínókat a $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$ bomlásból nyerték. A pionokat 15 GeV energiájú protonok keltették berillium céltárgyon ütközve. A keletkezett részecskenyalábot 13,5 m vastag vas leárnýekoláson vezették keresztül. Ez az erősen kölcsönható pionokat magkölcsönhatás, a müonokat pedig ionizációs veszteség révén abszorbeálta. A mü-neutrínó és az anyag kölcsönhatása a vas árnyékolás mögé helyezett alumínium szikra-

kamrában, mint detektorban ment végbe. Ez a következő alapfolyamatokat váltja ki:

$$(13) \quad \begin{aligned} \nu_\mu + n &\rightarrow p + \mu^-, \\ \bar{\nu}_\mu + p &\rightarrow n + \mu^+. \end{aligned}$$

Ha csak egyfajta neutrínó létezne, akkor végbemennének a

$$(13') \quad \begin{aligned} \nu + n &\rightarrow p + e^-, \\ \bar{\nu} + p &\rightarrow n + e^+ \end{aligned}$$

folyamatok is. Ekkor egyforma gyakorisággal keletkeznének elektronok és müonok. Ha viszont $\nu_e \neq \nu_\mu$, akkor elektronok keletkezése nem várható. A kísérlet gondos analizálása azt mutatta, hogy a keletkezett töltött részek müonok. Ez tehát azt jelenti, hogy a természetben kétfajta neutrínó létezik: ν_e az el-neutrínó, ν_μ a mü-neutrínó. Az 1962—64 között Brookhavenben és a CERN-ben elvégzett kísérletek az elsónél sokkal nagyobb számú mérési adattal megerősítették a két neutrínó létezését igazoló első megfigyelést.

Még a mü-neutrínó kísérleti kimutatása előtt több elméleti munka foglalkozott a két neutrínó problematikájával. Felvetődött a kérdés, hogy milyen fizikai sajátosságokkal rendelkezik a mü-neutrínó? Miben különbözik a két neutrínó egymástól?

A mü-neutrínóval — mint a müon-dublett semleges részecskéjével — én először 1959-ben, akadémiai doktori értekezésem utolsó fejezetében foglalkoztam, amikor az elemi részecskék lehetséges kölcsönhatásainak egy szimmetria-elvvel, az ún. tömegtükrözési transzformációval szembeni invarianciáját vizsgáltam. Megjegyzem, hogy az irodalomban először SAKATÁNÁL szerepel a ν_μ , aki még 1943-ban gondolt egy semleges, zérus tömegű fermionra. Hazánkban először MARX GYÖRGY egyik dolgozatában fordul elő, amelyben a müon és az elektron közötti különbséget értelmezi egy új középerős kölcsönhatás feltételezésével.

1960-ban kezdtem el foglalkozni azzal a kérdéssel, hogy milyen fizikai mennyiség különbözteti meg a két neutrínót egymástól. Arra a gondolatra jutottam, hogy esetleg létezik egy eddig ismeretlen kölcsönhatás, amelyben a müon-dublett részt vesz, de az elektron-dublett nem, és ez a kölcsönhatás végül is azt eredményezi, hogy a mü-neutrínó nyugalmi tömege zérustól különböző. Hogy e gondolatnak van-e reális magva, ahhoz először azt kellett megnézni, hogy a zérustól különböző mü-neutrínótömeg az eddigi kísérleti eredményekkel összeegyeztethető-e. A müon-bomlást találtam a legegyszerűbb olyan folyamatnak, amely elméletileg könnyen tárgyalható, mivel ebben erősen kölcsönható részek nem vesznek részt és így az ismeretlen erős kölcsönhatás nem okoz problémát. Megvizsgáltam a

$$(14) \quad \mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$$

müon-bomlás elektron-energiaspektrumát azzal a feltevéssel, hogy $m_{\nu_e} = 0$, de $m_{\nu_\mu} \neq 0$. A folyamatot kiváltó gyenge kölcsönhatásra a

$$(15) \quad H = \frac{G}{\sqrt{2}} \int (\bar{\psi}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_{\nu_e}) (\bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \psi_\mu) dV$$

kölcsönhatási Hamilton-operátort használtam, amely mint ismeretes, a gyenge kölcsönhatás $V-A$ csatolásának felel meg. A bomlás átmeneti valószínűségét

az S -mátrix-formalizmus alapján határoztam meg az ismert módon:

$$(16) \quad w = (2\pi)^4 |M|^2 \delta^4(p_f - p_i) \prod_{i=1}^3 \frac{dk_i}{(2\pi)^3},$$

ahol

$$(17) \quad M = \frac{G}{\sqrt{2}} (\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\bar{\nu}_e}) (\bar{u}_{\nu_\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_\mu),$$

p_i a kezdeti, p_f a végállapotban levő részecskék négyes-impulzusa, k_i a végállapotbeli fermionok hármass-impulzusa, u_k ($k = e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \mu$) a megfelelő fermionok egység spinorjai. Az itt nem részletezendő számítás az elektron energiaspektrumára a következő eredményt adja:

$$(18) \quad w(E) dE = A \sqrt{E^2 - m_e^2} F^2 \left\{ K(E_0 - E) - \frac{FE_0}{3} [3(E_0 - E)^2 + E^2 - m_e^2] \right\},$$

ahol

$$(19) \quad F = \frac{E_0^2 - 2E_0E + m_e^2 - m_{\nu_\mu}^2}{E_0^2 - 2E_0E + m_e^2}; \quad K = E_0^2 - m_e^2 - m_{\nu_\mu}^2,$$

E az elektron energiája, E_0 a müon nyugalmi energiája. Mivel az energiaspektrum a nagyenergiás végén függ érzékenyen m_{ν_μ} -tól, az $E \gg m_e$ határesetet vizsgáljuk. Ekkor

$$(20) \quad w(\varepsilon) d\varepsilon = AE_0^5 I(\varepsilon) d\varepsilon,$$

ahol

$$(21) \quad I(\varepsilon) = \frac{\varepsilon^2}{4} \left[1 - \frac{2\varepsilon}{3} - \mu^2 - \frac{\mu^4}{(1-\varepsilon)^2} + \frac{\mu^6}{(1-\varepsilon)^3} \left(1 - \frac{\varepsilon}{3} \right) \right],$$

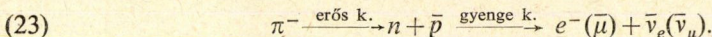
$$(22) \quad \varepsilon = 2 \frac{E}{E_0}, \quad \mu = \frac{m_{\nu_\mu}}{E_0}.$$

A (20)-ban szereplő A együttható a csatolási állandót és más univerzális állandókat magába foglaló konstans. Az $I(\varepsilon)$ függvényt különböző m_{ν_μ} értékekre az alábbi görbék ábrázolják. Az elméleti görbéknek a mérési eredményekkel való összehasonlításából az látszik, hogy az

$$m_{\nu_\mu} < 10 m_e$$

tömegérték nem mond ellene a tapasztalatnak. E vizsgálataimmal egy időben BAHCALL és CURTIS is foglalkozott a problémával és ők az $m_{\nu_\mu} \sim 5 m_e$ tömegértékre következtettek.

Abban a reményben, hogy m_{ν_μ} -re pontosabb felső korlátot kapok, megvizsgáltam más folyamatot is, nevezetesen a $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e / \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ bomlási arányt. A pion-bomlás egy erős és egy gyenge kölcsönhatáson keresztül megy végbe:



A $\pi \rightarrow e\bar{\nu}_e$ bomlás átmeneti valószínűségére jellemző M átmeneti mátrixelem:

$$(24) \quad M = \frac{G}{\sqrt{2}} A_\alpha (\bar{u}_e \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_{\bar{\nu}_e}),$$

ahol A_α az axiálvektor áram átmeneti mátrixeleme a $|\pi\rangle$ és a $|0\rangle$ állapotok között. Mivel ugyanez az A_α szerepel a $\pi \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu$ átmeneti valószínűségben is, a bomlási arányból kiesik és azért az

$$(25) \quad R \left(\frac{\pi \rightarrow e\bar{\nu}_e}{\pi \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu} \right)$$

arány az erős kölcsönhatás ismerete nélkül is pontosan kiszámítható. R kifejezése egyedül a bomlásban szereplő részecskék tömegétől függ.

$$(26) \quad R \left(\frac{\pi \rightarrow e\bar{\nu}_e}{\pi \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu} \right) = R_0 r,$$

ahol

$$(27) \quad R_0 = \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \left(\frac{m_\pi^2 - m_e^2}{m_\pi^2 - m_\mu^2} \right)^2$$

az $m_{\nu_\mu} = 0$ esetre érvényes bomlási arány, és

$$(28) \quad r^{-1} = \left[1 + m_{\nu_\mu}^2 \frac{m_{\nu_\mu}^2 - 2m_\pi^2 - 2m_\mu^2}{(m_\pi^2 - m_\mu^2)^2} \right]^{1/2} \left[1 + m_{\nu_\mu}^2 \frac{2m_\mu^2 + m_\pi^2 - m_{\nu_\mu}^2}{m_\mu^2 (m_\pi^2 - m_\mu^2)} \right].$$

A tömegek legújabb értékeit beírva, adódik:

m_{ν_μ}/m_e	0	5	10	20
r	1	0,99996	1,00001	1,00259

Az $m_{\nu_\mu}/m_e = 5 - 10$ értékekre $r \sim 1$, $R \sim R_0 = 1,282 \cdot 10^{-4}$. Az $m_{\nu_\mu}/m_e = 20$ értékre $R = 1,32 \cdot 10^{-4}$ adódik. ANDERSON 1960-ban végzett mérései szerint: $R_{\text{exp}} = (1,21 \pm \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$.

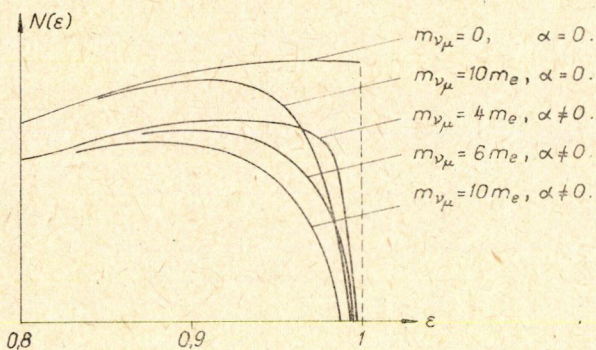
Ezek a számítások is azt mutatják, hogy az $m_{\nu_\mu} \leq 10m_e$ érték még összefér a tapasztalattal.

Mivel a müon- és pion-bomlásban elektromosan töltött részek is szerepelnek, figyelembe kell vennünk az elektromágneses térrel való kölcsönhatást is. Ez a kölcsönhatás korrekciót ad a fenti eredményekhez. Ezen ún. sugárzási korrekciók meghatározása a relativisztikus kvantumelmélet módszereivel történik. A számításokat véges mü-neutrínó tömeggel CSIKOR FERENC végezte el szakdolgozatában mindkét bomlásra. A müon-bomlás elektron-energiaspektrumát a finomszerkezeti állandóban $\left(\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \right)$ lineáris korrekció a spektrum nagyenergiás végén befolyásolja jelentősen, és pedig csökkenti.

A mért spektrummal való összehasonlításból az $m_{\nu_\mu} < 6m_e$ értékek látszanak valószínűnek.

A pion-bomlás bomlási arányához számított korrekciókat gyakorlatilag nem befolyásolja az m_{ν_μ} véges értéke. Így ebből nem adódott m_{ν_μ} -re pontosabb érték a korrekciók nélküli felső korlátnál.

A mü-neutrínó nyugalmi tömegének közelítő megbecslésére végzett vizsgálataink eredményeit összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a jelenlegi kísérleti adatokkal



2. ábra

nincs ellentétben az a feltevésünk, hogy $m_{\nu_\mu} \neq 0$. Sőt, a müon-bomlás spektrumának nagyenergiás végén mutatkozó leesés határozottan amellettszól, hogy $m_{\nu_\mu} \neq 0$.

Mivel az elemi részecskéket a különféle terekkel való kölcsönhatásuk eredményezi, feltételezhető, hogy a mü-neutrínó véges nyugalmi tömegét valamilyen eddig ismeretlen kölcsönhatás okozza. Nagyon vonzóan látszik az a gondolat, hogy

ebben az ismeretlen kölcsönhatásban nemcsak a mü-neutrínó, hanem a müon is részt vesz és ez eredményezi az $m_\mu - m_e$ tömegkülönbséget is. Az utóbbi probléma magyarázatára már vezettek be korábban ilyen kölcsönhatásokat (pl. MARX GY. és NAGY KÁZMÉR), azonban ezekben m_{ν_μ} -t zérusnak vették. Érdemes lenne ezeket a vizsgálatokat kiterjeszteni az $m_{\nu_\mu} \neq 0$ értelmezésére is. Újabban M. A. MARKOV foglalkozik ilyen vizsgálatokkal, aki feltételezi, hogy a müondublett egy pseudo-vektor térrel van kölcsönhatásban. E kölcsönhatást a

$$\frac{g\hbar}{mc} \gamma_5 \gamma_\mu \gamma_\nu \frac{\partial \Phi_\mu}{\partial x_\nu}$$

alakban veszi fel. A g csatolási állandó $10^{-6} - 10^{-7}$ értékű. Elképzelhető, hogy ez, vagy más hasonló kölcsönhatás a mü-neutrínó nyugalmi tömegén kívül a legújabb kozmikus neutrínós kísérletek eredményeit is értelmezni tudja.

A mü-neutrínó felfedezése az utóbbi években elért fizikai eredmények között az egyik legjelentősebb tudományos eredmény. Ha sikerül megtalálnunk azt a törvényt, amely helyesen írja le a többi elemi résszel való kölcsönhatását és amely számot ad annak minden fizikai sajátosságáról, akkor kezünkben lesz annak az ajtónak a kulcsa, amely a neutrínófizika igen gazdag világát ma még elzárja előlünk.

Befejezésül összefoglalom a két neutrínó fizikai mennyiségeire vonatkozó jelenlegi ismereteinket:

	ν_e	ν_μ
tömeg	< 200 eV	< 3 MeV
töltés	< $10^{-17} e$	< $10^{-13} e$
mágneses momentum	< $10^{-10} \mu_{\text{Bohr}}$	< $10^{-10} \mu_{\text{Bohr}}$
$\sigma_{\mu N}$	$10^{-44} \text{ cm}^2, E_{\nu_e} \sim 1 \text{ MeV}$ $10^{-38} \text{ cm}^2, E_{\nu_e} \sim 1 \text{ GeV}$	$10^{-38} \text{ cm}^2, E_{\nu_\mu} \sim 1 \text{ GeV}$

Igen tisztelt Tudományos Akadémia! Megköszönöm azt a személyemet kitüntető bizalmat, amellyel levelező tagjai sorába bevásztott. Életem egyik legfőbb törekvésének azt tekintem, hogy erre a magas kitüntetésre méltó legyek.

Engedjék meg, hogy székfoglalómat EÖTVÖS LORÁND azon szavaival zárjam, amelyeket hasonló alkalomból mondott a *Magyar Tudományos Akadémia III. Osztálya* előtt: „Érdemtelenégem érzete sokáig visszatartott abban, hogy e tudományos testületben széket foglaljak; mert ámbár megválasztásom óta többször voltam szerencsés e helyen értekezhetni, székfoglalóul valami késszel, egy kikerekített egésszel kívántam volna föllépni. De az idő múlt s az idővel én is idősebb lettem, napról napra meggyőződve arról, hogy a tudományban készek sohasem leszünk. Kérem ezért a tisztelt Akadémiát, legyen elnéző most is, midőn e zöld asztal előtt széket foglalva, arra csak töredéket hozhattam.”