

is kiszámolható. Évszázados változások elemzéséhez azonban még nem elég hosszú a Wolf-féle adatsor, ezért *Douglas Hoyt* és *Kenneth Schatten* kidolgozták a csoport-relatívszámot, amely az egyes foltokat nem veszi figyelembe, így sok régi megfigyelés felhasználhatóvá válik. Ezáltal és további kéziratok régi megfigyelések felkutatásával a naptevékenységi ciklust 1612-ig visszamenőleg rekonstruálni tudták, így az egyéb kutatások részére felhasználható adatsor terjedelme két és fél évszázadról négy évszázadra nőtt.

Az ilyen hosszú adatsorok esetében viszont fontos az adatok homogenitásának vizsgálata, nem történtek-e változások a mérési módszerekben. Az utóbbi években *Leif Svalgaard* kezdett ezzel a kérdéssel intenzíven foglalkozni, több nemzetközi konferenciát is szervezett a napfoltszámok kérdéskörében (<http://ssnworkshop.wikia.com/wiki/home>). A végső cél, hogy egy nemzetközileg elismert, megbízható adatsort hozzanak létre a napfolt-relatívszámokból, és megállapítsák az összefüggéseket a különböző geofizikai és más úridőjárási paraméterekkel. Már látszik, hogy az eddig használt adatokban két, korrigálásra szoruló ugrás is van: az 1946 előtti zürichi relatívszámokat meg kell szorozni egy 1,20-os faktorról, az 1885 előtti csoport-relatívszámokat pedig egy 1,47-os faktorról. Ez a két korrekció megszünteti a látszólagos ugrást egyes összefüggésekben, valamint kiegyenlíti a naptevékenység menetét. Eddig ugyanis úgy tűnt, hogy a naptevékenység folyamatosan növekszik az utóbbi két évszázadban. Pontosítani kell még az 1600-1800 közötti időszak adatait is.

Eltűnnek a napfoltok?

Egy másik érdekes jelenségre *William Livingston* és *Matthew Penn* amerikai kutatók hívták fel a figyelmet. Az arizonai Kitt Peak obszervatóriumban rendszere-

sen mérték a napfoltok mágneses terének erősségét, valamint a foltok magjának kontrasztját (sötétségét, hőmérsékletét). Az 1990-es évek végén elkezdett mérésorozatot azt mutatta, hogy a napfoltok mágneses terének erőssége fokozatosan csökken, ezzel kontrasztjuk is, azaz a foltok magja egyre melegebb és világosabb lesz. Ugyanekkor a napfoltszám és a napkoronából származó 10,7 cm-es hullámhosszú rádiósugárzás összefüggése is kezdett eltérni az eddigi értékektől. A mágneses térerősségek eloszlását alaposabban megnézve, a kutatók normális Gauss-eloszlást találtak egy átlag körül, amely átlag az idő előrehaladtával csökkent.

A jelenséget a kutatók a következőképpen magyarázták. Régóta ismert, hogy a legkisebb napfoltokban is legalább 0,15 T fluxussűrűségű mágneses tér található, ennyi minimálisan szükséges a sötét folt kialakulásához. Feltételezik viszont, hogy a napkorona rádiósugárzásánál nincs ilyen küszöbérték. Ezért, ahogy idővel csökken a mágneses tér koncentrációja, egyre kevesebb folt lesz. A kutatók az ezután következő, 25. napfoltciklus magasságát még a jelenleginél is kisebbre jósolják, extrapolált görbéjük szerint 2040-re teljesen el is tűnhetnek a napfoltok.

E sorok írója ettől nem tart. A 17 évre terjedő mérések szórása elég nagy, és ennek lineáris extrapolációja mindig veszélyes egy jóval hosszabb időskálájú jelenség esetében. Ráadásul most éppen egy közepes napfoltmaximum utáni alacsony csúcs közelében vagyunk, ami elhúzhatja az illesztést, tehát valószínűleg ismét erősödni fog a naptevékenység.

A Nap mindig tartogat valami meglepetést a kutatók számára, de ezzel segíti is a kutatókat. A napciklus tartalmaz egy jelentős véletlenszerű komponenst is, ezért olyan nehéz az előrejelzése. Az ilyen váratlan események azonban hasznosak a tudomány számára, mert segítenek szétválogatni a lényegest az esetlegestől.

MEKKORA A KVARKOK TÖMEGE?

Patkós András
ELTE Atomfizikai Tanszék

Szabad kvarkot nem látott senki. Makroszkopikus geometriájú pályán nem észlelték mozgásukat külső elektromágneses tér hatására, így tehetetlen tömegükről nincs információ. Súlyos tömegük mérésére sincs módszer.

Ebben a cikkben nem foglalkozom a súlyos és a tehetetlen tömeg viszonyával, amelynek értelmezése a gravitációs kölcsönhatás einsteini elméletéhez vezetett. Elemi (vagyis szubatomi) részecskék esetében csak a tehetetlen tömegre vonatkozó ismeretek alakulásának bemutatása lehet a cél. Ehhez bevezetésként a cikk első részében átfutunk a tehetetlen tömeg megjelenési formáin a makroszkopikustól a nukleáris szintig terjedő méretskálájú testek mozgástörvényeiben. Ezt követően megbeszéljük a nem túl intenzív kölcsönhatásoknak az

összetett (több elkülönült rész kötött állapotaként létező) rendszerek tömegére gyakorolt hatását az atom meg az atommag esetén. Végül a harmadik részben mutatom be mindazokat a megfontolásokat, amelyekkel az 1960-as évtized elejétől napjainkig a tömeg tulajdonságát igyekeztek társítani a kvarkokkal a szubnukleáris (kvarkszintű) jelenségek különböző aspektusainak értelmezése során. Ennek a sokféle szemszögből vizsgálható, egyelőre még nem eléggé koherens, de izgalmas képnek a bemutatása szándékával fogtam e cikk megírásához. Sok vonatkozásban követem *F. Wilczek* [1] és *H. Leutwyler* [2] közelmúltban megjelent esszéinek tartalmát, amelyeket kiegészíték néhány további, általam érdekesnek tartott, a tömeg mikrofizikai szerepére vonatkozó megfontolással.

Testek tömege a klasszikus és a kvantumfizikában

A newtoni tömeg

A testek gyorsulását *Newton* két tényező hányadosára vezette vissza. Azonos mértékű ráhatás (azaz erő) különböző testeket azok inerciája/tehetetlensége mértékével, azaz tömegével fordított arányban gyorsít:

$$\text{gyorsulás} = \frac{1}{\text{tömeg}} \cdot \text{erő}.$$

A tömeg a test elemi (más tulajdonságra vissza nem vezethető) állandósult tulajdonsága. Két test tömege az egyes tömegek összege.

A tehetetlenség mértékét jellemző tömeg teljesebb neve *tehetetlen tömeg*, megkülönböztetésül a gravitációs erőhatásban arányossági tényezőként fellépő *súlyos tömegtől*. A newtoni klasszikus mechanikai mozgást a részecske(rendszer) Lagrange-függvényével és az abból származtatott Euler-Lagrange-egyenletekkel lehet meghatározni:

$$L = K(\text{mozgási energia}) - V(\text{potenciális energia}),$$

$$K = m \cdot \frac{1}{2} v^2.$$

Ebben a tehetetlen tömeg (m) helye egyértelmű: az egyes pontszerű kiterjedésűnek idealizált testek mozgási energiája kifejezésében az $(1/2)v^2$ kifejezés együttthatója. Ez a mennyiség független a potenciális energiától, így a tömeg a kölcsönhatásmentesen szabadon mozgó test tulajdonsága, amely a mozgás során nem változik. Két test együttes azonos sebességű mozgásakor tömegük összeadódik.

A klasszikus mozgások között a mágneses momentummal rendelkező semleges részecskék (például egy ezüst atom vagy egy neutron) inhomogén mágneses térbeli mozgását meghatározó egyenletben is elrejtőzik a tehetetlen tömeg. Ezt az egyenletet a mágneses térbe helyezett mágnesű potenciális energiájából származtathatjuk:

$$V = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H}(\mathbf{x}).$$

A $\boldsymbol{\mu}$ mágneses momentum abszolút értéke (μ) az *Amperè*-től származó köráram-elképzelés alapján visszavezethető a tömeg (m) és az elektromos töltés (e) segítségével a köráramban mozgó részecskék pályamenti mozgásának impulzusnyomatékára (\mathbf{L}):

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{e}{2m} \mathbf{L}.$$

Elemi részecskék esetében a pálya menti mozgás helyére a saját impulzusmomentum (spin) lép megszorozva az úgynevezett giromágneses tényezővel, aminek nagysága elektronokra jó közelítéssel 2:

$$\boldsymbol{\mu}_e = \frac{e}{m_e} S_e, \quad S_e = \frac{\hbar}{2}.$$

A Zeeman-hatáshoz kapcsolódó spektroszkópiai mérések igazolják, hogy az ezüstatom pályájának eltéréseit okozó erőben az atom legkülső elektronháján található páratlan elektronjának mágneses momentuma lép fel, azt pedig valóban az elektron tehetetlen tömege határozza meg. (A gyorsulás nagysága természetesen az atom teljes tömegével fordítva arányos.)

Az einsteini tömeg

A relativisztikus sebességtartományban egyértelművé válik az energia (E) és az impulzus (p , lendület) elsődlegessége. Ezekre a mennyiségekre lineáris megmaradási tételek érvényesek, a tömeg viszont nemlineáris kapcsolatban áll velük:

$$E^2 = (pc)^2 + (mc^2)^2.$$

Nem-relativisztikus mozgás ($p \ll mc$) esetén

$$E \approx mc^2 \left(1 + \frac{p^2}{2m} \frac{1}{mc^2} \right),$$

amiből az energia megmaradása alapján azonnal látszik, hogy két test együttes tömege csak akkor tekinthető (közelítőleg) állandónak, ha a nem-relativisztikus mozgási energia sokkal kisebb a nyugalmiánál:

$$E_{\text{teljes}} \approx (m_1 + m_2) c^2 + \left(\frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} \right).$$

A magreakciók adták az első példát arra, hogy a reakcióban résztvevő magoknak és az abban keletkező termékeknek sem az össztömege, sem a teljes newtoni mozgási energiája önmagában nem marad meg.

Hangsúlyozható még, hogy kizárólag az einsteini mechanika keretében értelmezhető nulla tömegű részecskék létezése, amelyek energiája és impulzusának nagysága véges értékeket futhat be egymással arányban:

$$E = pc.$$

Tömeg a kvantumfizikában

de Broglie megfeleltetést javasolt a részecskeszerű tulajdonságok (E , p) és a hullámszerű tulajdonságok (k hullámszám és ω körfrekvencia) között:

$$E = \hbar \omega, \quad p = \hbar k.$$

Ennek következtében a szabad mozgás energiáját az impulzus segítségével megadó klasszikus fizikai képletek a hullámszerű viselkedés jellemzőit összekapcsoló diszperziós relációkká alakulnak:

$$\hbar \omega = \frac{(\hbar k)^2}{2m} \quad (\text{nem-relativisztikus eset}),$$

$$(\hbar \omega)^2 = (\hbar k c)^2 + (m c^2)^2 \quad (\text{relativisztikus eset}).$$

A frekvenciát a hullámszám függvényében meghatározó összefüggés alapján megkonstruálható az a hullámegyenlet, amelynek valószínűségi síkhullám-amplitúdó megoldását, mint határozott impulzussal és energiával jellemzett szabad mozgást végző kvantumobjektum elméleti leírását értelmezzük. A nem-relativisztikus mozgáshoz a Schrödinger-egyenlet tartozik, míg a relativisztikus hullámegyenletek alakja függ a kvantumrészecske saját impulzuszórájától (spinjétől).

Nulla spin esetén a Klein–Gordon-egyenlet adja a φ hullámmamplitúdó dinamikáját:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta \right) \varphi(x, t) = \left(\frac{m c}{\hbar} \right)^2 \varphi(x, t),$$

feles spin esetén a Dirac-egyenletből számítható a ψ spinoramplitúdó:

$$\left(i \gamma_\mu \partial^\mu - \frac{m c}{\hbar} \right) \psi(x, t) = 0.$$

Mindkét egyenlet értelmezhető úgy, mint valamely Lagrange-függvénnyel definiált rendszer Euler–Lagrange-egyenlete. A tömeget tartalmazó tagok a Lagrange-sűrűségben potenciális energia jellegűek:

$$V_{\text{Dirac}}^{\text{tömeg}} = \frac{m c}{\hbar} \bar{\psi} \psi, \quad V_{\text{Klein-Gordon}}^{\text{tömeg}} = \left(\frac{m c}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{2} \varphi^2.$$

(a $\bar{\psi}$ -vel jelölt szimbólum az úgynevezett Dirac-adjungált amplitúdó.) A kvantumrészecskék világában a korrespondencia elvének most vázolt alkalmazása alapján azt szokás tömegnek hívni, ami a szabad hullámterjedés egyenleteit meghatározó Lagrange-sűrűségekben a fenti alakú (egyéb részecskékre a megfelelő hasonló jellegű) járulékok együtthatóiként jelennek meg.

Az elektron vagy a müon kvantumelméletének alkalmazásaiból meghatározott tömegparaméterek igen pontosan egyeznek a klasszikus mechanika relativisztikus vagy nem-relativisztikus mozgásegyenleteiben fellépő mennyiségekkel. Arra a következtetésre jutunk, hogy a tömeg különböző megközelítésben történő meghatározásaiban ugyanaz a fizikai tulajdonság nyilvánul meg.

Mi a helyzet a kvarkok esetében, amelyek szabad mozgását még soha nem észlelték. Úgy tűnik, hogy csak kötött állapotban fordulnak elő. Ezért a kvarkok világának vizsgálata előtt az atomi és nukleáris skálájú összetett részecskék tömegére vonatkozó ismereteink áttekintésével foglalkozunk. Ezek tükrében még világosabban tűnnek majd elő a szubnukleáris tartomány furcsaságai.

Atom- és magfizikai összetett rendszerek tömege

Vonzó kölcsönhatás alkalmas két test véges tartományra kiterjedő kötött állapotának kialakítására. A kötött rendszer tömegközépponti rendszerében mérhető energiája az egyes alkotórészek tömegenergiája mínusz

a kötési energia, amely a relativisztikus tömeg-energia kapcsolat alapján az összetett rendszer tömegenergiaként értelmezendő. A hidrogénatom esetén a proton $938 \text{ MeV}/c^2$ és az elektron $0,51 \text{ MeV}/c^2$ tömege mellett a $13,6 \text{ eV}$ kötési energia az össztömeg tízmilliomod része, a könnyebbikének tízezrede. Tehát a kötött állapot tömege nagyon jó közelítéssel az összetevők tömegének összege. Nagyobb rendszámú (Z) atomoknál a belső héjakon elhelyezkedő elektron kötési energiája egyre nő, miután $E_{\text{kötési}} \sim (Z\alpha)^2 - \alpha$ a finomszerkezeti állandó $\approx 1/137$, és közel kerülhet az elektron nyugalmi energiájához. Ez izgalmas kvantum-elektrodinamikai folyamatokat eredményezhet a $Z \geq 130$ tartományban, amelyek azonban a rendszer tömege szempontjából elhanyagolható hatásúak.

Az atom tömegét az atommag tömege dominálja, amely maga is nukleonok (neutron és proton) kötött állapota. Az egy nukleonra jutó kötési energia elérheti a 10 MeV értéket, ami a teljes rendszerre jelentős tömegdefektust eredményez. Ennek értéke az össztömegnél sokkal kisebb, a legjelentősebb esetben sem haladja meg a százalékos hatást. Az atommagban a nukleonok megőrzik individuális jellegüket, ezen alapszik a magok sikeres héjmodellje. A nukleonokon belüli erők sokkal intenzívebbek, mint a magok közötti erőhatás. A kvantum-kromodinamika szemszögéből nézve utóbbiak a molekulák közötti van der Waals-erőkkel állíthatók párhuzamba. Ezen erők töltésfüggetlenségének (a proton és a neutron azonos intenzitással hat kölcsön a magban) kvarkszintű értelmezésére még a cikk legvégén visszatérünk.

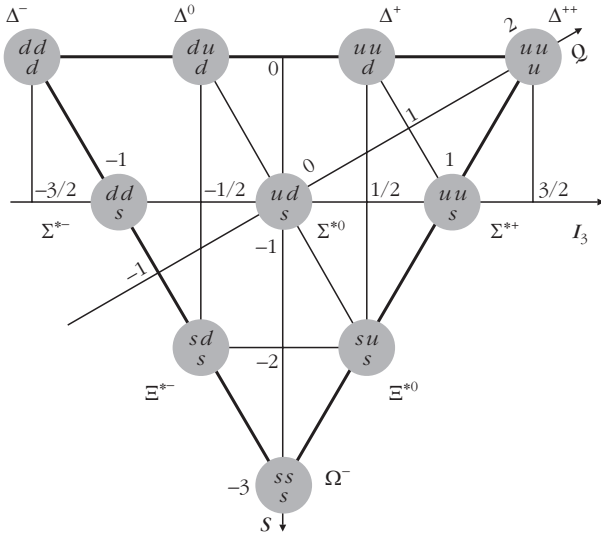
Miután környezetünk hőmozgásból származó energiasűrűsége nem elegendő ahhoz, hogy az atommagok akár csak kis hányada alapállapotából spontán átkerüljön a néhány MeV-vel magasabb gerjesztett állapotok valamelyikébe, ezért a makroszkopikus anyag tömege additívan épül fel a szerkezetnélkülinek mutatkozó nukleáris alkotórészekéből. A gyenge kölcsönhatási (bétabomlási) folyamatok energiája a kötési/gerjesztési energia nagyságrendjébe esik, ám ezek a folyamatok olyan ritkák a stabil magokban, hogy nem veszélyeztetik az additív newtoni tömeg koncepciójának alkalmazását. Tehát a makroszkopikus tömeg eredetét firtató kérdés a mag alkotórészei tömegének eredetére irányul.

Kvarkokból összetett hadronok tömege

Konsztituens kvarkok

A kötött rendszerekről imént felelevenítették alapján természetesnek találjuk, hogy a kvarkmodellre vonatkozó kezdeti elképzelések a nukleonokat három kvark kis kötési energiájú kötött állapotaként igyekeztek értelmezni. Az u és d kvarkok nyugalmi tömegét a proton és a neutron tömege alapján (az izotopikus spinszimmetria sérülését elhanyagolva) 300 – $320 \text{ MeV}/c^2$ -re becsülték:

$$m_u = m_d = \frac{1}{3} M_N.$$



1. ábra. A 10-tagú barion-dekuplett elhelyezkedése a ritkaság-izospin síkon. A részecskék által kirajzolt háromszög legalsó csúcsán elhelyezkedő $S = -3$ ritkaságú rezonancia tömegének előrejelzése volt a kvarkmodell áttöréséhez vezető első felfedezés.

A kvark hullámfüggvényeket pedig úgy szerkesztették meg a barion-multiplettekre, hogy azok az $SU(3)$ izoszimmetria irreducibilis ábrázolásait feszítsék ki.

A mezon-multiplettekre ez az egyszerű modell egyáltalán nem működik, ott kiegészítik a Szaharov és Zeldovics által javasolt hiperfinom kölcsönhatással, amelyet a kvarkok közös λ „erős töltésével” definiált kromomágneses momentumaival képeznek:

$$H_{\text{mezon}} = \sum_q m_q c^2 + \lambda^2 \sum_{q,q'} \frac{1}{2m_q} \mathbf{s}_q \cdot \frac{1}{2m_{q'}} \mathbf{s}_{q'}.$$

Az additív kvarkmodell első nagy sikere a 10 tagú barion-dekupletthez fűződik (1. ábra). Ennek legalacsonyabb tömegű határozott izospinű részét az $I = 3/2$ Δ -kvartett adja, amelynek átlagos tömege $1232 \text{ MeV}/c^2$. Hullámfüggvényeikben kizárólag u és d kvark található. Egyiket a ritka s kvarkra cserélve adódik az $1384 \text{ MeV}/c^2$ átlagtömegű Σ -triplett ($I = 1$), majd újabb nem-ritka-ritka cserével kapjuk a Ξ -dubletet ($1533 \text{ MeV}/c^2$). A majdnem egyenlő közül, körülbelül 150 MeV nagyságú növekmény alapján, a tömegek additívitasát feltéve, következtetni lehet az s és az (u, d) kvarkok tömegkülönbségére és megjósolható az akkor még nem ismert három ritka kvarkból álló Ω^- -szinglett tömege. Az előrejelzést követve 1964-ben a CERN buborékkamra-detektorának felvételén megtalálták ezt a részecskét $1672 \text{ MeV}/c^2$ tömegnél. A kis kötési energiájú kvarkok kötött állapotának elképzelését elsőként ez a felfedezés támasztotta alá.

A mezonok (kvark-antikvark kötött állapotok) esetében a Szaharov–Zeldovics-modellből számolható spektrum a vektormezonokra elég pontos tömegértékeket szolgáltat, de a könnyű pszeudoskálár oktette túl kis tömegértékek adódnak (például a pionra 140 MeV helyett 50 MeV körüli érték).

Annál látványosabb az additív kvarkmodell sikere a nehéz (c és b) kvarkokból felépülő mezonokra pél-

dául a charmónium- vagy a bottomónium-családra. Ez esetben az egy gluonkvantum kicseréléséből származtatható Coulomb-jellegű potenciálhoz a kvarkok bezárását biztosító lineáris potenciált adva és alkalmas tömegeket választva a nem-relativisztikus Schrödinger-egyenlettel egy sokszintes gerjeszthetőségű kötött állapoti rendszer kísérleti spektrumát nagy pontossággal lehet reprodukálni mind a $c\bar{c}$, mind a $b\bar{b}$ rendszer esetén. (A nehéz mezonok spektroszkópiáját részletesen bemutattam a *Fizikai Szemle* olvasóinak a közelmúltban írott cikkemben [3].)

Az additív kvarkmodell másik máig ható sikere a neutron és a proton mágneses momentumának értelmezéséhez fűződik. A proton és a neutron additív mágnesesmomentum-operátorainak

$$\hat{\mu}_p = \frac{e_u}{m_u} (\hat{S}_{u1} + \hat{S}_{u2}) + \frac{e_d}{m_d} \hat{S}_d$$

$$\hat{\mu}_n = \frac{e_d}{m_d} (\hat{S}_{d1} + \hat{S}_{d2}) + \frac{e_u}{m_u} \hat{S}_u$$

a megfelelő kvarkhullámfüggvényekkel vett várható értékét kiszámolva azt kapjuk, hogy

$$\langle p | \hat{\mu}_p | p \rangle = \frac{\hbar}{6} \left(4 \frac{e_u}{m_u} - \frac{e_d}{m_d} \right),$$

$$\langle n | \hat{\mu}_n | n \rangle = \frac{\hbar}{6} \left(4 \frac{e_d}{m_d} - \frac{e_u}{m_u} \right).$$

Az izospin-invariancia sérülését elhanyagolva, a kvark-tömegek előbbi egyszerű becslését használva

$$\langle p | \hat{\mu}_p | p \rangle = 3 \frac{e\hbar}{2M_N}, \quad \langle n | \hat{\mu}_n | n \rangle = -2 \frac{e\hbar}{2M_N}$$

adódik. A mag-magnetonnak hívott $e\hbar/2M_N$ együtthatóira kísérletileg mért értékek a protonra $2,79$, a neutronra $-1,91$.

Vajon mi lehet a magyarázata, hogy az atomfizikai analógiára épülő (kis kötési energiát feltételező) modell a nagyobb tömegű hadronok esetében egyre jobb leírást ad?

Lagrange-i kvarkok

A kvantum-kromodinamika (QCD) teljes elméletének megoldásától azt is reméltük, hogy megvilágítja a tendencia hátterét. Azonban a közelmúltban a számítógépes szimulációval elvégzett ráctérelméleti nagypontosságú spektrumszámításoknak nagy visszhangot kapott eredményei arra a következtetésre vezettek, hogy a QCD Lagrange-sűrűségének az u, d, s kvarkokat jellemző tömegtagjaiban a fentebb becsülteknél jóval kisebb tömegparamétereket használva lehetett reprodukálni a barionok és mezonok tömegeit. A Fodor Zoltán vezette Budapest–Marseille–Wuppertal (BMW) együttműködés (budapesti csoportját Katz

Sándor vezeti) tökéletes izotopikus szimmetriát feltételező számításának a mért hadronspektrum legfontosabb multipliettjei tömegével való egyezése (2. ábra a [4] cikkből) mindmáig egyik legfontosabb bizonyítéka annak, hogy a QCD az erős kölcsönhatások helyes elmélete. A pontos rácsszámolásokban használt Lagrange-sűrűség tömegparamétereit fogadja el a kvarkok tömegként az elemi részek hivatalos táblázata is, az ismeretek bizonytalanságát kifejező következő tömegintervallumokat adva meg:

$$\bar{M} = \frac{1}{2} (M_u^{rác} + M_d^{rác}) = 3,2-4,4 \text{ MeV}/c^2,$$

$$M_s = 90-100 \text{ MeV}/c^2.$$

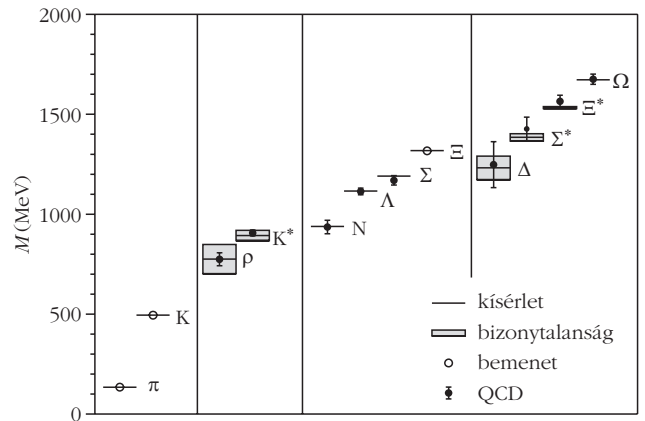
A lényegében egzakt rácsszámolás eredménye nem volt teljesen váratlan. *M. Gell-Mann* már az 1970-es évek elején feltételezte, hogy a kötött állapotokban (hadronokban) feltételezett nagyobb tömegű, úgynevezett konzituens kvarkok és az elméletet definiáló Lagrange-sűrűségben szereplő elemi kvarkterek nem azonosak, hanem közöttük az erős kölcsönhatások dinamikája által meghatározott bonyolult transzformációs kapcsolat tárható fel. *H. Leutwyler* 1974-ben kidolgozta e reláció legegyszerűbb változatát [5] és abból a mezontömegek és a kvark Lagrange-i tömegparamétere között a

$$3 M_u (M_p - M_u) F_p = (M_\pi^2 - M_u^2) F_\pi$$

relációt vezette le. Itt a ρ -index a semleges ρ -mezon, a π -index a semleges pion adataira vonatkozik. Az F mennyiségek a megfelelő mezont alkotó kvark-antikvark pár szétsugárzásával (annihilációjával) bekövetkező bomlás amplitúdói. A másodfokú egyenlet M_u -ra megoldva az a megoldás a jó, amelyben M_π nullához tartásakor a kvarktömeg is nullához tart. Így kapta az 5,4 MeV becsült értéket a Lagrange-i M_u tömegparaméterre.

A könnyű kvarkok tömegparaméterének járuléka a hadronok tömegéhez tehát elhanyagolhatónak tűnik. Az energia forrása nem lehet a kötési energia, hiszen az negatív! Jobban hasonlítható a helyzet ahhoz, ahogyan *Abraham* és *Lorentz* a Coulomb-térben tárolt energia révén kívánta értelmezni az elektromosan töltött mikroszkopikusan kicsiny (pontosan?) elektron tömegét. A hadronok esetében a kvarkok keltette gluonokból és kvark-antikvark párokból álló ingadozások energiája lehet a fő járuléka a tömeghez.

A kvantum-kromodinamika aszimptotikus szabadsága segít értelmezni a különböző tömegű kvarkok által keltett különböző erősségű gluontereket. A kvarkok tömegenergiája az a skála, amelyen erős töltésük hatását észleljük: növekvő tömeggel egyre gyengébb a keltett gluonterek intenzitása. Ez a hatás szinte elhanyagolható a c , b és t kvarkra, azaz ezek dinamikai megnyilvánulásában is a Lagrange-i tömegparaméter lép fel. Feltehető, hogy a könnyű kvarkok külön-külön hoznak létre egy-egy, könnyű kvark-antikvark párokat is tartalmazó gluonfelhőt. Az egyes kvarkokkal társuló



2. ábra. A Budapest–Marseille–Wuppertal-kollaboráció rácsszimulációval kiszámított tömegspektruma a könnyű hadronok tartományában. A mérési pontok körüli dobozok a nyugalmi tömegek bomlási szélességből származó bizonytalanságát, míg a teli pontok, az egyszerűes statisztikai szórás is feltüntetve, az elméleti QCD-számítás hibáját jelzik. A [4] publikációból.

fluktuációk klaszterszerűen állandósulva alkotják azokat az objektumokat, amelyeket konzituens kvarkokként kezelünk. E konzituens között már kevésbé erős a kölcsönhatás, ami hasonlatossá teheti a hadronok belső szerkezetét az egyes atommagok belső szerkezetét meghatározó α -klaszterek esetéhez.

A hadronok belső térszerkezetéről egyelőre a rácsszimulációk nem adnak felvilágosítást, így az előzőek pusztán spekulációnak tekinthetők. Határozottabb képet használ a gluonfelhőről az erős kölcsönhatások némely effektív (egyszerűsített) modellje. Az úgynevezett MIT-hadronzsákmodellben [6] a hadron belsejében a kvarkok mozgása a részecskementes alapállapotnál magasabb energiasűrűségű állapotot hoz létre, ennek értéke az úgynevezett zsákállandó. A zsák belsejében a kis tömegű kvarkok mint egy üregben, meghatározott határfeltételeket kielégítő, kvantált energiájú valószínűségi állóhullámokat alkotnak. A független kvarkállapotok és a zsák térfogatával arányos energia összege adja a hadronok tömegét, amelyben a zsákjáruléka lényeges hányadot alkot.

Egy másik modellben a kvarkok mozgásának eredményeként kvark-antikvark kondenzátum alakul ki, amelynek hatása a kvarkok önkölcsönhatása révén generál többlet-tömeget számukra. Ez *Nambu* és *Jona-Lasinio* szupravezető analógián alapuló modellje [7]. Mindkét modell elvben összekapcsolható az eredeti QCD-vel. A rácsszámolások térbeli feloldóképességének tökéletesedésével abban bízunk, hogy kideríthető lesz, vajon a könnyű Lagrange-i kvarkokból kialakulnak-e a nehéz konzituens klaszterek.

Egy létfontosságú kérdés

Marx György harmadéves fizikus hallgatóknak tartott *Elektrodinamika* előadása félétet záró óráján mutatta be az elektrontömeg klasszikus *Abraham–Lorentz*-elméletét. Az előadást olyan kérdéssel zárta, amelynek rám gyakorolt motivációja máig sem vesztett erejéből: „Mondjátok meg a modell alapján, hogy a pro-

ton vagy a neutron tömege a nagyobb?” A helyes válasz természetesen az volt, hogy a protoné, hiszen elektromágneses terének pozitív energiája hozzáadódik a semleges neutron bárhonnét is származó tömeg-energiájához. Ám közismert, hogy a Természet ellentmond ezen okoskodásnak:

$$M_{\text{proton}} = 938,27 \text{ MeV}, M_{\text{neutron}} = 939,57 \text{ MeV}.$$

Ha az Abraham–Lorentz-gondolatot követné a Természet, akkor a proton bomlana el neutronba a bétabomlással és nem jöhetnének létre stabil semleges atomok, ennek minden életbevágó (negatív) következményével!

J. Gasser és H. Leutwyler 1975-ben az erős kölcsönhatás akkor ismert adatszerű jellemzését felhasználva arra a következtetésre jutott [8], hogy a nukleonok elektromágneses tömegeltolódása érzékeny a kvarkok tömegére is. A pozitív elektromágneses energia-különbséget ellensúlyozza a d kvarknál könnyebb u kvark (színkölcsönhatásukkal gerjesztett gluonfelhőjük energiájában nincs MeV nagyságrendű különbség). Akkori megállapításuk szerint az u kvark tömege 4 MeV, a d kvarké 7 MeV körüli érték.

A rácstérelméleti módszerek energiamérési pontossága napjainkban kezdi elérni a proton-neutron tömegkülönbség kimutatásához szükséges szintet. A BMW-csoport 2013 júniusában tette közzé első mérési eredményeit, amelyek egyelőre előzetes jellegűek [9], de a barionok izomultipllettjeire a mért elektromágneses felhasadások közeljövőbeli elméleti kiszámításával bíztatnak.

Az olvasót meglepheti az izotopikus szimmetria Lagrange-i kvarkok szintjén megnyilvánuló durva(!), több, mint 50%-os sérülése. Van-e egyszerű érv ezek után a magfizikában igen jól teljesülő izotopikus szimmetriára? A gyors és egyszerű válasz az erős kölcsönhatás jellemző skálájának a kvarkok tömegéhez viszonyított nagyságában rejlik. Ez az energiaskála (szokás Λ_{QCD} -ként jelölni) a pion tömegének nagyságrendjébe esik, azaz két nagyságrenddel nagyobb a könnyű kvarkok Lagrange-i tömegei bármelyikénél. A magfizika szintjén mind az u , mind a d kvark tömegparamétere nyugodtan tekinthető nullának!

Létezésünk végső kérdéseit megvilágító záró kérdésként tehát a Lagrange-i kvarktömegek eredetéről kell beszámolnunk. Ez a kvarkok és a Higgs-részecske kölcsönhatásából származik, amely az elektro-

gyenge Standard Elmélet része. Ennek az úgynevezett Yukawa-csatolásnak nagyon hasonló az alakja a Lagrange-sűrűség korábban bemutatott tömegtagjához. Egyszerűsített képe a következő:

$$L_{\text{Yukawa}} = g_q H \bar{\Psi}_q \Psi_q.$$

Itt g_q a q kvark és a H Higgs-bozon közötti kölcsönhatás erőssége. Az elektroyenge elmélet lényegi jelensége az, hogy a Higgs-részecskét leíró térből egy állandó térsűrűségű H_0 kondenzátum jön létre. Ekkor a Yukawa-kölcsönhatás átalakul a kvarknak $g_q H_0 \hbar/c$ tömeget adó taggá. Ezzel a mechanizmussal generál a Higgs-tér minden fermionnak tömeget. Ezek nagysága a g_q Yukawa-csatolás különbözősége miatt különböző.

A Természetet multiverzumként értelmező megközelítés az egyes szomszédos univerzumokat éppen ezen csatolások különböző értékével egyéníti. Mi csak egy olyan Univerzumban létezhetünk, ahol $g_u < g_d$, de semmi sem zárja ki más állandókkal jellemezhető univerzumok létezését. Jó lenne érteni, mennyire véletlen és mennyire tipikus ezen reláció a multiverzumban. Ez nehéz kérdés, ezért megelégszünk annak hangsúlyozásával, hogy bár a proton és neutron tömegének túlnyomó részét az erős kölcsönhatás generálja, a létfontosságú proton-neutron tömegkülönbség előjelét a Higgs-hatásnak köszönhetjük!

Irodalom

1. F. Wilczek: Origins of Mass. arXiv: 1206.7114, 2012. június
2. H. Leutwyler: On the history of the strong interaction. arXiv: 1211.6777, 2012. november
3. Patkós András: Puskin utcai kvarkok. *Fizikai Szemle* 60 (2010) 331, *ibid.* 60 (2010) 370.
4. S. Dürr, Z. Fodor, J. Frison, C. Hoelbling, R. Hoffmann, S. D. Katz, S. Krieg, T. Kurth, L. Lellouch, T. Lippert, K. K. Szabo, G. Vulvert: Ab initio determination of light hadron masses. *Science* 322 (2008) 1224.
5. H. Leutwyler: Is the quark mass as small as 5 MeV? *Phys. Lett.* 48B (1974) 431.
6. A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn, V. F. Weisskopf: New extended model of hadrons. *Phys. Rev.* D9 (1974) 3471.
7. Y. Nambu, G. Jona-Lasinio: Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. *Phys. Rev.* 122 (1961) 345, *ibid.* 124 (1961) 246.
8. J. Gasser, H. Leutwyler: Implications of scaling for the proton-neutron mass difference. *Nucl. Phys.* B94 (1975) 269.
9. Sz. Borsanyi, S. Dürr, Z. Fodor, J. Frison, C. Hoelbling, S. D. Katz, S. Krieg, Th. Kurth, L. Lellouch, Th. Lippert, A. Portelli, A. Ramos, A. Sastre, K. Szabo: Isospin splitting in the light baryon octet from lattice QCD and QED. arXiv: 1306.2287, 2013. június

Jobb egy mentőötlet mint öt mentő egylet

– írta Karinthy Frigyes az egyletistápolás margójára.

Most Társulatunk kér egyletmentő ötleteket!



Ezek az ötletek nem vesznek el,

ha a <http://forum.elft.hu>

linken, az ELFT stratégiai vitafórumán adjuk elő.

