

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

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

LXI. évfolyam

6. szám

2011. június

EREDMÉNYEK, FEJLŐDÉSI IRÁNYOK A HADRONFIZIKÁBAN

Fényes Tibor
MTA ATOMKI, Debrecen

Látható világunk elemi részecskékből, kvarkokból és leptonokból épül fel. A kvarkokból összetett legegyszerűbb részecskék a mezonok és barionok, közös néven hadronok. A mezonok egy kvark – egy anti-kvark párból, a barionok három valenciakvarkból állnak. Mivel hat kvark (u, d, s, c, b, t) és hat anti-kvark ($\bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \bar{c}, \bar{b}, \bar{t}$) létezik, a hadronok sokféle kombinációban épülnek fel. Az azonos (vagy nagyon hasonló) kvarkösszetételű mezonoknak gyakran külön nevet is adtak. Így 2010-ben már több, mint 150 mezon- és több, mint 130 barionállapot volt ismert. A hadronokat tömegeikkel, összetételükkel és különböző kvantumszámaikkal lehet jellemezni. Illusztrációként az 1. ábrán fel van tüntetve néhány mezon- és barionállapot az I_z izospinvetület-, S' ritkaság- és C' bájkvantumszám-térben a kvarkösszetételükkel együtt. Teljesebb áttekintés található a Particle Data Group [1] közleményben.

A hadronok vizsgálata több szempontból is fontos. Ma már általánosan elfogadott, hogy az erős kölcsönhatás alapvető elmélete a kvantumszindinamika (QCD). A kvark-antikvark kölcsönhatás természete pedig elsősorban a nehéz mezonok (közös néven kvarkóniumok, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$) sajátágaiból, valamint a szóráskísérletekből ismerhetők meg. A helyzet hasonló a magfizika őskorához, amikor az atommagot összetartó erők felderítése céljából az egy protont és egy neutron tartalmazó deuteron sajátosságait kezdték tanulmányozni.

Másrészt a hadronok a legegyszerűbb elemi kvarkokból felépülő részecskék, sajátágaik megismerése nagyban elősegíti a bonyolultabb rendszerek (atommagok, atomok, molekulák stb.) megértését is.

A jelen közlemény néhány fontosabb kísérleti és elméleti eredményről ad számot a hadronfizika területről. Ezek a következők: a hadronok szerkezete és

eredő spinje; a hadronok gerjesztett állapotai; rác-QCD számítások; a hadronok kölcsönhatásai; hadronfizikai laboratóriumok, a kutatások fejlődési irányai.

A hadronok szerkezete

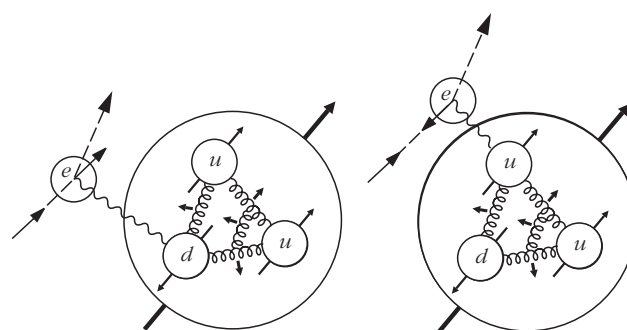
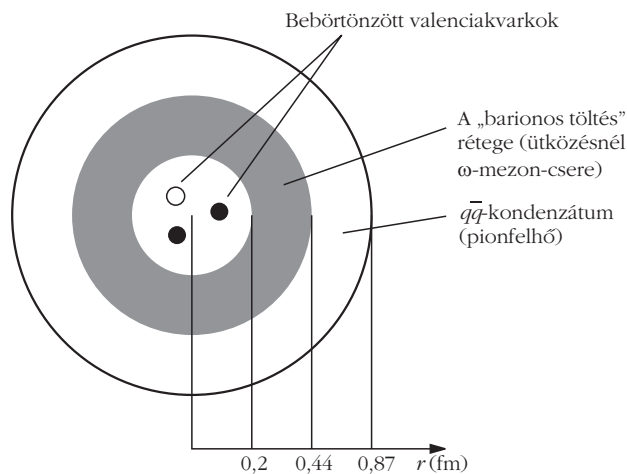
A hadronok szerkezetével kapcsolatban több kérdés is megválaszolásra vár. Például milyen a valenciakvarkok térbeli eloszlása; milyen a kvarkok és az erős kölcsönhatást közvetítő gluonok dinamikája; hogyan alakul ki a hadron spinje; milyen a tengerkvarkok összetétele és milyen a hozzájárulásuk a hadronok észlelhető sajátosságaihoz stb.

A hadronok szerkezete különböző reakciókkal tanulmányozható. Igen nagy energiájú (kemény) reakcióknál ($< 0,1$ fm távolságoknál) perturbációs számítás alkalmazható, > 1 fm távolságoknál (lágy reakcióknál) azonban ez a számítási mód nem működik. Szerencsére faktorizálhatók a formulák, ami azt jelenti, hogy a nagy impulzusú (perturbatív) és alacsony impulzusú (nem perturbatív) oldalai a kölcsönhatásoknak világosan elválaszthatók.

A hadronok szerkezetének tanulmányozására sokféle reakciót használnak:

$pp, p\bar{p}$ rugalmas szórák,
 $p\bar{p} \rightarrow l^+ l^- X$ Drell–Yan-folyamat, $l =$ lepton,
lepton + $N \rightarrow$ lepton + X mélyen rugalmatlan szórák (DIS),
lepton + $N \rightarrow$ lepton + hadron + X félig inkluzív mélyen rugalmatlan szórák,
 $\gamma p \rightarrow p'\pi, \rho, \omega, \dots$ általánosított partoneloszlási (GPD) reakciók stb.

A következőkben csak a proton szerkezetére, valamint a proton spinjének megértésére vonatkozó vizsgálatokat tárgyaljuk részletesebben.



2. ábra. Felül: A proton szerkezetének modellje nagy energiájú pp és $p\bar{p}$ rugalmas ütközési kísérletek alapján, Islam és mts. [2].

Alul: Polarizált elektron- (vagy müon-) nyaláb szóródása polarizált protonon. A nukleon spinje a valencia- és tengerkvarkok eredő spinjéből, a kvarkok keringési impulzusnyomatékainak összegéből és a gluonok eredő spinjéből tevődik össze. Az ábrán csak a valenciakvarkok és részben a gluonok spinjeinek hozzájárulása van feltüntetve, a valódi helyzet ennél sokkal bonyolultabb.

A rugalmas szórás és (legtöbb) diffraktív eseményben a végállapotú proton kis szögben repül a bombázó nyalábhoz képest, ami speciális detektorrendszer kifejlesztését kívánta meg.

A proton szerkezetének várható pontosabb felderítése analóg lesz azzal, mint amikor Rutherford és munkatársai 1911-ben feltárták az atom szerkezetét α -részecskék szóródásának vizsgálata alapján.

A nukleonok spinje $1/2$. Jelenlegi ismereteink szerint ez a spin a) a valenciakvarkok, tengerkvarkok (és antikvarkok) spinjeinek eredőjéből, b) a kvarkok keringési impulzusnyomatékainak összegéből és c) a gluonok hozzájárulásából tevődik össze.

A SLAC (Stanford) laboratórium úttörő kísérletei nyomán a CERN-i EMC (European Muon Collaboration) kutatócsoport arra a meglepő következtetésre jutott, hogy a kvarkspinek csak viszonylag kis hozzájárulást adnak a proton spinjéhez. Az eredményeket megerősítették a CERN-i második generációs, továbbá a SLAC- és DESY- (Hamburg) kísérletek is: a valencia- és tengerkvarkok spinjei csak 30%-át adják a nukleon spinjének. Ezt a felismerést szokták úgy emlegetni, mint a spin-„krízis” kezdetét.

A kvarkok eredő spinje. A nukleon spinjére vonatkozó kvarkszintű ismereteink elsősorban polarizált,

mélyen rugalmatlan szórás kísérletekből erednek. Ezekben nagyenergiájú, a nyaláb mentén polarizált elektronokkal vagy müonokkal vizsgálják a szintén polarizált proton (neutron) szerkezetét. Azok az elektronok, amelyeknek spinje a nyaláb irányába mutat, majdnem kizárólag olyan kvarkokkal lépnek kölcsönhatásba, amelyeknek ellentétes a spinbeállása. Amikor a nyalábpolarizációt (vagy nukleonpolarizációt) megfordítják, a leptonok más kvarkokkal lépnek kölcsönhatásba és ilyenkor megváltozik a szórás szög és energiaveszteség. A különbségből a kvarkspinek aszimmetrikus beállítására lehet következtetni. A kísérletek szerint a proton u -valenciakvarkjainak spinje ugyanolyan irányú, mint a proton egészének spinje, míg a d -valenciakvark spinje ezzel ellentétes (2. alsó ábra).

A COMPASS (CERN) és HERMES (DESY) eredmények szerint a gluonpolarizáció kicsi vagy zéró. *Annak a lehetősége, hogy a nukleon bírányzó spinjének többségét a gluonok hozzák létre, kizárható* (Brandamanti [4]).

A kvarkok keringési impulzusnyomatéka. A nukleon tömege $\sim 939 \text{ MeV}/c^2$, ugyanakkor a nukleont felépítő u - és d -valenciakvarkoké $\leq 7 \text{ MeV}/c^2$. Mindez arra utal, hogy a kvarkok a nukleonban valószínűleg nagy sebességgel mozognak és az energia- (tömeg-) tartalom jelentős része a kvarkok (keringési) mozgásából eredhet. A kísérletek ezt alátámasztani látszanak. A Jefferson-laboratóriumban (USA) végzett mérések szerint a kvarkok keringési impulzusnyomatéka az x Bjorken-változó nagy értékeinél ($x \geq 0,6$) jelentős. A DESY HERMES-együttműködésben a céltárgy transzverzspin-aszimmetriáját mélyen rugalmatlan Compton-szórással vizsgálták. Modellfüggő analízissel sikerült meghatározni az u -kvark teljes impulzusnyomatékának hozzájárulását a nukleonspinhez. Az előzetes eredmények szintén jelentős hozzájárulásra utalnak.

A nukleonokban a ritka- (s -) kvark a tengerkvarkok között lehet jelen. Mind a Jefferson-laboratórium HAPPEX, mind a DESY HERMES kísérletekben nyert eredmények arra utalnak, hogy a ritka kvarkok hozzájárulása a nukleonspinhez nagyon kicsi (vagy zéró). A HERMES-eredmények szerint általában a tengerkvarkok polarizációja nagyon kicsi.

A proton spinszerkezetét igen részletesen tárgyalja Bass [5] összefoglaló munkája.

A hadronok gerjesztett állapotai és bomlásai

A hadronok gerjesztett állapotainak vizsgálatára többféle berendezést is kifejlesztettek. Igen hatékonyak bizonyult például a CERN-i lassított antiproton kísérletekben felhasznált kristályhordó spektrométer. Ennek fő eleme egy 1380 Cs(Tl) detektort tartalmazó detektorrendszer, amit proporcionális kamrával és jet-driftkamrákkal is kiegészítettek. A rendszer lehetőséget ad a $p\bar{p}$ -megsemmisülés után előállt mezonok tömegének és kvantumszámainak (I izospin,

J spin, P paritás, C töltéstükrözéses paritás) meghatározására. A programban magyar kutatók is eredményesen vettek részt (Hidas [6]).

Mezonok

A különféle mezonok gerjesztett állapotairól áttekintő képet ad a 3. ábra.

Az utóbbi évtizedekben a kvantum-színdinamika az erős kölcsönhatás elfogadott elméletévé nőtte ki magát. Nagyobb távolságoknál ($\geq 0,2$ fm) az erős kölcsönhatás erőssége azonban olyan nagy, hogy a QCD perturbációs módszereket már nem alkalmazhat. Léteznek viszont olyan QCD által sugallt modellek, amelyekkel a „lágy” hadronikus és nukleáris folyamatok is sikerrel tárgyalhatók.

Az elmélet feladata, hogy nem csak a hadronok összetételét, hanem tömegét, gerjesztéseit, reakcióit és bomlásait is értelmezze.

A hadronok dinamikájának leírására több kvarkmodellt is kidolgoztak. A kvarkmodellek felteszik, hogy a mezon összetevő kvark-antikvark párból áll. A kvark és antikvark tömegei a királis szimmetria spontán sérüléséből származnak (6. alsó ábra).

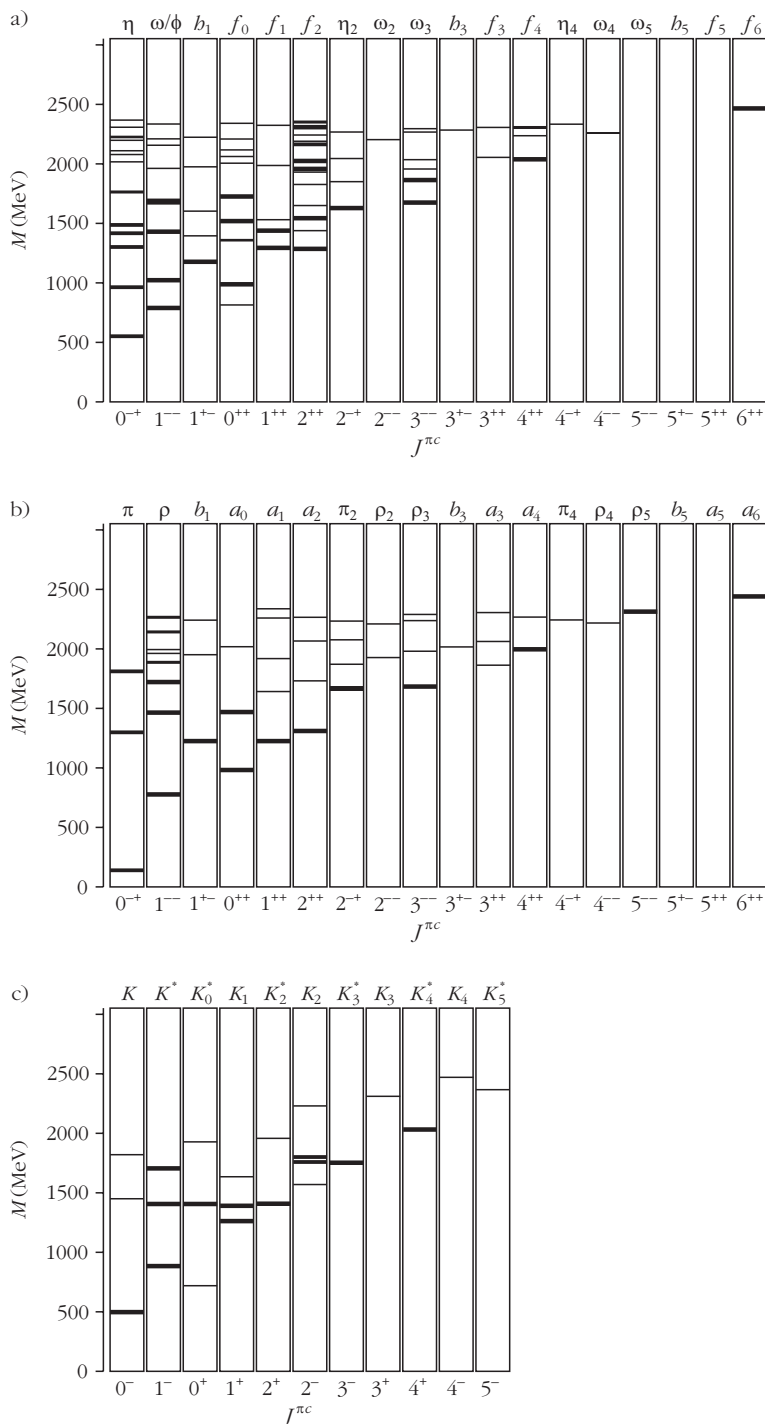
A kvarkmodellek legtöbbször tartalmazza a következő elemeket:

A mezonban lévő kvark és antikvark között fellép egy centrális kölcsönhatás, ami azonos a QCD potenciáljával:

$$H^{cent} = V_{QCD} = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k r.$$

Itt α_s az erős kölcsönhatás csatolási paramétere, r a kvark-antikvark közti távolság, k a bebörtönző potenciál állandója. A potenciál első tagja a Coulomb-potenciálhoz hasonlít, ennek létét a nagyenergiájú szóráskísérletek igazolják. A V_{QCD} potenciál ilyen alakban történő felírását a $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ kvarkónium-mezonok gerjesztési spektruma is meggyőzően alátámasztják.

A mezonspektrumok értelmezéséhez azonban azt is fel kell tételezni, hogy a kvark és antikvark között fellép egy erős H^S spin-spin kölcsönhatás. Ilyen kölcsönhatást az analóg pozitroniumnál (az elektron és pozitron kötött állapotánál) is észleltek, de ott ez csak gyenge, hiperfinom felhasadást okoz az energianívókban. A mezonnál a részecskék közötti távolság több nagyságrenddel kisebb, így itt – mint azt a kvarkóniumokkal kapcsolatos kísérletek mutatták – a spin-spin „kromomágneses” kölcsönhatás igen erős és jelentős felhasadást okoz. Ilyen felhasadás lép fel például az 1^1S_0 és 1^3S_1

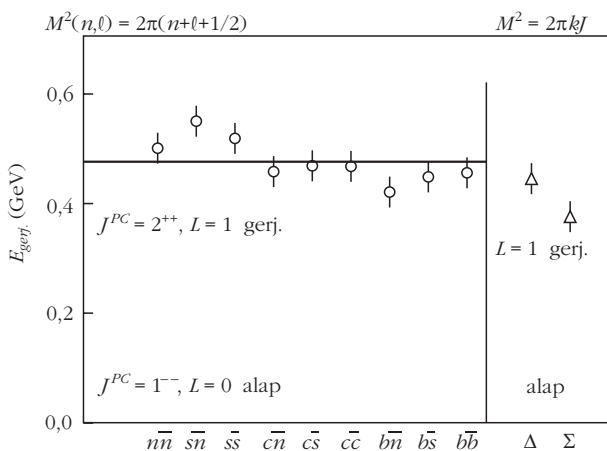
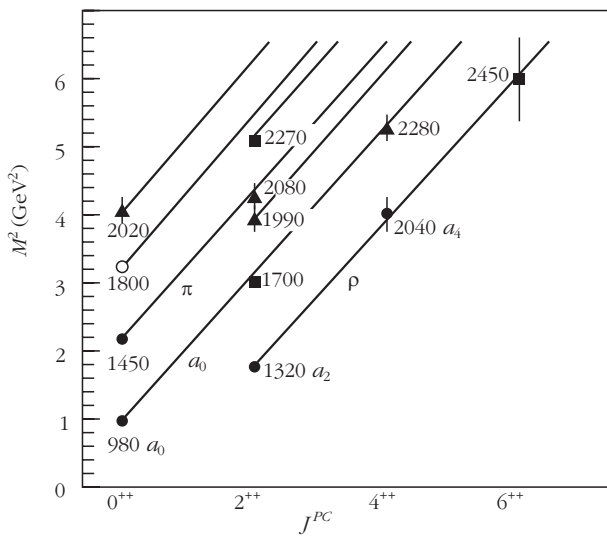
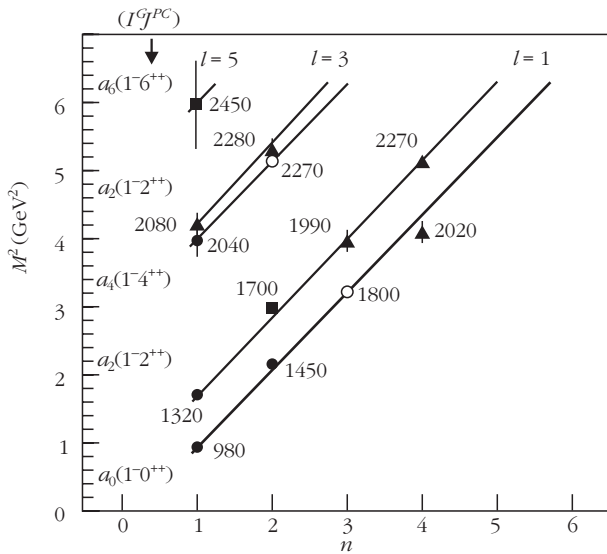


3. ábra. A könnyű izoskalár (a), izovektor (b) és K -mezonok (c) kísérleti tömegspektruma (M). Az egyes mezonállapotoknál a spin (J), paritás (π) és töltéstükrözéses paritás (C) is fel van tüntetve. A megbízhatóan azonosított nívókat vastag, a kevésbé megbízhatókat vékonyabb vonalak jelölik. Klempt, Zaitsev [7] alapján.

3S_1 állapotok között, ahol az 1S_0 állapotban a kvarkspinek ellentétes, a 3S_1 állapotban azonos irányba mutatnak ([8]-ban az V.2.2. pont).

A mezonoknál spin-pálya kölcsönhatás is lehetséges (H^{SL}), de ez általában kicsi.

A bebörtönzési potenciálban (kr) szereplő k mennyiséget általában függetlennek tekintik a spintől és a kvarkok „íz”-étől (4. ábra középső, valamint alsó része).



4. ábra. Könnyű izovektor mezonok. Felül és középen: A mezon-tömegek négyzetei (M^2) az n , l és J^{PC} kvantumszámok függvényében. Alul: Az $L = 1$ keringési impulzusnyomatékhoz tartozó gerjesztési energiák (E_{gerj}) egyes mezonokra és barionokra az $L = 0$ állapotok energiájához viszonyítva, egyirányú spinbeállítások esetén. $m\bar{m} = 2^{-1/2}(d\bar{d} + u\bar{u})$ könnyűmezon-kombinációt jelöl. Az eredmények arra utalnak, hogy a $V_{QCD} = -(4/3)(\alpha_s/r) + kr$ potenciálban a k mennyiség lényegében független a J spintől és a kvarkiztól. Klempt, Zaitsev [7] alapján.

A ritka kvark tömege kicsivel nagyobb, mint az u - és d -kvarké. Egyébként az összetevő kvarktömegek szabad paraméterek.

Az izoskalár- (azaz nulla izospinű) mezonoknál a különböző ízű konfigurációk keverednek, például $u\bar{u} \leftrightarrow d\bar{d} \leftrightarrow s\bar{s}$.

Főleg ezek az összetevők határozzák meg a hadronspektrumokat.

A spintől függő kölcsönhatást Godfrey és Isgur [9] egy gluon cseréjére, Vijande és mts. Goldstone-bozon cserére, a Bonn-kvarkmodellek (Koll és mts. 2000; Ricken és mts. 2000) pedig instanton effektusokra vezetik vissza. (Az instantonok közelítőleg úgy tekinthetők, mint a QCD-vákuumban fellépő nem perturbatív fluktuációk, amelyekben viszonylag kis térfogatban nagyon erős terek jelennek meg. Közvetlen instanton effektusok pszeudoskalár és skalár mezonoknál várhatók. Bevezetésük például magyarázhatja, hogy az η' mezonok tömege miért majdnem kétszerese az η mezon tömegének. Az instantonvákuum elmélete azonban még távolról sem lezár.)

A felsoroltak közül csak a Godfrey–Isgur-modellt tárgyaljuk részletesebben, mivel ez mind a mai napig átfogó, referenciamodellnek számít. Létrejöttét a kvantumszindinamika motiválta és – eltérően a korábbi modellektől – már relativisztikus effektusokat is figyelembe vesz.

Godfrey–Isgur mezonmodellje. A modell szerint a mezon dinamikája egy olyan „puha-QCD” Hamilton-operátorral írható le, amelyben rövid távolságoknál egy gluon cseréje dominál, nagyobb távolságoknál pedig egy íztől független Lorentz-skalár kölcsönhatás. A Hamilton-operátor alakja ($\bar{b} = 1, c = 1$ egységekben):

$$H\Psi = (H_0 + V)\Psi = E\Psi,$$

$$H_0 = \sqrt{m_q^2 + |\mathbf{p}|^2} + \sqrt{m_{\bar{q}}^2 + |\mathbf{p}|^2},$$

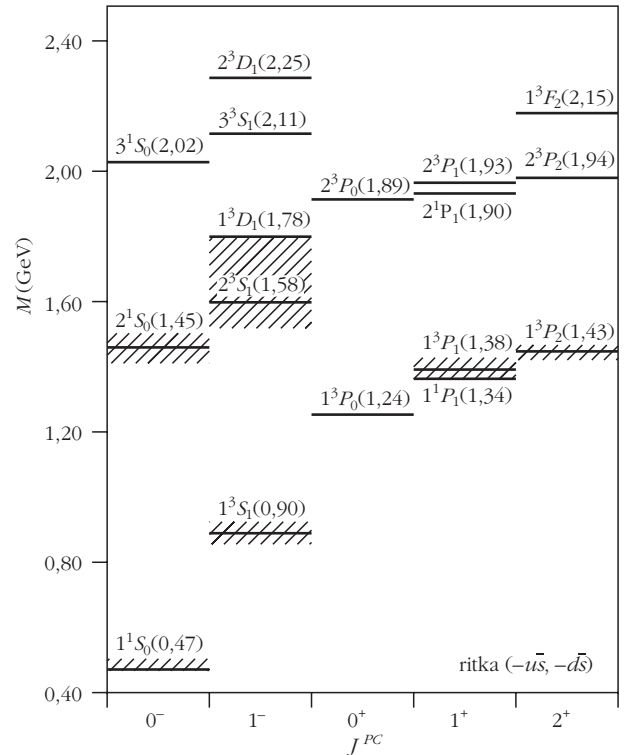
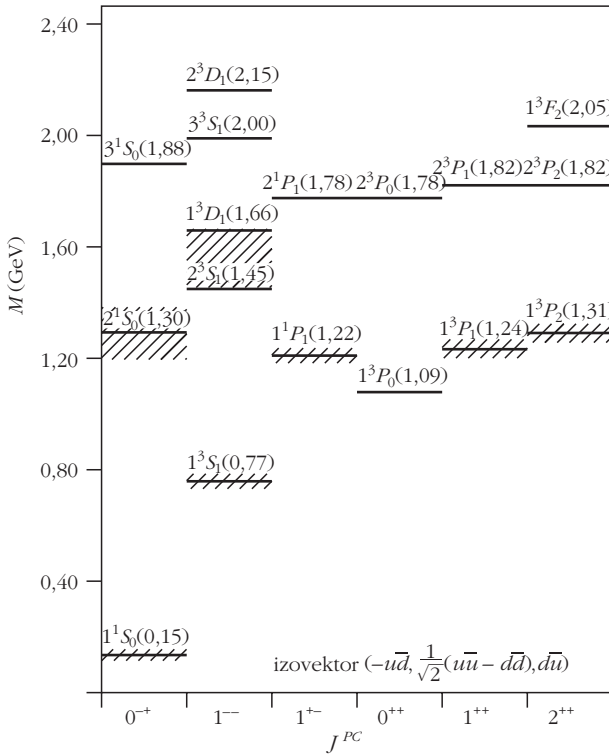
ahol $m_q, m_{\bar{q}}$ a kvark, illetve antikvark nyugalmi tömege, \mathbf{p} a relatív impulzus tömegközépponti rendszerben,

$$V = H^c + H^{SS} + H^{LS} + H^A,$$

itt H^c a centrális potenciál, ami Coulomb-kölcsönhatásból plusz a $br + c$ típusú bebörtönző potenciálból áll, ez utóbbit harmonikus oszcillátor potenciállal közelítik, H^{SS} a spin-spin kölcsönhatás, H^{LS} a spin-pálya kölcsönhatás és H^A a megsemmisülési kölcsönhatás, ami a $q\bar{q}$ -megsemmisülés lehetőségét veszi figyelembe gluonokon keresztül. Ez csak izoskalár mezonoknál lehet jelentős.

Az elmélet paraméterei a következők. Tömegek: $0,5(m_u + m_d) = 220$ MeV, $m_s = 419$ MeV, $m_c = 1628$ MeV, $m_b = 4977$ MeV; $\Lambda = 200$ MeV; a bebörtönző potenciál b és c értékei és mások.

A modell alapján számíthatók a mezonok gerjesztett állapotainak energiái (tömegei), kvantumszámai, az állapotok hullámfüggvényei – például az



5. ábra. Egyes mezonok alacsony spinű alap és gerjesztett állapotai. Tömegek (M) GeV-ben. Vonalak: kísérleti adatok, vonalkázott területek: elméleti értékek Godfrey és Isgur QCD által motivált, részben relativisztikus modellje alapján [9].

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d}), \quad s\bar{s}, \quad c\bar{c}, \quad b\bar{b}$$

tartalom különböző radiális (n) kvantumszámoknál –, az erős, elektromágneses, gyenge bomlási amplitúdók és a töltéssugarak.

A gerjesztési spektrumokra példák láthatók az 5. ábrán. Godfrey és Isgur [9] eredeti dolgozatában izoskalár, $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ és más c - és b -kvark tartalmú mezonokra is vannak adatok. Számítottak továbbá parciális bomlási szélességeket (például a $\rho \rightarrow \pi\pi$, $\phi \rightarrow K\bar{K} K^* \rightarrow K\pi$ bomlásokra) és sok más mennyiséget is.

A modell nagy előnye más ad hoc leírásokkal szemben, hogy egységes leírást ad a mezonok statikájára és dinamikájára a legnehezebb $Y(b\bar{b})$ mezonoktól a könnyű pionokig. Az alacsonyan fekvő állapotok energiáit elég jól leírja. A modell hátránya, hogy a relativisztikus effektusokat csak félig kvantitatíven veszi figyelembe (a Hamilton-operátor kimutathatóan nem kovariáns), továbbá hogy gluonlabdákat és hibrid állapotokat nem tartalmaz. Ez utóbbiak tárgyalására a rács-QCD számításoknál visszatérünk.

Barionok

A barionok gerjesztett állapotainak és bomlásainak leírására is rendelkezésre állnak modellek. Sikeres és átfogó volt Isgur és Karl QCD által motivált nem-relativisztikus modellje, amit később részben relativisztikussá fejlesztettek (Capstick, Isgur). Rendelkezésre áll továbbá a félrelativisztikus fluxuscsőmodell, az ins-

tantoneffektusokra, Goldstone-bozon (pion-) cserére alapozott modellek, valamint az algebrai kollektív modell is. Mindezekről jó összefoglalást ad Capstick és Roberts [10] munkája.

Capstick és Isgur részben relativisztikus barionmodellükben feltételezik, hogy a barion három véges kiterjedésű összetevő (constituent) kvarkból áll, amelyek tömege 220 MeV (a könnyű kvarkokra), illetve 420 MeV (a ritka, s -kvarkra). A modell Schrödinger-egyenletében szereplő Hamilton-operátor

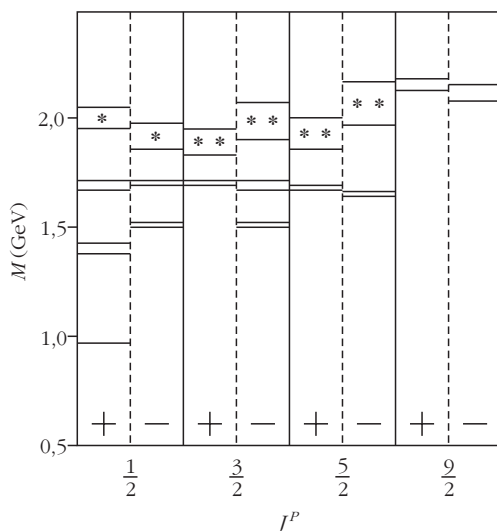
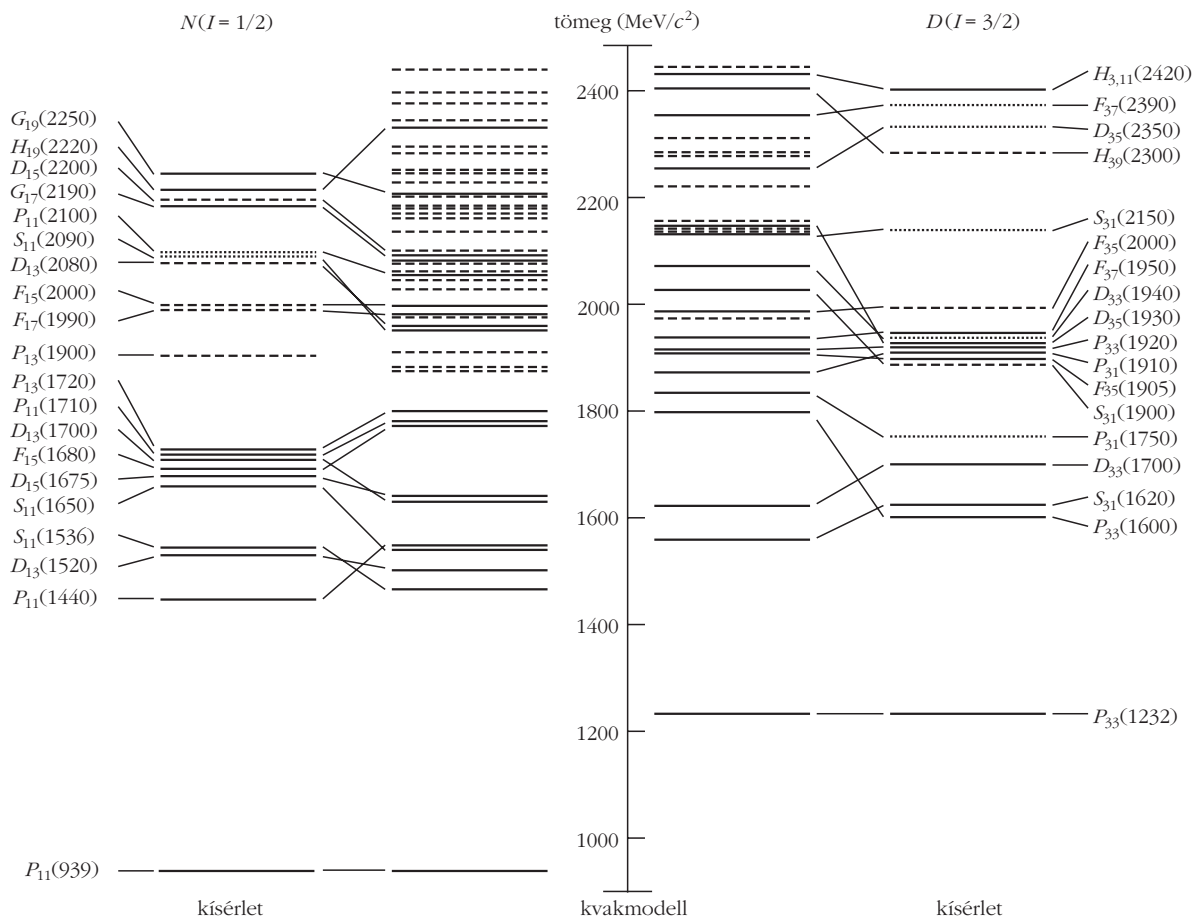
$$H = \sum_i \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2} + V$$

alakú, ahol V a relatív helyzettől és impulzustól (\mathbf{p}) függő potenciál. Ez nem relativisztikus határesetben a következő tagokból áll:

$$\lim_{p_i/m_i \rightarrow 0} V = V_{\text{húr}} + V_{\text{Coul.}} + V_{\text{hiperfinom}} + V_{\text{SL}}.$$

Itt $V_{\text{húr}} = \sum_i b l_i + c$, ahol b a húr feszültsége, l_i az i -edik kvark távolsága a húr csomópontjától, c állandó, $V_{\text{Coul.}}$ a Coulomb, $V_{\text{hiperfinom}}$ a hiperfinom, V_{SL} a spin-pálya kölcsönhatás potenciálja.

A Hamilton-operátor mátrixot nagy harmonikus oszcillátor alapon feszítették ki, majd a mátrixot diagonalizálva adatokat nyertek az N , Δ , Λ , Σ rezonanciák tömegeire széles spin-paritás tartományokban. Számították továbbá a hullámfüggvényeket és a nukleonok és Δ rezonanciák $N\pi$ bomlási amplitúdóit is. Ez utóbbiak négyzete határozza meg az $N\pi$ bomlási szélességet, a Γ -t.



6. ábra. Felül: A nukleon gerjesztési spektruma, külön-külön az $I = 1/2$ izospinű N és $I = 3/2$ izospinű Δ állapotokra. A kísérleti eredményeknél a folytonos vonalak olyan nivókat jelölnek, amelyek léte biztos vagy nagyon valószínű, és sajátságaiuk elég jól ismertek. A spektroszkópiai jelölések $L_{2i,2j}$ szerint. A kvarkmodell alapján számolt nivók Capstick, Roberts munkáin alapulnak és az $N = 1, 2$ sávok összes, az $N = 3, 4, 5$ sávok alacsonyban fekvő állapotait tartalmazzák. Particle Data Group [1] alapján.

Alul: A nukleon néhány alacsonyban és magasan fekvő állapota. A csillagok arra utalnak, hogy azonosításuk nem egyértelmű. Glozman [11] alapján.

A 6. felső ábra bemutatja a nukleon gerjesztési spektrumát külön-külön az $I = 1/2$ izospinű N és $I = 3/2$ izospinű Δ állapotokra. A kvarkmodell alapján számított elméleti értékek Capstick, Roberts [10] munkáin alapulnak. Az elmélet 2,4 GeV gerjesztési energiáig ~ 45 N állapotot jósol, de csak 12-t sikerült meg-

bízhatóan és 7-et vaglyagosan azonosítani a kísérletileg észlelt nivókkal. Jelenleg több elektrongyorsítón intenzív kutatómunka folyik a barion-rezonancia-spektrumok alaposabb megismerésére. Elméleti oldalról, ha létezne erősen kötött kétkvark-állapot, ez a szabadsági fokok számát csökkentené és így alacsony

gerjesztési energiáknál kevesebb nívó lenne várható. Ugyanakkor a *Bijker, Iachello, Leviatan* által javasolt algebrai kollektív modell a spektrum alsó részében még több nívót jósol. A kísérletileg észlelt nívók száma még a kvark-kétkvark modellek által jóslotknál is jóval kevesebb.

Számították a nukleonok és Δ -rezonanciák $N\pi$, $N\eta$, $\Delta\eta$, $\Delta\pi$, $N\rho$, ΛK , ΣK bomlási szélességeit (Γ) is (Capstick, Roberts [10]).

Összefoglalóan az a következtetés vonható le, hogy a felsorolt barionmodellek a barionok gerjesztett állapotait elég jól leírják, gyakran különböző szempontok alapján. Az egy gluon cseréjére alapozott modell a legegyszerűbb és a spektrum ésszerű, gazdaságos leírását adja. Szigorúan véve egyik modell sem QCD alapon nyugvó, de QCD által motivált és egyesek részben relativisztikusak. Az erős és elektromágneses bomlási amplitúdók leírása azonban már távolról sem olyan jó, mint a gerjesztési nívóké. Ez több okra vezethető vissza: a kinetikusenergia-tagra a Hamilton-operátorban, a tenzor-erők és a háromtest-erők jelenlétére vagy hiányára, a pion méretére stb. A hullámfüggvények részleteire a bomlási amplitúdók sokkal érzékenyebbek, mint a gerjesztési spektrum.

A 6. alsó ábrán a nukleon néhány alacsonyan és magasán fekvő állapota látható. Megfigyelhető, hogy a *magasan fekvő állapotokban az azonos spinű, de ellenkező paritású nívók közel egyenlő tömeggel rendelkeznek*. A jelenség azzal magyarázható, hogy kis gerjesztési energiáknál a valenciakvarkok erősen kötődnek a kvarkkondenzátumhoz és így nagy az összetevő (dinamikai) tömegük. Ekkor a valenciakvarkokat nem-relativisztikus, kvázirészecskének lehet tekinteni. Magasabb energiáknál azonban az azonos spinű, de ellentétes paritású nívók energiája közel egyenlővé válik, királis szimmetria érvényesül. Ez csoportelméleti nyelven a QCD királis szimmetriájának visszaállását jelenti nagyobb gerjesztési energiáknál.

Rács-QCD számítások hadronokra

Rács-QCD számítások a hadronok kötött állapotait az elsődleges elvekből (a QCD Lagrange-energiasűrűségéből vagy annak különböző közelítéseiből) kiindulva írják le. A számításokban a téridő-kontinuumot négydimenziós pontokból álló dobozzal közelítik. A kvark- és gluonkvantumtereket csak a rácspontokon (vagy annak összeköttetésein) vizsgálják. Így a QCD egyenletei diszkretizálhatók, a deriváltakat véges differenciákkal lehet helyettesíteni, ami egyszerűsített jelent az egyébként végtelenül nehéz probléma kezelésében. A számítások többdimenziós integrálást kívánják az adott térben, amit Monte-Carlo-eljárással végeznek. Ez a QCD-vákuumra olyan térkonfigurációkat generál, amelyeknek legnagyobb a járuléka az integrálhoz. Általában több száz konfiguráció szükséges, hogy a Monte-Carlo-számításból eredő statisztikus hibát 1% alá lehessen csökkenteni.

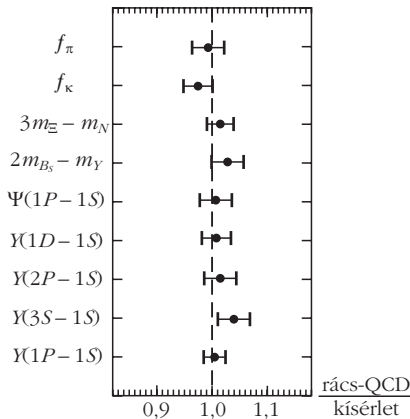
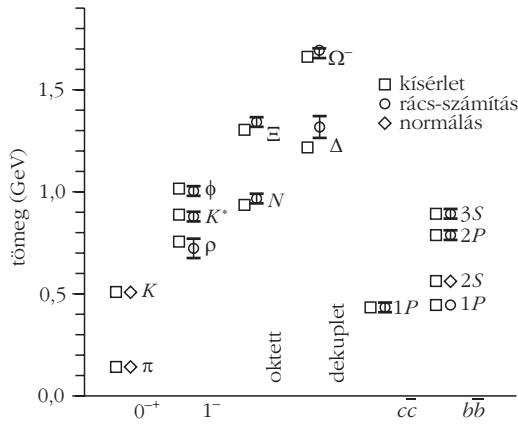
A rács-QCD számítását véges térfogatra és véges rácsközre végzik. A számítások térfogattól való függése gyorsan csökken a térfogat nagyobbodásával, általában elég $\sim 2,5$ fm átmérőjű térfogatot figyelembe venni. A rácspontok egymáshoz való közelítésével a számítások nagyon elbonyolódnak. A fejlesztések eredményeként $\sim 0,1$ fm rácspontközzel már elég jól lehet közelíteni a kontinuum QCD-t. A módszer részletes leírása található például *Montvay, Münster* [12] közleményében, valamint [1]-ben további utalások.

A számításokban csak u -, d - és s -kvarkokat vesznek figyelembe, mivel a c -, b - és t -kvarkok túl nehezek ahhoz, hogy lényeges hatást gyakoroljanak. Hosszú ideig problémát jelentett a dinamikus (vagy másképpen tenger-) kvarkok figyelembe vétele, mivel ezek a számításokat igen elbonyolították (például 10^7 dimenziójú mátrix inverzióját kívánták) és a költségeket nagyon megnövelték. Az algoritmusok tökéletesítésével és $\sim 10^{15}$ művelet/s sebességű szuperszámítógépek alkalmazásával azonban már ezek is figyelembe vehetők.

A számításokban az u -, d - és s -kvarkok tömegei, valamint az α_s csatolási erősség bemenő paraméterek. Általában felteszik, hogy $m_u, m_d \ll m_s/2$. Először mind kísérletileg, mind elméletileg jól definiált mennyiségeket számítanak ki (például a π -, K -, D_s -, Y -mezonok tömegeit). E számításokkal lefixálják a kvarktömegeket, majd ezeket használják fel a további, új mennyiségek számításánál. A jelenlegi számításokban nagyobb kvarktömegeket használnak, mint amilyenek az u - és d -kvarkok reális (a QCD Lagrange-energiasűrűségében szereplő) tömegei. Ennek fő oka, hogy így sokkal kisebb számítógép-kapacitásra van szükség. Növekvő számítógép-teljesítménnyel, az algoritmusok javításával, a királis effektív elmélettel való kapcsolat tökéletesítésével azonban remélhető, hogy pár éven belül áthidalható lesz a rács-QCD számítások és a fizikai kvarktömegek közötti rés. Nagyon fontos a figyelembe vett véges térfogat és véges rácsközök hatásának pontos ismerete. Csak ezek tisztázása után remélhető, hogy megbízható következtetéseket lehet levonni, például a kvark keringési impulzusnyomatékára, az általánosított partoneloszlási (GPD) függvényekre stb.

A hadrontömegekre vonatkozó rács-QCD elméleti és kísérleti eredmények összevetése a 7. felső ábrán látható. E számításokban dinamikai u -, d - és s -kvarkokat is figyelembe vettek. A hadrontömegeket a számítások elég jól reprodukálják.

A dinamikai (vagy másképpen tenger-) kvarkokat is figyelembe vevő, néhány nem perturbatív rács-QCD számítás eredménye a 7. alsó ábrán látható. Az összes számított mennyiség néhány százalékon belül konzisztensen egyezik a kísérleti adatokkal. Ez reményt ad arra, hogy további mennyiségeket, például a B - és D -mezonok leptonikus és félig leptonikus bomlásainak hozamait, a Cabibbo–Kobayashi–Maskawa (CKM) féle kvarkkeveredési mátrix elemeit, a gluonlabdák és pentakvarkok sajátságait is megbízhatóan lehessen számítani.



7. ábra. Felül: Rács-QCD számítások a mezonok és barionok tömegeire, összevetve a kísérleti adatokkal. A normálás a pion és kaon tömegeire történt. A nehéz kvarkoknál csak az 1S állapotokhoz viszonyított tömegfelhasadás van feltüntetve. Az Y 1P-1S felhasadás szabja meg a tömegskálát. Amsler C. és mts. (Particle Data Group 2010) alapján.

Alul: Rács-QCD számítások eredményeinek összevetése a kísérleti adatokkal néhány hadronspektroszkópiai jellemzőre. f_π, f_K : bomlásállandók, amelyek a pion, illetve kaon kísérletileg mért bomlásarányai-ból meghatározhatók. m : tömeg, Ψ, Y : kvarkónium nívókülönbségek. A számításokban tengerkvarkokat is figyelembe vettek. További információkat lásd a szövegben. Davies és mts. [13] alapján.

Figyelemre méltó, hogy a rács-QCD számítások az erős (nukleáris) kölcsönhatás főbb vonásait is képesek leírni, nevezetesen a rövid hatótávolságú taszítást és a hosszabb hatótávolságú vonzást.

A kvarkok közötti kölcsönhatást gluonok közvetítik. A gluonok színes objektumok, egymással is kölcsönhatásba lépnek. A kvantum-szindinamikai (tér-idő-rács) számítások szerint kialakulhatnak tisztán gluonokból álló képződmények, *gluoniumok* (*gluonlabdák*) is, például gg vagy ggg alakban, ahol is a gluonok színei kioldják egymást. Az elmélet szerint a gluonlabdák nagyon rövid ideig (nagyságrendileg 10^{-24} s) ideig élhetnek, de ez elegendően hosszú a detektálhatóságukhoz.

A rács-QCD számítások szerint gluonlabda nem csak alapállapotban fordulhat elő, hanem különböző J^{PC} értékeknél számos gerjesztett állapot is várható.

A QCD elmélet *hibrid állapotok* létét is megjósolja, amelyekben mezon plusz extra gluon gerjesztés lép fel.

Az ismert hadronok többsége $q\bar{q}$ (mezon), illetve qqq (barion) kvarkösszetétellel rendelkezik. A QCD-számítások szerint azonban elképzelhető például *mezon-mezon molekulák* kialakulása is, amelyeket „maradék” QCD-erők tartanak össze (analógiában az atommag-molekulákkal). Létrejöhetnek színsemleges $qq\bar{q}\bar{q}$ vagy $qqqq\bar{q}\bar{q}$ multikvarkállapotok is, és ezek együtt jelentkezhetnek a szokásos mezon- és barion-spektrumokkal.

A témakörrel részletes összefoglaló munkát közölt *Klempt és Zaitsev* [7]. Fontosabb megállapításaik a következők.

Az $f_0(1370) J^{PC} = 0^{++}$, $f_0(1500) J^{PC} = 0^{++}$ és $f_0(1710) J^{PC} = 0^{++}$ mezonokban megjelenhet skalár *gluonlabda komponens*. Ez azonban széles háttérben van elkenődve. Minden skalármezonban van $q\bar{q}$ és $qq\bar{q}\bar{q}$ komponens. A $q\bar{q}$ természetüket az előállítás jelzi, míg a bomlásuk és tömegük lényeges $qq\bar{q}\bar{q}$ komponens jelenlétére utal. Ámbár a rács-QCD számítások a gluonlabda-állapotok egész spektrumát jósolják, még az alapállapotot sem azonosították. Gluonlabda-állapotok létezhetnek, de csak ≥ 1 GeV szélességgel.

Hibrid állapotok előfordulhatnak egzotikus kvantumszámokkal (amelyek a $q\bar{q}$ -mezonok számára nem elérhetőek), de lehetnek nem egzotikus kvantumszámok is. Hibrid jelöltek lehetnek a $\pi_2(1880) J^{PC} = 2^{-+}$ és $\eta_2(1870) J^{PC} = 2^{-+}$ rezonanciák, de ehhez további megerősítés szükséges. Hibrid állapotok létét a rács-QCD számítások megjósolják, de jelenleg kísérleti adatok nem sok jelét mutatják annak, hogy hibrid szabadsági fok létezik a mezonspektroszkópiában. Igaz, létezésüket sem tudják cáfolni.

A *multikvark állapotok* létevel kapcsolatban még nincs egyértelmű bizonyíték. Egyes mezonok, például az $a_0(980)$, $f_0(980)$, $D_{s0}^*(2317)$ molekulajelleműek, de a kísérleti tények kizárnak erősen kötött tetrakvark ($qq\bar{q}\bar{q}$) konfigurációt. Nagy távolságoknál négy kvark színsemleges objektumra válik szét. A rács-QCD számítások nem mutatnak arra, hogy skalár mezonokban a tetrakvark-konfigurációnak nagy szerepe lenne.

Diakonov és munkatársai királismodell-számítások alapján megjósolták egy egzotikus izoskalár barion létét, amelynek spin-paritása $1/2^+$ és ritkasága $S = +1$. E $\Theta^+(1540)$ -nel jelölt „pentakvarkhoz” hozzárendelt konfiguráció $uudd\bar{s}$, ami nK^+ (azaz $udd + u\bar{s}$) vagy pK^0 (azaz $uud + d\bar{s}$) rezonanciaként jelentkezik. Az állapot létét több laboratóriumban is kísérletileg észlelték, de a vizsgálatok további megerősítésre szorulnak. 2009-ben üzembe lépett Japánban a J-PARC protonszinkrotron. Ennek nagyteljesítményű protonnyalábjába lehetővé teszi a kaonok és pionok intenzív előállítását, ez az első valódi kaongyár. A Θ^+ pentakvark kutatását π^-/K^- reakciókban egyik első feladatuknak tekintik.

Nemrégiben a charmónium gerjesztési nívórendszerében is találtak olyan nívókat, amelyek hadronmolekulákhoz tartozhatnak (Wiedner [14]). Az új állapotok természetének pontos meghatározása azonban a jövő feladata.

A QCD egyik misztériuma, hogy eddig miért csak kvark-antikvark és háromkvark-állapotokat tudtak biztosan azonosítani.

A hadronok kölcsönhatásai

Az intenzív kutatások eredményeként a hadronok kölcsönhatásait egyre pontosabban sikerül megismerni. Különösen a pionok közötti kölcsönhatás felderítésében születtek látványos eredmények: ma már az S -hullámú $\pi\pi$ ütközési hosszát (ami a kéttest-ütközések egyik fontos paramétere) 2%-os pontossággal ismerjük. Az eredményt a rács-QCD, valamint effektív térelméleti számításokkal értelmezni is lehet.

Vizsgálták továbbá a rugalmas πK -szórást, amiben már a ritka kvark is szerephez jut.

A mezon-mezon kölcsönhatások vizsgálata – kombinálva megfelelő mezontérelméleti vagy királis perturbációs elméleti számításokkal – egyre inkább a precíziós szakaszba lép.

Figyelemre méltó eredményeket értek el a πN és más mezon-barion kölcsönhatások vizsgálatában is, főleg az S -hullámú ütközési hossz meghatározásában. Mindezek fontosak az atommagokat és hiperonokat összetartó erős kölcsönhatások megismerése szempontjából.

Összegzés, kitekintés

A kvarkok 1960-as években történt felfedezése óta a hadronfizika hatalmas fejlődésen ment át. A hadronok szerkezetére, gerjesztett állapotaira, bomlásmódjaira, kölcsönhatásaira rengeteg kísérleti adat gyűlt össze, és ma már hatékony kvarkmodellek állnak rendelkezésre a mezonok és barionok sajátosságainak leírására. A kezdetektől kiinduló (ab initio) rács-QCD számításokkal a hadronok tömegét, egyes gerjesztett állapotait és bomlásait is le lehet írni. A hadronok kölcsönhatásainak vizsgálata precíziós szakaszba lépett.

A nyilvánvaló sikerek ellenére egyik tárgyalt témakör sem tekinthető lezártnak. A hadronok szerkezetét tovább szükséges vizsgálni az elérhető legnagyobb energiáknál pp - és $p\bar{p}$ -reakciókból. A „spinkrízis” sem feloldott, új adatokra van szükség különösen lepto-

1. táblázat

Néhány nagyobb hadronfizikai kutatóhely

laboratórium	gyorsító	mérőberendezés
Frascati LNF	DAΦNE: e^+e^- tárológyűrű $E_{c.m.} = 1020$ MeV Lum. = 5×10^{32} cm ⁻² s ⁻¹ Jóváhagyott terv: SuperB, lum. $\sim 10^{36}$ cm ⁻² s ⁻¹	FINUDA spektrométer stb.
Mainz MAMI	Mikrotron $E(e^-) \leq 1604$ MeV $I(e^-) \leq 100$ μA nem polarizált	mágneses spektrométerek fotonpolarizáció PbF ₂ kristálydetektorok stb.
Bonn ELSA	e^- -szinkrotron $E_{e,max} = 0,5-3,5$ GeV $I_e \sim 1$ nA polarizált 10 nA nem polarizált	kristályhordó spektrométer BGO spektrométer polarizált céltárgyak
Lund MAX-lab.	e^- -szinkrotron $E_e = 250$ MeV $E_\gamma = 10-185$ MeV	mágneses hodoszkóp NaI(Tl), HPGe, CsI(Tl) repülési idő mérése, n -det. stb.
Genf CERN COMPASS	Szuper-protonszinkrotron $E_p = 450$ GeV π -nyalábok is	hadronspektrométer, spinszerkezet polarizált céltárgyak NA kísérletek
\bar{p} -lassító	folyékony hidrogén céltárgy lassított antiproton-nyaláb	kristályhordó spektrométer (Hidas [6]-ban)
Jülich COSY	tároló és hűtő szinkrotron $E_p = 2,88$ GeV $E_d = 2,27$ GeV polarizáció	mágneses spektrométerek repülési idő mérése elektromágneses kaloriméter polariméter
Darmstadt GSI FAIR	SIS 100/300 szinkrotron HESR tárológyűrű $E(\bar{p}) = 0,8-14,5$ GeV	PANDA (lásd [16]-ban) épülőben ($\sim 2015-2018$ -ig)

Továbbiak:

Európában: EAI – Dubna, IHEP – Szerpuhov, Oroszország

Egyesült Államokban: RHIC – Brookhaven, J-lab. – Virginia, Fermi-lab. – Chicago mellett

Ázsiában: J-PARC – Tokai, Japán, BEPC-II – Peking, Kína

és mások.

nokkal létrehozott, mélyen rugalmatlan szórási folyamatokból és az általánosított partoneloszlási reakciókból. Az összetevő kvarkokra alapozott kvarkmodellek jó nyomon járnak a hadrongerjesztések és bomlások leírásában. Már megjelentek következetesen relativisztikus kvarkmodellek is. Ugyanakkor – különösen a bomlások leírásában – néha nagy eltérések vannak a kísérleti és elméleti eredmények között. A rács-QCD számítások reményteljesek, de egyelőre a kísérleti hadrontömegekhez illesztett kvarktömegekkel számolnak, amik sokkal nagyobbak a fizikai (csupasz) kvarktömegeknél.

A vizsgálatok tovább folytatódnak. Az 1. táblázat áttekintést ad néhány nagyobb hadronfizikai kutatólaboratóriumról, valamint a gyorsító és mérőberendezéseikről. Európában különösen reményteljes a GSI FAIR PANDA programja. Ebben a nagy energiájú antiproton-nyaláb, valamint a rendkívül fejlett mérőrendszer (időprojekciós kamra, mikrovertex-detektorok, driftkamrák, repülési időt mérő berendezés, elektromágneses és hadron kaloriméterek, Cserenkov-detektorok, eltérítő mágnesek, műonszámláló stb.) ideális feltételeket teremtenek a hadronfizikai kutatásokhoz. Jelentős előrelépés várható a Frascati LNF SuperB

programjának realizálásától is, ami a gyorsító luminozitásának több mint három nagyságrenddel való emelését tűzte ki célul. Japánban már működik a J-PARC első valódi kaongyár. Az USA-ban a RHIC, Brookhaven és a J-lab., Virginia programok jelentős hozzájárulást adhatnak a hadronfizikához.

A hadronfizikai kutatások fejlődési irányait igen részletesen tárgyalja *A magfizika perspektívái Európában* című munka [15].

Irodalom

1. Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, *J. Phys. G* 37 (2010) 075 021.
2. M. M. Islam, R. J. Luddy, A. V. Prokudin, *Int. J. Mod. Phys. A* 21 (2006) 1.
3. B. Bressan, V. Greco, *CERN Courier* 49 (2009/September) 19.
4. F. Bradamanti, *Nucl. Phys. News* 18/4 (2008) 32.
5. S. D. Bass: The spin structure of proton. *Rev. Mod. Phys.* 77 (2005) 1257.
6. P. Hidas, *Fizikai Szemle* 53/10 (2003) 359.
7. E. Klempt, A. Zaitsev, *Phys. Rep.* 454 (2007) 1.
8. T. Fényes: *Részecskék és kölcsönhatásaik*. Debreceni Egyetemi Kiadó, Debrecen, 2007.
9. S. Godfrey, N. Isgur, *Phys. Rev. D* 32 (1985) 189.
10. S. Capstick, W. Roberts, *Prog. Part. Phys.* 45 (2000) 241.
11. L. Ya. Glozman, *Phys. Rep.* 444 (2007) 1.
12. I. Montvay, G. Münster: *Quantum fields on a lattice*. Cambridge Univ. Press, Cambridge 1994.
13. Ch. Davies, *CERN Courier* (2004/June) 23.
14. U. Wiedner, *Nucl. Phys. News* 20/4 (2010) 19.
15. G. Rosner, M. Makarow (eds.): *NuPECC Long Range Plan 2010: Perspectives of Nuclear Physics in Europe*. European Science Foundation, Strasbourg
16. K.-T. Brinkmann, P. Gianotti, I. Lehman, *Nucl. Phys. News* 16/1 (2006) 15.