

lei-holdjából álló rendszert vizsgálja majd. A LAPLACE űrkísérlet három keringő egységet helyez pályára a Jupiter-rendszerben abból a célból, hogy koordinált méréseket végezzen a Jupiter holdjain és légkörén, valamint magnetoszféráján. Az egyik űrszondát az Europa körül olyan poláris pályára állítják, ahol a keringési idő legalább néhány hónap lesz; vizsgálják még annak a lehetőségét is, hogy a hasznos teher tartalmazzon-e egy, az Europa holdra ejtendő kisebb tárgyat is. A második űrszondát olyan pályára állítják, hogy a keringési idő megegyezzen az Európáéval, és átjáró állomásként szolgáljon majd az adatok tárolásához és továbbításához. A harmadik, tengelye körül forgó szonda a Jupiter magnetoszféráját vizsgálja majd. A hasznos teher nagyszámú távérzékelő műszert (kamerákat, spektrométereket a gamma- és röntgenhullámhossztól egészen a rádiótartományig, illetve magasságmérő radart és lézert, magnetométert, mikro-gradiométert, poranalizátort, tömegspektrométert, valamint rádió- és plazmahullámok mérésére alkalmas műszereket) is tartalmaz. Tervezik az űrszonda VLBI-vel történő nyomon követését.

Űrbázisú, hosszú távú kísérletek (2020+)

Probing Heliospheric Origins with an Inner Boundary Observing Spacecraft (PHOIBOS): a PHOIBOS a tervek szerint a helioszféra eddig még nem tanulmányozott, 0,3 csillagászati egységen belüli, a Nap felszínétől három napsugárig terjedő területén végez majd részletes vizsgálatokat. Fő tudományos célja annak vizsgálata lesz, hogy a Nap mágneses tere, illetve a plazma dinamikai sajátosságai hogyan hozzák létre a napkoronát, a napszelet, valamint a helioszférát. E cél elérése az egész asztrofizika számára a Rozetta-kőhöz hasonló felfedezés lenne, amely lehetővé tenné, hogy megértsük nemcsak a Nap által létrehozott plazmakörnyezetet, hanem a Világegyetemben bárhol található űrplazmakörnyezetet, ahol forró, híg mágneses plazma továbbít energiát, és gyorsít részecskéket a

legkülönbözőbb skálakon. Továbbá, minthogy az egyedüli közvetlen *in situ* mérés abban a tartományban, ahol a Nap legpusztítóbb, nagyenergiájú részecskéinek egy része felgyorsul, a PHOIBOS egyedülállóan és alapvetően hozzájárul ahhoz, hogy jellemezni, illetve előre jelezni tudjuk a jövőendő űrkísérletek sugárzási környezetét.

Záró megjegyzések

Az ASTRONET infrastrukturális útiterve megalkotása úttörő, nagy kihívást jelentő és összetett feladat, amely Európa legfelkészültebb tudósainak, oktatóinak és tudományos ügyintézőinek elkötelezettségét és szakmai felkészültségét igényelte.

Az ambiciózus tervek megvalósításához a pénzügyi támogatást adó szervezetek részéről időnként határozott döntések kellenek az egyébként létező berendezések további üzemeltetéséről is. Nincs kétség afelől, hogy az elkövetkező két évtizedben céljaink elérésére, elképzeléseink megvalósítására és ezen keresztül vezető szerepünk megőrzésére, illetve növelésére további jelentős anyagi források bevonása szükséges, és a munka a társadalom egészére is hatással van.

Ezért fontos, hogy az ASTRONET újult erővel folytassa munkáját, együttműködve az anyagi támogatást adó ügynökségekkel, illetve más szervezetekkel, hogy biztosítva legyen az *Útiterve* javaslatainak megvalósulása, és segítséget nyújtson a jövőben a szükséges döntések meghozatalához és az Európán belüli együttműködéshez, koordinációhoz.

Ezen túlmenően, az ASTRONET felhasználhatja az *Útitervet*, hogy kormányzati szinten is hangsúlyozza a csillagászat jelentőségét és társadalmi hatását, nem utolsósorban pedig példát mutat az együttműködésre Európán belül és azon túl. A legtöbb nagy projekt nemzetközi együttműködést igényel Európán túl is, és az ASTRONET ebben a globális együttműködésben is segítséget nyújthat.

PUSKIN UTCAI KVARKOK – I.

Patkós András
ELTE, Atomfizikai Tanszék

Előhang

1964-ben *George Zweig*, a CALTECH ifjú posztdoktori kutatója arról próbálta meggyőzni tudománytörténetész kollégáját, hogy a részecskefizikában éppen akkor és éppen az ő folyosójukon tudománytörténeti jelentőségű dolgok történnek. A felsőbbrendű történeti válasz az volt, hogy kortársak képtelenek megítélni, mi is a történelmileg valóban fontos fejlemény. Csak hosszú évek múltán kerülnek az események valódi helyükre. 2010-ben, a *Murray Gell-Mann* 80. születésnapja alkalmából rendezett konferencián látta Zweig elérkezettnek az

időt, hogy elmondja saját verzióját a kvarkhipotézis születéséről és „felcseperedésének” első éveiről [1].

Hazánkban a majdnem-kortárs fizika történetével, bizonyára a fenti érvelés igazságát osztva, nem foglalkozik a hivatásos tudománytörténet.¹ Így ebben a cikkben magam vetemedem arra a szemtelenségre, hogy a kvarkok felfedezéstörténetének 1968-ban kezdődött második felvonását sajátos nézőpontból, a Puskin utca elméleti fizikusainak szemszögéből bemutassam.

¹ Nehezen igazolható állítás, mert a hazai tudománytörténetről a tudomány nem vesz tudomást – Szerk.



1. ábra. Az első, 1972-es balatonfüredi Neutrínó-konferencia hivatalos csoportképe. Az ülő sorban balról: T. D. Lee, G. L. Radicati, R. P. Feynman, B. Pontecorvo, Marx Gy., V. F. Weisskopf, F. Reines, C. L. Cowan és P. Budini.

Nyilvánvaló a veszély, hogy Hamlet hősi tragédiája kisszerű tanúinak, Guildensternnek és Rosencrantz-nak mintájára, szánandóan nevetségessé válok. A kvarkok története második korszakának Puskin utcai cselekménye kétségkívül mellékszálként indult. Ám a két stopparti hőstől eltérően, szerencsére nem majdnem-felfedezések, elszalasztott felismerések részesei lettünk. Munkánk figyelmet keltett, és az 1972-es balatonfüredi konferenciánkra szóló meghívást magától értetődően fogadta el a történet számos főszereplője, köztük az új kvark-korszak két meghatározó apafigurája, *Richard Feynman* és *Victor Weisskopf* (1. ábra). A szép emlékü Puskin utcai D-épület első emeletének szemináriumi terme része lett a részecskefizika virtuális világszínpadának.

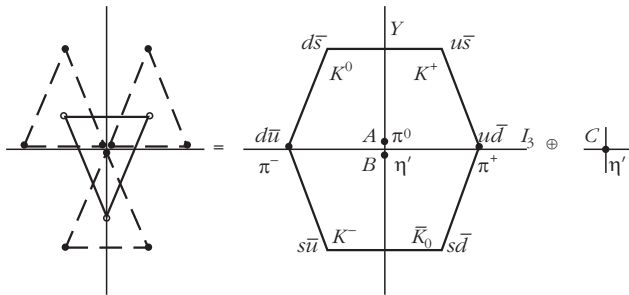
Ebben a cikkben az átfogó történeti képből csak a nélkülözhetetlen háttérrel vázolom. Mentségemre szolgáljon, hogy a részecskefizika érintendő jelenségei és elméleti modelljeik immár tananyagként ismertek. A kvarkok felfedezéstörténetének is van monográfiája [2], aminek megírására 1983-ban látta az időt elérkettnek szerzője. Művében egy alkalommal fordul elő az Eötvös Egyetem neve (lásd alább). Én viszont úgy látom, hogy bőségesen van még feljegyzésre érdemes eredmény a Puskin utcában elvégzett kvarkfizikai vizsgálatok között. Alább egészen szélsőséges válogatási elvet alkalmazok, azaz kizárólag Eötvös-egyetemi társszerzőjű kutatási eredmények bemutatására korlátozodom. A történet nyomon követésének záróévet is szélsőséges szubjektivitással választottam: *Kuti Gyula*, akinek kezdeményezése nyomán vette kezdetét a kvarkok Puskin utcai története, 1978-ban nyújtotta be *A proton kvark-parton szerkezete* című értekezését a fizikai tudomány doktora fokozat elnyerésére (lásd még a cikk utolsó két mondatát! – a második rész végén a következő számban).

Igaza van az Olvasónak: létezik a Puskin utcán túli világ történéseinek jelentőségét arányosabban láttató története is az 1970-es évek részecskefizikájának. Ez viszont a mi verziónk, ami, amint *Szilárd Leó* megjegyezte, „érdekes lehet a Mindent Tudó(k) számára” is.

Gell-Mann és Zweig kvarkjai

A történet egy olyan időszakban indult, amikor az elektrodinamikát leszámítva nem hittek a kvantumtérelmélet alkalmazhatóságában. Ez magyarázza Gell-Mann kutatói magatartását, aki a kvarktereket mindig átmeneti jelleggel használta, csakúgy mint az ismert elemi részecske kvantumtereit. Több cikkében fogalmazott a következőképpen: „A rendszer szimmetriatulajdonságai érvényesek lehetnek még az esetben is, ha a kvantumterek használata megalapozatlan.” A híres „Nyolcas út” javaslatában is hangsúlyozta: „Nem kapcsolunk a barionokat alkotó I és L részecskékhez semmiféle fizikai jelentést. Az eddigi elemzés csakis az *unitér spin* tulajdonságának a bevezetését szolgálja.”

Mit is értett Gell-Mann unitér az spin fogalmán? Az izospin $SU(2)$ algebrának $[I_j, I_k] = i\epsilon_{jkl} I_l$ a ritkaság (S) és a barionszám (B) összegéből alkotott hipertöltés operátorát (Y) is tartalmazó bővítéséről van szó. Olyan bővítést kell választani, amelynek két diagonális generátora (két egyidejűleg határozott értéket felvevő fizikai tulajdonsága) I_3 és Y . A feladat megoldása nem egyértelmű, a *Yuval Ne'eman* és Gell-Mann ajánlotta végső nyertes az $SU(3)$ háromdimenziós unitér csoportba történt beágyazás lett. A kvarkok ennek a csoportnak definiáló ábrázolásában a báziselemek. Ha a kvarkháromszöget önmagával párhuzamosan úgy toljuk el, hogy az origó valamelyik korábbi csúc-



2. ábra. A mezon oktett kvantumszámainak visszavezetése a kvark-és az antikvark-triplett „összeadására”.

ba kerüljön, akkor az eltoló pontok is lehetséges I_3 és Y értékeket mutatnak, amelyek az eredeti és az eltoló háromszög megfelelő koordinátáinak összeadásával keletkeznek. Az összes csúcspontba történt eltolással megtalálhatjuk a két kvarkból additívan felépíthető összes, úgynevezett *dikvark*-állapotot. A természetben sem kvark-, sem dikvark-állapotok nem figyelhetők meg. A megfigyelt barionok unitér tulajdonságai 3 kvark kvantumszámainak összeadásával kombinálhatók ki, a mezonok esetében a kvarkháromszög és az abból centrális tükrözéssel keletkező antikvarkháromszög „összeadása” a jó recept. Ezt a receptet illusztrálja a 2. ábra, amelyen középen a kvarkok háromszöge látszik, amelyre a három csúcspontot középpontként használva ráültetjük az antikvark-háromszöget. Az így keletkező állapotoknak megfelelő pszeudoskalár mezonokat mutatja az ábra jobb oldala. A háromszorosan elfajult origóbéli állapotokból a mezon-oktett két eleme mellett egy $SU(3)$ szinglettmezon is kikeveredik (η').

Magyarázatot arra, hogy milyen kombináció létezhet és milyen nem, abban a korszakban nem találtak. Miután a kvarkok a nemlétező multiplettek közé sorolhatók, Gell-Mann az elemi részecskék rendszerezését segítő közbenső objektumokként értelmezte őket. Ezt a következő kulináris hasonlattal érzékeltette: „...az erősen kölcsönható részecskék olyan elméletét fogalmazzuk meg, amely létezhet vagy sem, de mindenképp alkalmas algebrai összefüggések származtatására. Ezután az algebrai szimmetriákat posztuláljuk és a modellt magát eldobjuk. Az eljárás a francia konyhaművészetben néha alkalmazott módszerhez hasonlatos: egy darab fácánhúst két borjúszelet között főznek, amelyeket végül eldobnak.”

Zweig „földhözragadtabb” szemlélettel közelítette meg a kvarkok szerepét. Nagyjából a nukleonok tömegének harmadával rendelkező, valóban létező alkotórészeket képzelt el, amelyeknek kis(!) kötési energiájú („atomfizikai”) kötött állapotai a megfigyelt barionok. Persze a „konsztituens kvarkok” megfigyelhetlensége magyarázatra várt. Ugyanakkor a kvarkok tömegeinek és saját perdulatainak additivitását posztulálva sikeres jóslatokat lehetett építeni a barion- és mezon-rezonanciák tömegspektrumára és mágneses momentumaikra.

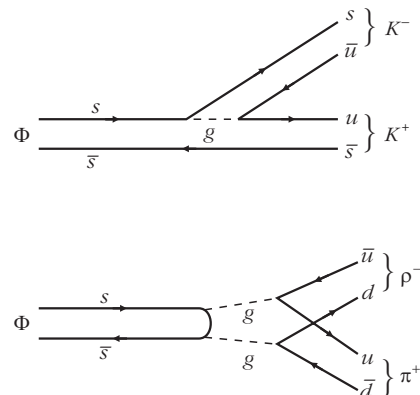
A konsztituens kvarkfelfogás e közismert eredményei helyett itt a cikk későbbi részében is hasznosítható alkalmazását idézem fel. 1963-ban Zweignek a

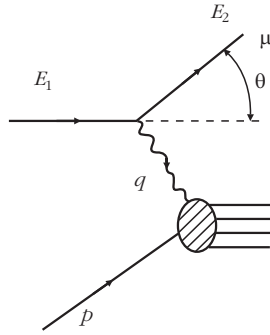
kvarkokhoz vezető útja a Φ -mezon felfedezését bejelentő közleménnyel indult. Feynman doktoranduszának az a furcsa körülmény tűnt fel, hogy ez a nagyjából $1020 \text{ MeV}/c^2$ tömegű mezon nem bomlik el ρ - és π -mezonra, amelyek össztömege kerekítve $920 \text{ MeV}/c^2$. Domináns bomlási módusa a K -anti- K bomlás, annak ellenére, hogy az össztömeg ez esetben jóval nagyobb, majdnem $1000 \text{ MeV}/c^2$. Általában igaz, hogy a bomlás valószínűsége annál nagyobb, minél nagyobb a különbség a bomló részecske tömege és a bomlástermékek össztömege között (minél nagyobb a bomlástermékek rendelkezésére álló fázistérfogat).

Tehát a várakozás éppen a tapasztalattal ellenkező volt. Zweig a paradoxon feloldására valamiféle kiválasztási szabályt keresett. Ismert volt, hogy a kvarkmodell szerint a ρ és π nem tartalmaz ritka kvarkot, míg a kaon d -anti- s , az anti- K pedig s -anti- d kötött állapotnak képzelhető. Zweig s -anti- s kötött állapotként sorolta be az új mezont. Ekkor a kizárólag nemritka kvarkokból felépülő mezonokba bomlásnál először is a ritka párnak annihilálnia kell, majd párkeltéssel létrejövő két nem ritka párból áll össze a végállapot. A K -anti- K végállapotnál viszont sokkal egyszerűbb forgatókönyvvel, egyetlen pár keltésével kialakulhat a végállapot kvarktartalma. Az általa felállított Zweig-szabály kimondja, hogy minél több annihilációs/párkeltési lépésben alakul ki a végállapot, annál kisebb bekövetkezésének a valószínűsége. A 3. ábrán látható a két reakció Zweig-diagramjának kissé modernizált változata. A két folyamatot a QCD-ben közbenső (virtuális) gluonok kisugárzása és részecskepárba alakulása modellezi (a közbenső gluonokat szaggatott vonallal ábrázoljuk), és a Zweig-szabály kvalitatív magyarázatát a minimálisan szükséges közbenső gluonok számának különbsége (a perturbációszámítás eltérő rendje) adhatja.

Az 1960-as években a kutatók Gell-Mann vagy Zweig megközelítését aszerint alkalmazták, hogy melyik egyeztett jobban a tapasztalattal. Egységes kvarkelmélet nem alakult ki az évtized végéig.

3. ábra. A Zweig-szabályt illusztrálják a Φ -mezon ritka mezonokba (felső diagram) és nem-ritka mezonokba (alsó diagram) történő bomlása kvantum-kromodinamikai leírásának legalacsonyabb rendű Feynman-diagramjai. A szaggatott vonalak az erős erőter kvantumait, a gluonokat jelzik. A kvarkokat és antikvarkokat ismert szimbólumaik mutatják.





4. ábra. Az elektron-proton mélyen rugalmatlan ütközés Feynman-diagramja.

A mélyen rugalmatlan elektron-proton szórás értelmezése a partonmodellben

A proton kiterjedt szerkezetét letapogató stanfordi kísérlet tervezésekor és az adatok értékelése első szakaszában a később Nobel-díjjal jutalmazott SLAC-MIT kísérlet résztvevőinek gondolkodásában nem kapott szerepet a kvarkhipotézis. A 4. ábrán látható kvantum-elektrodinamikai diagrammal dolgoztak, amikor az elektron pontszerű és a proton kiterjedt elektromágneses áramsűrűsége között kicserélt foton valósítja meg a kölcsönhatást.

A foton révén közölt térszerű négyesimpulzus ($q, q^2 < 0$) olyan nagy, hogy „felrobbantja” a protont. A protontörmeléket nem, csak a csökkent energiájú elektront észlelik, és az impulzusátadás mellett másikként az elektronnak a proton tömegénél szintén sokkalta nagyobb energiavesztését mérik ($\nu = E_1 - E_2$). Az 1968-as bécsi világkonferencia nagy szenzációja az volt, hogy a rugalmas elektron-proton ütközés korábban kimért gyorsan csökkenő differenciális hatáskeresztmetszetével szemben ez esetben sokkal lassúbb volt a csökkenés (lásd 5. ábra).

Pickering „történelemkönyve” szerint a kísérleti fizikusok nem is tudták adataikat mindaddig rendszerezni, míg James Bjorken nem javasolta nekik, hogy a kirepülő elektron iránya és energiája szerinti differenciális hatáskeresztmetszetben a proton ismeretlen elektromágneses szerkezetét képviselő két úgynevezett szerkezeti függvényt – a $W_1(q^2, \nu)$ -t és a $\nu W_2(q^2, \nu)$ -t – ne tekintsék kétváltozósoknak, hanem próbálkozzanak a kísérletes mért értékeknek az $\omega^{-1} = -q^2/(2M_{\text{proton}} \nu)$ változó függvényében történő ábrázolásával. Ezek a függvények a szórt elektron energiája és kirepülési iránya szerinti kétszer differenciális hatáskeresztmetszetben az úgynevezett Mott-hatáskeresztmetszet szorzó tényezőiben fordulnak elő:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} = \frac{d\sigma_{\text{Mott}}}{d\Omega} \left[W_2(q^2, \nu) + 2 \tan\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_1(q^2, \nu) \right].$$

Ezek a Lorentz-invariáns függvények eredetileg a proton elektromágneses áramsűrűségeivel képzett kommutátorok az α polarizációs állapotra átlagolt mátrix-elemei Fourier-transzformáltjában jelennek meg:

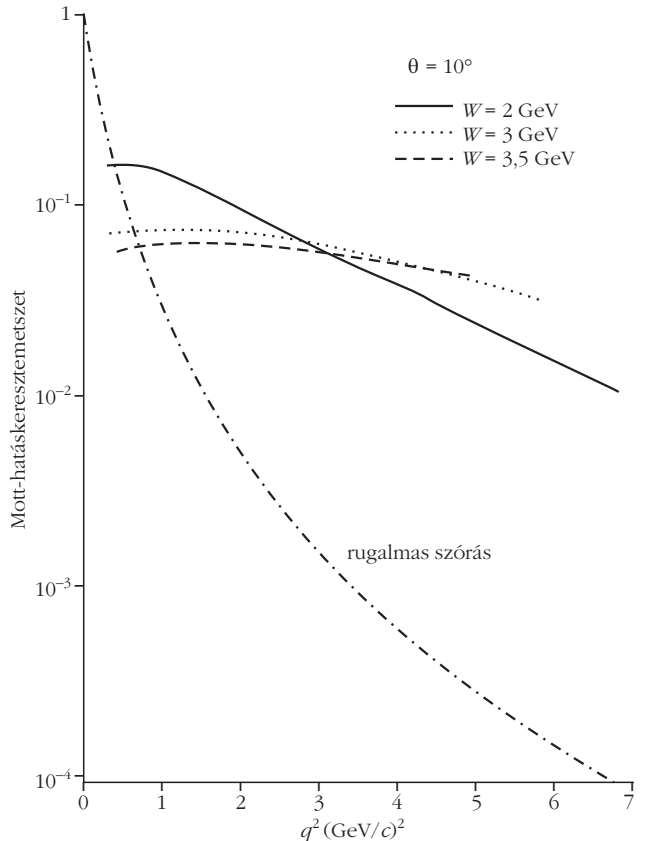
$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^S(P, q) &= \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \int d^4y e^{iqy} \langle P, \alpha | [j_{\mu}^{\text{proton}}(y), j_{\nu}^{\text{proton}}(z=0)] | P, \alpha \rangle = \\ &= \left(\frac{q_{\mu} q_{\nu}}{q^2} - g_{\mu\nu} \right) 4\pi M W_1(q^2, \nu) + \\ &+ \frac{1}{M^2} \left(P_{\mu} - \frac{Pq}{q^2} q_{\mu} \right) \left(P_{\nu} - \frac{Pq}{q^2} q_{\nu} \right) 4\pi M W_2(q^2, \nu). \end{aligned}$$

A Bjorken-skálázásnak nevezett fontos észrevétellel Bjorken technikailag nehéz, alig hozzáférhető megfontolásokból jutott, amelynek kiindulását a későbbiekkel való kontrasztos összevetés érdekében alább megkísérlem vázolni. A $W_{\mu\nu}^S$ tenzort definiáló Fourier-transzformált fázisfaktorának exponensét a proton nyugalmi rendszerében a virtuális foton impulzusát alkalmasan parametrizálva egyszerűsíthetjük: $q = (q_0 = \nu, \mathbf{q} = \boldsymbol{\rho}_3)$. Feltételezzük, hogy az impulzusátadás és az energiavesztés egyaránt nagyon nagy, míltal mindkét komponens nagyon nagy lesz, viszonyukra pedig lineáris rendig fennáll, hogy

$$q \rightarrow q_0 + \frac{M_{\text{proton}}}{\omega}.$$

A Fourier-transzformáció integrandusa fázisfaktorá-

5. ábra. A mélyen rugalmatlan szórás hatáskeresztmetszetének csökkenése az átadott négyes impulzus növekedésével sokkal lassabb, mint a rugalmas szórásé.



nak fázisszöge ebben a vonatkoztatási rendszerben

$$\frac{(q_0 - q)(y_0 + y_3) + (q_0 + q)(y_0 - y_3)}{2}$$

alakban is írható. A fázis lassú változásának követelményéből olvasható le az integrálba lényeges járulékot adó tartomány:

$$|y_0 + y_3| \sim \frac{\omega}{M_{proton}}$$

$$|y_0 - y_3| \sim \frac{1}{2q_0}$$

A két tartomány méretének összeszorozásával adódik a virtuális foton előreszórási amplitúdójába járulékokat adó áramsűrűségek négyes távolságára az

$$|y^2| \sim \frac{\omega}{2M_{proton}q_0} \rightarrow 0$$

becslés. Bjorken ezzel arra a következtetésre jutott, hogy a kísérletet jellemző határesetben a fénykúp közelében nyerünk ismeretet a proton elektromágneses áramsűrűség-operátorainak kommutátoráról. Ebben a tartományban dolgozta ki az áramok kommutátoralgebrájának viselkedését, és jutott a skálázás jelenségének előrejelzésére.

Ebből nem lett volna tudománytörténeti fordulat Richard Feynman nélkül. Feynman mutatott rá, hogy a skálázás roppant egyszerűen következik, ha feltételezzük a proton pontszerű alkotórészeinek létét. *Partonmodell*je nem a nyugvó, hanem a nagy impulzussal repülő proton vonatkoztatási rendszerében írja le az ütközést. Feltételezett alkotórészei, a partonok a teljes négyes impulzus egy töredékét szállítják:

$$p_{parton} = xP_{proton} \quad 0 < x < 1.$$

A folyamat elektromágneses része az elektron és a parton rugalmas ütközése. A zárószakaszban zajlik a meglökött parton és a visszamaradtak közötti erős kölcsönhatás, amely a parton-végállapotot átalakítja a létező elemi részecskékké. Miután ezt a részt nem figyelik meg, elegendő a partonszinten jellemezni a végállapotot (az is teljes rendszert alkot).

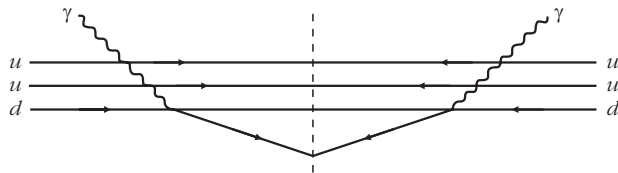
A virtuális fotonnal „megrúgott” parton négyes impulzusa

$$p'_{parton} = xP_{proton} + q.$$

A partonról feltehető, hogy invariáns tömege kicsi az előforduló energiákhoz képest, ezért a végállapotú parton négyes impulzusának négyzetére a

$$(p'_{parton})^2 \approx 0$$

közelítés írható. Elvégezve a négyzetre emelést és a kezdő parton impulzusnégyzetére is ezt a feltételt alkalmazva, az



6. ábra. A virtuális foton (γ) a proton kvark alkotórészeinek egyike nyeli el (az ábra szerint éppen a d -kvark). A hatáskeresztmetszet ennek abszolútérték négyzetével arányos, amelynek két tényezőjét a függőleges szaggatott vonal két oldalán lévő ábrarészek jelzik. A teljes ábra a virtuális foton előreszórási amplitúdója képzetes részének felel meg.

$$x(P_{proton}q) + q^2 \approx 0$$

feltételre jutunk. A proton és a virtuális foton négyes impulzusainak skalárszorzatára azonnal kapjuk, hogy $2M_{proton}v$ az értéke, amiből az ütközésben résztvevő parton impulzuhányadára az $x = \omega^{-1}$ érték adódik. A Feynman-javasolta képben tehát az elektron rugalmasan szóródik az ω^{-1} impulzusrészt hordozó partonon. A pontszerű töltött objektumok szórását jellemző Mott-hatáskeresztmetszet méri a parton elektromos töltésnégyzetét, amit a partonok $G(\omega^{-1})$ eloszlásfüggvényével súlyozva, inkoherensen adnak össze. A szórt elektron egy kiválasztott adatpárjához egyetlen x érték ad járulékot, azaz nemcsak, hogy azonnal adódik a Bjorken-skálázás, de a hatáskeresztmetszet mérésével a proton belső szerkezetét jellemző $G(\omega^{-1})$ is kimérhető.

Feynman kezdetben nem azonosította a partonokat a kvarkokkal. Láta, hogy a töltés kimérhetősége mellett olyan relációk is megjelennek a modellben, amelyek információt szolgáltatnak a partonok spinjéről is. A kvantum-elektrodinamika alapelveinek alkalmazásával az úgynevezett optikai tétel alapján megérthető, hogy e folyamat hatáskeresztmetszete a virtuális foton és a proton Compton-előreszórási amplitúdójának képzetes részével arányos (6. ábra). Ezért a hatáskeresztmetszet képlete a longitudinális (L) és transzverzális (T) virtuális fotonok abszorpciós hatáskeresztmetszeteivel is kifejezhető:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_2} = \Gamma(\sigma_T + \varepsilon\sigma_L),$$

$$\sigma_L = \frac{4\pi\alpha}{K} \left[W_2 \left(1 - \frac{v^2}{q^2} \right) - W_1 \right],$$

$$\sigma_T = W_1(q^2, v)$$

(ebben a képletben a szórt elektront jellemző K , Γ és ε mennyiségek részletes alakja nem fontos). Ha a longitudinális virtuális foton járulékát számolják ki a skálázási tartományban a Compton-előreszóráshoz, akkor $1/2$ -spinű összetevők esetén erre zérus adódik, ami a kísérleti adatok megfelelő kombinációjával ellenőrizhető. Más szóval, az a várakozás, hogy vW_2 skálafüggvénye feles spinű partonok esetén arányos lesz W_1 -gyel.

Kuti Gyula, az ELTE Elméleti Fizikai Tanszékének 28 éves adjunktusa a bécsi világkonferencia élménye mellett megkapta Bjorken és diákja *Emil Paschos* rö-

vid cikkét, amelyet rosszmájú kommentátorok Feynman jegyzetfüzetének kivonatolásaként „értelmeztek”. Amikor Gyuszi 1969 elején diplomamunka-témát javasolt számomra, ezt a rövid cikket adta át, hogy *Gálfi László*val közösen tanulmányozzuk. Azt javasolta, hogy a skálázás hipotézise alapján tegyünk előrejelzést egy jövőbeli kísérlet eredményére, amelyben polarizált elektronnyalábot szórhatnak polarizált protoncéltárgyon.

A Feynman-modell egyszerű alap gondolata közérthető minden térelméleti képzettség nélkül is. A mikorosztályunkat a kvantum-elektrodinamika nem-relativisztikus változatára tanították az egyetemen, és a gyenge kölcsönhatás Fermi-féle elmélete meg az erős kölcsönhatások térelmélet-mentes S -mátrix alapú elemzése miatt semmiféle egységes kép nem volt ötödéves koromra a fejemben az elemi kölcsönhatásokról. Térelméleti technikákat szinte nem ismertem, így Bjorken cikkével igencsak meggyűlt a bajom. A partonmodell szemléletessége viszont bátorított. Igazán szerencsém volt: elsősztályú fizikához közelíthettem hiányos technikai eszközeimmel!

Első cikkünk [3] ösvérjellegű volt. A nagyenergiás ütközések S -mátrix elméletének akkor divatos úgynevezett Regge-analízisét végeztük el a virtuális foton és a proton ütközésére, kiterjesztve az elemzést a polarizált esetre. A Regge-határeset valójában rögzített foton-„tömeg” melletti nagyenergiás határviselkedés, ami az $\omega^{-1} \approx 0$ tartománynak felel meg, ezért a skálázási tartományra (visszatekintve) inkább spekulatív következtetéseink voltak. De a témaválasztás úttörő volt és a cikk jelentős visszhangra talált. 1970-ben *Gnädig Péter* jelentkezett új diplomamunkásnak, és a tanszék tudományos munkatársai közül *Niedermayer Ferenc* is csatlakozott a társasághoz. Eredményeink azt követően jelentek meg rendszerezett cikk [4] formájában, amikor Kuti 1970-ben a kijevei világkonferencián azokat, nagy figyelmet keltve, előadta (a megjelenés éve az akkori nyomdai átfutásnak megfelelően: 1972). Ötösfogatban dolgozva fokozatosan fel fogtuk az áramkommutátorok fénykúp-szingularitásainak térelméleti hátterét [5], miközben egyre bátrabban használtuk a partonmodellt is a spinfüggő hatáskeresztmetszet részletes elemzésére.

A publikálás ügye messziről nézve nem is volt sietős, mivel az eredményeket Kutinak az 1970/71. akadémiai évben elért nagyszámú más eredményével egyetemben már világszerte ismerték. Gyuszi Victor Weisskopf meghívására és *Marx György* támogatásával kapott egyéves szabadságot az ELTE-ről. Ennek a tanulmányútnak egy fenomenológiai alkalmazásra kiváló partonmodell részletes kidolgozása lett az eredménye. Ez Kuti-Weisskopf-modell [6] néven szerepel az irodalomban, és hivatkozásainak száma jócskán meghaladja a félezret. A modell a QCD-alapú „jet”-számolások kifejlesztéséig a nagyenergiás, nagy rugalmatlanságú folyamatok elemzésének domináns keretét adta.

A modell két tekintetben lépett túl Feynman eredeti verzióján. A háromféle kvark (és antikvark) előfordulási valószínűségeloszlását ekkorra már felbontották a

proton kvantumszámait kiadó *valenciakvarkok* és *tengerkvarkok* eloszlására. Ez azt jelenti, hogy a protonban nemcsak 3-kvarkos, hanem további kvark-antikvark párokat tartalmazó konfigurációk is előfordulhatnak. Az utóbbiakra a fázistérben egyenletes, relativisztikusan invariáns sűrűséget tétéleztek fel. A vegyértékkvarkok esetében ezt az eloszlást megszo-rozták a kis x -re Regge-aszimptotikát biztosító tényezővel. Az $SU(3)$ invariáns eloszlású tengert alkotó kvark-antikvark párok a skálaváltozó nullához közeli, a vegyértékkvarkok pedig az $x = 1$ -hez közeli tartományban dominánsak.

Ez a felbontás konkrét, néhány illeszthető paraméter tartalmazó kvarkeloszlásokat generált. A másik módosítást az eredeti, kizárólag kvarkösszetevőket feltételező változattal jelentkező gondok követelték meg. Ugyanis a kimért eloszlásfüggvények momentumaival kiszámolható a kvarkok által hordozott impulzushányad várható értéke, ami $2/3$ körüli értéket sugallt. A hiány pótlására a szerzők a kvarkok közötti erős erőter feltételezett kvantumai, gluonok figyelembevételét javasolták a proton impulzusát hordozó alkotórészek között. A gluonokra is a tengerkvarkokra feltételezett eloszlást vettek fel, egy újabb, a kísérleti adatok illesztésével meghatározható amplitúdót vezetve be jellemzésére. Így végül a következő eloszlásfüggvényekre jutottak:

$$G_{u/d, valence}(x) = \frac{\Gamma(g + g' + 3(1 - \alpha(0)))}{\Gamma(1 - \alpha(0)) \Gamma(g + g' + 2(1 - \alpha(0)))} \cdot x^{-\alpha(0)} (1 - x)^{-1 + g + g' + 2(1 - \alpha(0))},$$

$$G_{u/d/s, sea} = \frac{1}{3} x^{-1} (1 - x)^{-1 + g + g' + 3(1 - \alpha(0))},$$

$$G_{gluon}(x) = 3 \frac{g'}{g} G_{kvark, sea}(x).$$

Itt g , g' és $\alpha(0)$ illeszthető paraméterek. Ezekkel a következő kifejezéseket kapták az alaktényezőző partonmodellbeli értékére (e_q a q kvark elektromos töltését adja az elemi töltés arányában):

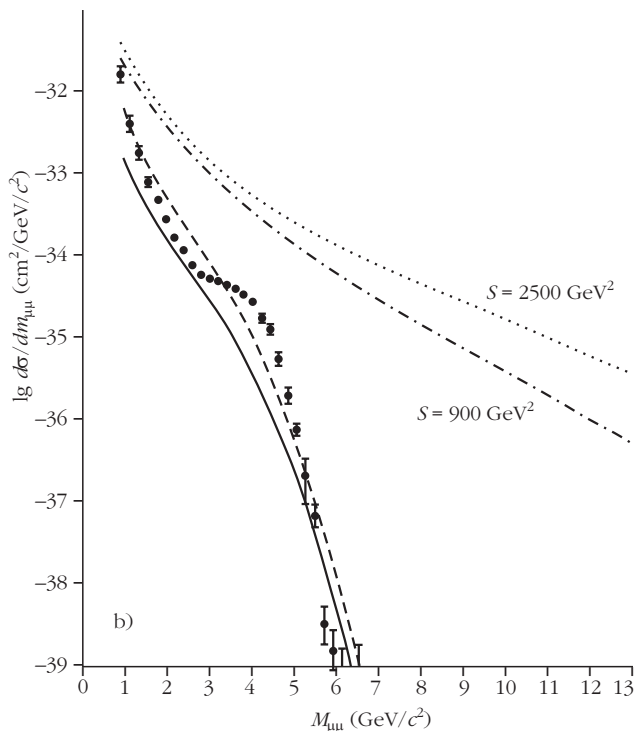
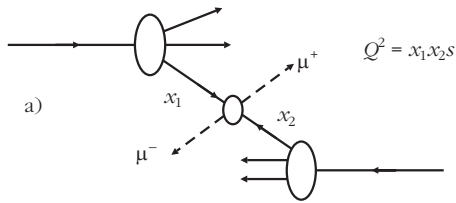
$$F^P(\omega) = \omega^{-1} \left[2 e_u^2 G_{u, valence}^P(\omega^{-1}) + e_d^2 G_{d, valence}^P(\omega^{-1}) + (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2) G_{q, sea}(\omega^{-1}) \right],$$

$$v W_2^P(q^2, v) = F^P(\omega),$$

$$2M\omega^{-1} W_1(q^2, v) = v W_2(q^2, v),$$

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{2M}{v\omega} \rightarrow 0.$$

(Az R hányados aszimptotikus eltűnése a partonok fent emlegetett feles spinű természetét tükrözi.)



7. ábra. A két ütköző hadront alkotó egy-egy kvark-parton annihilációjából keletkezik egy $\mu^+\mu^-$ pár. Alul a pár invariáns tömege függvényében mért hatáskeresztmetszetet és a partonmodell jóslatát lehet összevetni.

A modell fizikatörténeti értékelésére legegyszerűbb idéznünk Pickeringet: „Az MIT két elméleti fizikusa, Victor Weisskopf és Julius Kuti (a budapesti Eötvös Egyetemről érkezett vendégkutató) komolyan vette a gluonok ideáját és 1971-ben részletes modellt alkottak a szerkezeti függvényekre. Feltételezték, hogy a gluonok elektromosan semlegesek és ezért közvetlenül nem járulnak hozzá az elektronok szórásához. Azonban részben hordozzák a proton, illetve a neutron impulzusát. Tehát a gluonok, mint a nukleonok fontos, de láthatatlan alkotórészei szerepelnének a kísérletekben. A gluonkomponens feltételezése csökkentette a struktúrafüggvényeket. A kvarktenger kvark-antikvark párhajhoz hasonlóan a gluonkomponens is szabad paraméter volt a Kuti-Weisskopf-modellben, és ezzel a további interpretációs szabadsággal élve a SLAC-adatokkal »eléggyőző egyezést« sikerült elérni.”

Figyelemre méltó Kuti és Weisskopf óvatos konklúziója: „A $v W_2$ skálázása nem bizonyítja a pontszerű alkotórészek létezését, de a pontszerű alkotórészek szükségszerűen vezetnek a skálázáshoz.” A pontszerű alkotórészek létének elfogadásához az szükséges, hogy a jelenségek jóval szélesebb körében egységesen egyetlen modellel értelmezhezzük a tapasztala-

tokat. Ennek érdekében a szerzők modelljüket további három, már futó vagy akkor tervezett kísérletre is alkalmazták.

Közös munkánk szempontjából a legfontosabb az volt, hogy a spinre átlagolt elektronok polarizálatlan hidrogén és deutérium targeten végzett szórás kísérleteinek adataival rögzített eloszlásfüggvényekkel Kuti elvégezte a spinfüggő hatások skáláhipotézissel történő elemzését is. Kiszámította a párhuzamos és antiparalel elektron-nukleon polarizáció esetében végzett kísérletek hatáskeresztmetszeit jellemző aszimmetriát. Ebben a kísérletben az elektromágneses áramsűrűségek kommutátorának ellentett polarizációjú állapotokbeli mátrixelemeinek különbségét jellemző alaktényezők – $d(q^2, \nu)$ és $g(q^2, \nu)$ – mérhetőek meg:

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu}^A(P, q) &= \\ &= \frac{1}{2} \int d^4 y e^{iqy} \left\{ \langle P, \alpha | [j_\mu^{proton}(y), j_\nu^{proton}(z=0)] | P, \alpha \rangle - \right. \\ &\quad \left. - (\alpha \rightarrow -\alpha) \right\} = \\ &= \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho \alpha^\sigma d(q^2, \nu) + (\alpha q) \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} q^\rho P^\sigma g(q^2, \nu). \end{aligned}$$

Az aszimmetria a d és g függvényekkel adható meg:

$$\begin{aligned} A &= \frac{d\sigma^{\uparrow\downarrow} - d\sigma^{\uparrow\uparrow}}{d\sigma^{\uparrow\downarrow} + d\sigma^{\uparrow\uparrow}} = \\ &= \frac{1}{\pi} \frac{M^{-1}(E_1 + E_2 \cos \Theta) d(q^2, \nu)}{4 W_1(q^2, \nu) + 2 \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_2(q^2, \nu)} + \\ &\quad + \frac{1}{\pi} \frac{(E_1 + E_2)(E_1 - E_2 \cos \Theta) g(q^2, \nu)}{4 W_1(q^2, \nu) + 2 \cot\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_2(q^2, \nu)}. \end{aligned}$$

További alkalmazásként kiszámították a proton-proton nagyenergiás szórásban egy kvark és egy (tengerbeli) antikvark annihilációjából keletkező $\mu^+\mu^-$ pár keltési hatáskeresztmetszetét is. Ezt a 7.a ábrán látható reakciót azonban nem sikerült jól leírni. A müonpár invariáns tömegének 3–5 GeV tartományában a hatáskeresztmetszetben Leon Lederman csoportja által mért „váll” (lásd 7.b ábra) magyarázatával Gálfi és Reinhard Kögerler bécsi kollégánk közös cikke is próbálkozott [7]. A valódi magyarázat 1974-ben végül történelemalakító szerepet kapott (lásd a cikk második részét!).

Harmadik alkalmazásként a neutrínók mélyen rugalmatlan szóródását vizsgálták nukleonokon. Ebben a reakcióban a neutrínó mai megfogalmazásban egy kemény virtuális W -bozont bocsát ki, és annak elnyelése „robbantja fel” a nukleont. A kinematika teljesen hasonló az elektron-proton ütközéséhez, pusztán a strukturális függvények megjelenésének módja más. Az újonnan megjelenő $W_3(q^2, \nu)$ tükrözi a gyenge kölcsönhatás paritásvioláló tulajdonságát, előjelében a különbséget az antineutrínó (+), illetve a neutrínó (–) szórásánál fellépő paritásvioláló hatás okozza:

$$\frac{d\sigma^{weak}}{dv dQ^2} = \frac{G_F^2}{2\pi M^2} \frac{E_2}{E_1} \left[2 \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_1(q^2, \mathbf{v}) + \cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_2(q^2, \mathbf{v}) \pm \frac{E_1 + E_2}{2M} \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) W_3(q^2, \mathbf{v}) \right].$$

Az alaktényezőkre az elektron-proton szóráshoz hasonló skálázó alak vezethető le:

$$\frac{1}{M^2} \mathbf{v} W_{2,3}(q^2, \mathbf{v}) \rightarrow F_{2,3}(\omega),$$

$$W_1(q^2, \mathbf{v}) \rightarrow F_1(\omega).$$

A gyenge kölcsönhatás Fermi-elméletét a kvarkok szintjén alkalmazva, az elektron-nukleon kölcsönhatásból meghatározott kvark-eloszlásfüggvényekkel számszerű jóslatot lehetett tenni például a v N -szórás teljes hatáskeresztmetszetére, ami ésszerűen egyezett a CERN-ben és az Argonne Nemzeti Laboratóriumban nyert buborékkamrás adatokkal, annak ellenére, hogy a kísérletet nem korlátozták a skálázó tartományra.

Kunszt Zoltán, az ELTE Atomfizikai Tanszékének Dubnában dolgozó munkatársa *Vesztergombi Györggyel* (KFKI) együttműködésben már 1970-ben foglalkozott a skálázási hipotézis következményeivel a neutrínó-nukleon kölcsönhatásokban. A kozmikus sugárzással keltett részecskék bomlásából származó neutrínók mélyen földalatti detektorokkal történt észlelési adatainak elemzését Marx György javasolta Kunszt egyetemi doktori disszertációja témájául. A kalandos sorsú, preprint alakban maradt munka [8] úttörő eredményeinek teljesebb összefoglalására csak 1972-ben került sor, amelyet végül 1974-ben jelentett meg az *Acta Physica Hungarica* [9].

Az atmoszférikus neutrínók fluxusából számított neutrínó-nukleon hatáskeresztmetszet korábbi elemzéseivel szemben Kunszt beépítette a skálázási hipotézist a detektáláskor keletkező müonok fluxusát meghatározó képletbe. A kísérletekből kiolvasható a detektált müonoknak az anya-neutrínóhoz viszonyított energiahányada, amelynek definícióját alább adjuk meg, hozzáátve a skálázási hipotézisből adódó értékét korlátozó egyenlőtlenséget, amelyet a skála-függvények integráljai határoznak meg:

$$k = \left\langle \frac{E_\mu}{E_\nu} \right\rangle = \frac{1}{\sigma_p(E_\nu)} \int_0^{E_\nu} \frac{E_\mu}{E_\nu} \frac{d\sigma}{dE_\mu} dE_\mu,$$

$$0,5 < k = \frac{8 + K_1/K_3 \pm 3 K_2/K_3}{12 + 4 K_1/K_3 \pm 8 K_2/K_3} < 0,75,$$

$$K_{1,3} = \int_1^\infty \frac{d\omega}{\omega^3} F_{1,3}(\omega),$$

$$K_2 = \int_1^\infty \frac{d\omega}{2\omega^2} F_2(\omega).$$

A k mennyiség mérésekből becsült értékei mind a fenti korlátok közé estek!

Térjünk vissza a spinfüggő hatásokhoz. A kísérletre vonatkozó jóslatokat, beleértve a budapesti csoport munkáját is, Kuti Gyula a II. Polarizált Céltárgy Nemzetközi Konferencia felkért előadásában 1971. szeptember elején foglalta össze [10]. Érdemes megjegyezni, hogy az elemzés első lépcsőjében a Gell-Mann által javasolt, úgynevezett fénykúpalgebrai megközelítésben elemezte a spinfüggő hatások skálázási tulajdonságait. Ez a kvarkok létezésének kérdésében elkerüli az állásfoglalást. A kvarkmodell szimmetriatulajdonságaira korlátozódó szemléletnek megfelelően, kizárólag a kvarkokból képezett áramsűrűség-operátorok felcserélési relációinak a fénykúp közelében mutatott szinguláris viselkedését fogadta el és használta a spinfüggő szerkezeti függvények viselkedésének megszorítására. Az aszimmetriát meghatározó kombinációjukra úgynevezett összegszabályt (a skálaváltozó szerinti integrált) is származtatott a fénykúp-algebra segítségével, aminek számértékét azonban a kvarkeloszlások részletei nélkül nem lehetett meghatározni.

A következő elemzési fokozatban a Kuti-Weisskopf-partonmodellt is használta számításaiban. Azt találta, hogy a spinfüggő effektusok kizárólag a valenciakvarkok járulékába adódnak. Sikerült a spinfüggő hatás erősségét jellemző összegszabály-integrál számértékére is jóslatot tenni. A kvarkáramok algebrájának lényeges összefüggését a skálajóslattal és az összegszabállyal a következő képletsor foglalja össze:

$$[j_i(0, \mathbf{x}), j_k(0, 0)] = -2 i \epsilon_{ikl} j_{5,l}(0, 0) \delta^3(\mathbf{x}),$$

$$\langle P\alpha | j_3^\mu | P\alpha \rangle = -2 M Z \alpha^\mu,$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^1 dx \mathbf{v} [d(q^2, \mathbf{v}) + M\mathbf{v} g(q^2, \mathbf{v})] = Z,$$

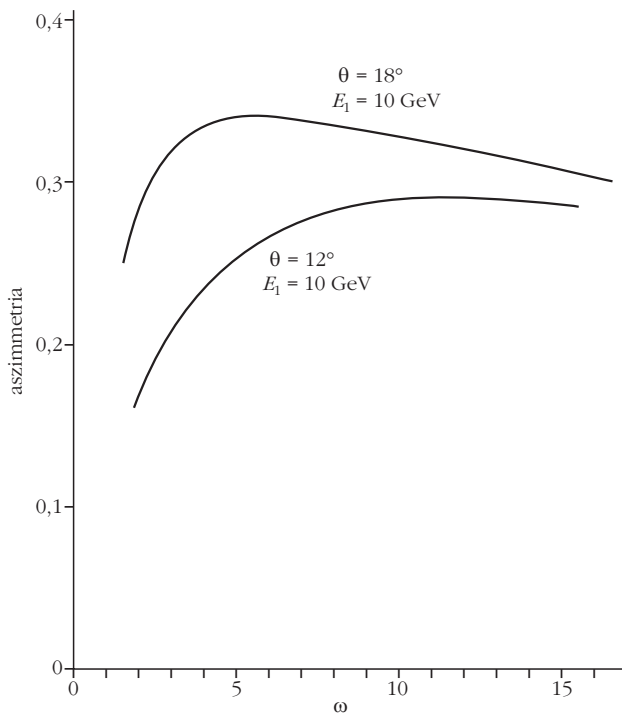
$$\mathbf{v} [d(q^2, \mathbf{v}) + M\mathbf{v} g(q^2, \mathbf{v})] \rightarrow \frac{10\pi}{9} G_{d, valence},$$

$$\mathbf{v}^2 g(q^2, \mathbf{v}) \rightarrow 0,$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_0^1 [\mathbf{v} d^{proton}(q^2, \mathbf{v})] = \frac{5}{9}.$$

A relativisztikus impulzuseloszlást szorzó tényezőként a nem-relativisztikus konsztituens modell (spin-unitér spin) algebrai szerkezetét vette át. Ezzel lehetőség nyílt adott energiájú elektronnyaláb és szórásszög esetén az aszimmetriára tett részletes előrejelzés kirajzolására (8. ábra).

A spinfüggő effektusok izgalmas alkalmazási lehetőségét kínálta a proton kiterjedt szerkezetéből származó polarizálhatósági korrekció a hidrogén alapállapotú hiperfinom felhasadásához. A mérések és a proton polarizálhatóságát nem tartalmazó kvantumelektrodinamikai számítások 2,4 ppm pontosságú egyezése nagyon megszorítja a járulék elfogadható nagysá-



8. ábra. A spinfüggő elektron-proton mélyen rugalmatlan szórás aszimmetriájára a Kuti-Weisskopf-partonmodellből számított jóslat a skálaváltozó függvényében.

gát. Az egyezést esetleg „elrontó” polarizációs járulékok jelentősége az lehetne, hogy megkövetelne nem-elektromágneses eredetű további korrekciókat (új fi-

zikat). Miután a polarizációs járulékok kifejezésében a spinfüggő szerkezeti függvények integráljai szerepelnek, ezek modelljét használva Gnädig és Kuti 1972-ben a spinfüggő szerkezeti függvényekre érvényes egyenlőtlenségek alapján szoros alsó és felső korlátot tudott levezetni [11], amely belül maradt a kísérleti hiba által megengedett tartományon.

Az 1972-es balatonfüredi konferenciára szóló meghívást Weisskopf a Kutival folytatott kiemelkedően eredményes együttműködése okán természetes módon fogadta el. A másik meghíváshoz alapot adó ismeretség éppen a Polarizált Cél tárgy konferenciához köthető: az előadását követő napon az előadóteremhez igyekvő Gyuszi mellé a liftbe beszállt egy orosz-lánsörényű úr, és azonnal hozzáfordult: „I am Dick Feynman”...

Irodalom

1. G. Zweig: *Memories of Murray and the Quark Model*. arXiv: 1007.0494 [physics.hist-ph]
2. A. Pickering: *Constructing Quarks (A Sociological History of Particle Physics)*. Univ. of Chicago Press, 1983.
3. L. Gálfi, J. Kuti, A. Patkós, *Phys. Lett.* 31B (1970) 465.
4. L. Gálfi, P. Gnädig, J. Kuti, F. Niedermayer, A. Patkós, *Acta Phys. Hung.* 31 (1972) 85.
5. P. Gnädig, F. Niedermayer, *Nucl. Phys B*55 (1973) 612.
6. J. Kuti, V. F. Weisskopf, *Phys. Rev. D*4 (1971) 3418.
7. L. Gálfi, R. Kögerler, *Phys. Letters* 36B (1971) 218.
8. Z. Kunszt, G. Vesztergombi, *JINR Report No. E2-5092*, 1970.
9. Z. Kunszt, *Acta Phys. Hung.* 35 (1974) 3.
10. Julius Kuti: *Deep inelastic scattering of polarized leptons from polarized nucleons*. MIT Center for Theor. Phys. Pub. No. 234.
11. P. Gnädig, J. Kuti, *Phys. Letters* 42B (1972) 241.

ELEKTROSZTATIKUS ELEKTRONSPEKTROMÉTEREK FEJLESZTÉSE AZ ATOMKI-BAN

Kövér Ákos
ATOMKI

Az ATOMKI-ban az 1960-as években a Berényi Dénes által vezetett Magspektroszkópiai Osztály egyik fontos kutatási területe az atommag és elektronjai közötti kölcsönhatás vizsgálata volt [1]. Az atommag gerjesztett állapotából általában egy γ -kvantum kibocsátásával juthat alacsonyabban gerjesztett állapotba vagy alapállapotba. Ezzel párhuzamosan egy másik folyamat is lejátszódhat, amikor a mag ezt az energiát közvetlenül egy atomi elektronnak adja át. Ezeket a kirepülő elektronokat belsőkonverziós elektronoknak nevezzük. Az elektronok energiája függ a magátmenet energiájától és az elektron kötési energiájától. A mért adatokból következtetni lehetett a magátmenet jellemzőire. Kutatásaink során sajátépítésű, nagyfeloldású permanens mágneses sávspektrográf segítségével vizsgáltuk az atom különböző – elsősorban magasabb (M, N, O) – elektronhéjáról származó elektronjait.

Varga Dezső hetvenedik születésnapjára rendezett szemináriumon elhangzott előadás írott változata.

A hetvenes évek elején az érdeklődés a kisenergiájú magátmenetek (< 20 keV) irányába fordult. Világszerte ebben az időben kezdődtek el a fotoelektron-spektroszkópiai kutatások, valamint a kis magfizikai gyorsítók (0,5–5 MeV) alkalmazása az atomi elektronhéj vizsgálatára. Ezek az új kutatási irányok új távlatokat nyitottak az atomfizikában. Berényi Dénes javaslatára a kisenergiájú konverziós elektronok vizsgálata mellett az osztály kutatási területe a fentebb említett két irányban folytatódott. A tervezett kutatások mindegyikében 50 eV – 20 keV közötti elektronok energiáját kellett mérni, amelyre már nem volt alkalmas a meglévő mágneses sávspektrográf. Új elveken működő mérőrendszere volt szükség, amelynek tervezésére és megépítésére Varga Dezső vezetésével egy kis csoport alakult. Varga Dezső a leningrádi egyetem magspektroszkópiai szakán végzett 1963-ban. Jelentős szerepe volt az osztály magspektroszkópiai kutatásaiban: a belső fékezési sugárzás és a kis intenzitású pozitronemisszió vizsgálatában ért el komoly eredményeket.