

A proton, mint az atommag egyik alapvető alkotórésze, és egyúttal mint összetett (3-kvark) rendszer különös figyelmet érdemel. Tulajdonságainak megismerése, minél pontosabb kísérleti meghatározása nemcsak a magfizika számára, hanem például a kvantumelektrodinamika kísérleti ellenőrzésében is fontos. Egyik alapvető jellemzője az elektromos töltésselátás térbeli kiterjedése, a „protonsugár”. Azt hihetnénk, hogy ez már teljesen tisztázott, lezárt terület. Azonban éppen a protonsugár vizsgálatának története nagyon jó példa arra, hogy a tudományos megismerés útja nem mindig egyenesvonalú; a történelmi körülmények és egyes kutatók pillanatnyi érdeklődése éppúgy befolyásolják, mint a technikai eszközök és az elméleti leírás fejlettsége. Sportnyelven szólva: a tudományban soha nincs „lefutott meccs”.

## Előzmények

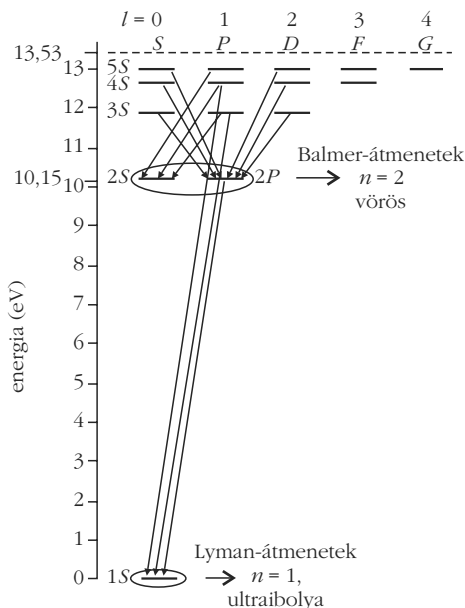
1928-ban *Dirac* közölte relativisztikus hullámegyenletét, amelynek két fontos következménye volt:

1. Az elektron saját mágneses dipólmomentuma  $\mu_e = \mu_B$  ( $\mu_B$  a Bohr-féle magneton). Ezzel sikerült értelmezni a már korábban (1925) észlelt kísérleti eredményt.

2. Ha a hidrogénatom elektronjára  $V(r) \sim 1/r$  alakú Coulomb-potenciál hat, akkor az energiát az  $n$  főkvantumszámon kívül csak a teljes  $j$  impulzusmomentum-kvantumszám határozza meg:  $E(n, j)$ , külön az  $l$  pálya- és  $s$  sajátimpulzus-momentum nem.

Ez utóbbi következmény változást jelentett a Bohr-féle energiaszint rendszerhez képest (1. és 2. ábra). Látható a 2. ábrán, hogy Dirac szerint a  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$

1. ábra. A hidrogénatom Bohr-féle teljes energiaszint-rendszere.



állapotok energiája egyenlő, míg a  $2P_{3/2}$  állapot körülbelül 40  $\mu\text{eV}$ -tal magasabban van: ez a *finomszerkezet* (FS); a későbbiek kedvéért ezt frekvenciában is érdemes megadni:  $\sim 11$  GHz, ez körülbelül 3 cm hullámhosszú mikrohullámnak felel meg.

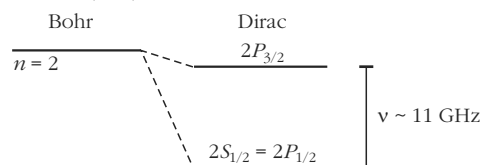
Az akkori optikai spektroszkópai eszközökkel az  $n = 2$ -es főkvantumszámú állapotokra történő Balmer-átmenetek voltak jól mérhetőek; ezek a látható tartomány vörös részébe esnek. A Dirac-elmélet ellenőrzésére a '30-as években végzett vizsgálatok igazolták a finomszerkezeti felbomlásra vonatkozó elméleti előrejelzést. Néhány esetben azonban úgy látszott, hogy van egy nagyon kis, éppen a kimutathatóság határán lévő eltérés. 1938-ban *Pasternack* [1] rámutatott, hogy ezek a kis anomáliák értelmezhetők, ha feltételezzük, hogy – a Dirac-elmélettől eltérően – a  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$  állapot nem esik pontosan egybe, hanem az előbbi kissé magasabban van. Az anomália *okával* azonban Pasternack nem foglalkozott.

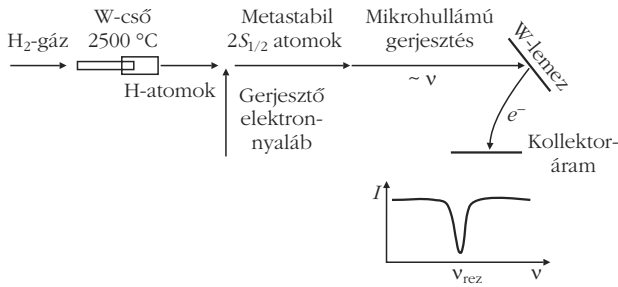
## A Lamb-féle kísérlet

Ugyanebben az évben *Willis Lamb, Jr.* befejezte doktori munkáját, amelyet *Oppenheimer* irányítása alatt végzett. Ez a munka szorosan kapcsolódott a *Yukawa* által 1935-ben javasolt „dynaton” – mai szóhasználat: virtuális  $\pi$ -mezon – felhőnek a nukleonok tulajdonságaira gyakorolt hatásához [2]. Lambben felvetődött a gondolat, hogy a proton körüli véges méretű töltésselő miatt a Dirac által feltételezett  $V(r) \sim 1/r$ -függés kis  $r$  értékeknél nem érvényes, és ez a manggal leginkább átfedő  $l = 0$  pálya-impulzusmomentumú  $2S_{1/2}$  elektron gyengébb kötöttségére, vagyis a  $2P_{1/2}$ -hez képesti feltolódására vezet. A kérdés további vizsgálatát azonban megakadályozta a II. világháború kitörése. A fizikusok közül sokan – így Lamb is – a repülőgépek radardetektlálásának kidolgozásában kaptak feladatot: azon belül a légkör vizsgálatának a mikrohullámok terjedésére való hatása (elnyelés, szórás) vizsgálatában. Lamb számára ez a gyakorlati tapasztalat később igen hasznosnak bizonyult.

A háború után az élet visszatért békés medrébe. 1946 nyarán Lamb egy nyári iskolára történő felkészülés során *Herzberg* klasszikussá vált molekula-spektroszkópai könyvét használta, és ott rátalált egy olyan fejezetre, amely a hidrogénatom  $n = 2$ -es szintjének sikertelen vizsgálatáról számolt be. Lamb úgy gondol-

2. ábra. A hidrogénatom Dirac-féle nívósémájának részlete, a hiperfinomszerkezet (HFS) mellőzésével.





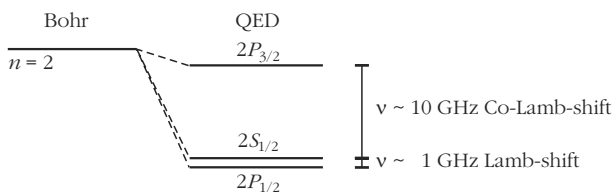
3. ábra. A Lamb-féle kísérleti elrendezés vázlata.

ta, hogy a korszerű radartechnikában szerzett ismeretei alapján meg tudja mérni a  $2S_{1/2}$  állapot eltolódását. Elgondolásának megvalósításához rábeszélte fiatal munkatársát, *Retherfordot* az együttműködésre, és egy év alatt kidolgozták az alkalmazandó eljárást, megépítették a kísérleti berendezést. Ennek vázlata a 3. ábrán látható, működési elve: a normál állapotú hidrogén gázt egy  $\sim 2500\text{ °C}$  hőmérsékletű wolframcsövön átvezetve, a hidrogénmolekulák atomokra bomlanak. Az alapállapotú atomokat oldalról alkalmas energiájú elektronnyaláb a  $2S_{1/2}$  szintre gerjeszti. Mivel a sugárzásos átmenet a  $2S$  és  $1S$  állapotok között tiltott, a  $2S_{1/2}$  hosszú élettartamú, *metastabil* állapot. Az ilyen atomok a rendszeren végigrepülve, egy wolframlemezbe ütköznek, itt átadják gerjesztési energiájukat a fémlemez egy elektronjának, amely a lemezből kiszabadulva a közeli kollektorlemezre jut; e kollektorlemezre futó elektronáram jól mérhető.

Ha a berendezés egy szakaszán a metastabil atomokat éppen olyan  $\nu_{rez}$  frekvenciájú mikrohullámú térnek teszik ki, amely  $2S \rightarrow 2P$  átmenetet hoz létre, akkor a  $2P$  állapotból már gyors sugárzásos átmenet történik az  $1S$  alapállapotba. Ennek következtében a wolframlemezre csak alapállapotú atomok érkeznek, ezek nem tudnak elektronokat kiváltani, tehát az ilyen  $\nu_{rez}$  frekvenciánál a kollektoráram leesik. (A gerjesztő elektronok szóródás révén szintén eljuthatnak a kollektorra, a háttérrel növelik, és így a mérést zavarják. Ennek kiküszöbölésére még mágneses teret is kellett alkalmazni, ami a tényleges méréseket bonyolultabbá tette; a részletek iránt érdeklődő olvasó a [3]-ban talál bővebb ismertetést.)

1947 május–júniusában megvolt az első kísérleti eredmény: a  $2S_{1/2}$  állapot nem 11 GHz, hanem csak 10 GHz távolságra van a  $2P_{3/2}$ -tól [4]. Ez után a  $2S_{1/2}$  és  $2P_{1/2}$  közötti eltolódást is megmérték; ez utóbbit nevezzük ma Lamb-féle eltolódásnak: Lamb-shift, míg az először mért  $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$  energiakülönbségre az irodalomban a *Co-Lamb-shift* elnevezés található [5]. E két mérés tehát igazolta Pasternack gyanúját, hogy a  $2S_{1/2}$

4. ábra. A Lamb-féle nívóeltolódás.



valóban  $\sim 1000\text{ MHz}$ -zel magasabban van, mint a  $2P_{1/2}$ , 4. ábra. Ez az eltolódás azonban nagyságrendekkel nagyobb volt, mint amire a kiterjedt mezonfelhő alapján számítani lehetett; egy későbbi becslés az utóbbira  $\sim 0,02\text{ MHz}$ -et ad meg; [6] p. 246. App. VI.

## A kvantumelektrodinamika (QED) kísérleti alapjai

Szerencsés történeti körülmény, hogy 1947. június 2. és 4. között a New York melletti Shelter Islanden tartott elméleti fizikai konferencián a háború utáni kor fontos elméleti fizikai problémáit vitatták meg. Ennek során az a nézet alakult ki, hogy a Lamb által mért  $2S$ -nívó eltolódásának oka az elektron és az elektromágneses sugárzás tér közötti kölcsönhatás. A konferenciáról hazatérőben *Bethe* még a vonaton végzett egy egyszerű, nem-relativisztikus közelítő számítást [7] a nívók Dirac-értéktől való eltolódására, amelynek eredménye:  $\Delta(2S_{1/2}) = 1040\text{ MHz}$ , és  $\Delta(2P_{1/2}) = -5\text{ MHz}$ , igen jó egyezésben a kísérleti értékkel.

A Shelter Island-i tanulságok alapján ismerte fel Lamb kísérletének nagy jelentőségét, és – az első eredmény gyors leközlése után [4] – egy javított, minden részletre rendkívül aprólékosan kiterjedő vizsgálsorozatot végzett: „hatodik sebességre kapcsolt”, hogy a QED-t megalapozó kísérleti eredmények tekintetében minden kétséget ki lehessen zárni. E kínosan részletes közleménysorozat mellett azonban az érdeklődő fizikus olvasó számára egy könnyebben olvasható tanulmány is készült [3].

Ugyanebben az évben *Rabi* és munkatársai a hidrogénatom *hiperfinom-szerkezeti* (HFS) felbomlását mérték [8]. Az eredmény a kísérleti hiba ötszörösével eltért a számítotttól! A H-atom egyszerű szerkezete miatt az elméleti számításban, amelyre még *Fermi* adott egyszerű képletet, nem lehetett hibát feltételezni; a H-atom magja, a proton mágneses momentumát akkora már nagyon pontosan megmérték. Rabiék az érthetetlen eredményt elküldték *Breit*nek, aki szerint a dilemma egyetlen következetes feloldása csak az lehet, hogy az elektron saját mágneses dipólmomentuma körülbelül egy ezrelékkel nagyobb a Dirac szerinti Bohr-magneton értékénél, vagyis:  $\mu_e = 1,001 \cdot \mu_B$  [9]. Ezt a megoldást még maga *Breit* is nehéz szívvel javasolta; cikkében szinte mentegetőzik saját következtetése miatt, bár nem tud ellene más érvet állítani, minthogy: „Aesthetic objections can be raised against such a view”. Vonakodását teljes mértékben megérthetjük, mennyivel *szébb* lenne egy kerek érték:

„Beauty is truth, truth is beauty, – that is all  
Ye know on earth, and all ye need to know”  
(*A Szép: igaz, s az Igaz: szép!* – *sose*  
*ábrítatok mást, nincs főbb bölcsesség!*)

John Keats: Óda egy görög vázához.

Fordította: Tóth Árpád

A dilemma feloldására *Kusch* és *Foley* a Na, Ga és In külső elektronjának mágneses dipólmomentumát mérte meg [10]. Kísérletük megerősítette a korábban

nyert értéket:  $\mu_e = 1,00119(5) \cdot \mu_B$ . Még ugyanebben az évben Schwinger [11] a kvantum-elektrodinamika alapján végzett elméleti számításával megmutatta, hogy az elektron és az elektromágneses tér kölcsönhatása az elektron mágneses dipólmomentumához  $\sim \alpha/2\pi \approx 0,001$  rendű járulékot ad.

Ezek a kísérleti eredmények olyan nagy lépést jelentettek a QED fejlődésében, hogy 1955-ben a fizikai Nobel-díjat – megosztva – Lambnak és Kuschnak ítélték oda. Az elméleti módszerek kifejlesztésében végzett munkájukért pedig 1965-ben Feynman, Schwinger és Tomonaga részesült e díjban.

## A Hofstadter-féle elektronszórás-mérések

Mindez kétségtelenül nagyon fontos eredmény – az elektromágneses tér kvantumelmélete számára. De az eredetileg feltett kérdésre, hogy tudniillik mekkora a proton, Lamb kísérlete végülis nem adott választ. Ez máshonnan jött: a Stanfordi Egyetemen Hofstadter és munkatársai 1953-ban nagy szabású kísérleti programot indítottak [12] atommagok töltéseloszlásának meghatározására rugalmas elektronszórás alkalmazásával (Nobel-díj, 1961). A módszer lényege (5. ábra): gyors ( $\sim 100$  MeV) elektronokat szórattak a vizsgált atommagokon.

A kísérletileg mért  $\sigma(\theta)$  differenciális szórás hatáskeresztmetszet, és az elméleti úton, pontszerű mag feltételezésével számított Mott-féle hatáskeresztmetszet aránya a mag véges töltéseloszlására jellemző mennyiséget, az úgynevezett *alak tényezőt* (formafaktort) határozza meg:

$$\frac{\sigma(\theta)}{\sigma_M(\theta)} = \left| \int \rho(r) e^{iqr} d^3r \right|^2 = |F(q)|^2,$$

ahol  $q$  a szóródás során átadott  $\Delta p$  impulzussal arányos mennyiség:  $q \equiv \Delta p/\hbar$ . Gömbszimmetrikus  $\rho(r)$  töltéseloszlásra az alak tényező az

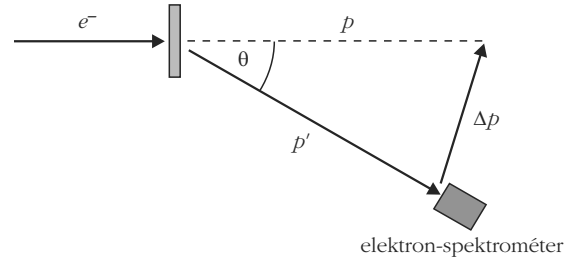
$$F(q) = \int \rho(r) \frac{\sin qr}{qr} dv$$

egyszerűbb alakba írható, amely kis  $q$  értékek esetén a

$$F(q) = 1 - \frac{\langle r^2 \rangle}{3!} q^2 + \frac{\langle r^4 \rangle}{5!} q^4 - \dots \quad (1)$$

hatványsorral közelíthető.

A Mott-hatáskeresztmetszet feltételezi, hogy a szóró mag spinje és mágneses momentuma zérus. Közepes és nehéz atommagok, valamint a páros neutron- és páros protonszámmal rendelkező magok esetében ez a feltételezés jogos. Könnyű magoknál, és különösen a nukleonoknál azonban figyelembe kell venni a mágneses dipólmomentum hatását is. Ennek következtében nem egy, hanem két alak tényező függvény, egy  $G_E(Q)$  elektromos és egy  $G_M(Q)$  mágneses alak tényező függvény származtatható a mért szórási ha-



5. ábra. A Hofstadter-féle elektronszórás-mérés elve.

táskeresztmetszetekből; ezek a  $Q$  négyesimpulzus függvényei. A proton elektromos töltéseloszlását tartalmazó  $G_E(Q)$  függvényt az (1) alakba írva, a közepes négyzetes sugár:

$$\langle r^2 \rangle_p \approx -6 \left[ \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \right]_{Q^2=0}.$$

Tehát a  $Q = 0$  ponthoz tartozó iránytangenset kell meghatározni. A 6. ábra alapján látható, hogy a gyakorlati meghatározás milyen buktatókkal, hibaforrásokkal járhat: ha sok adatot, tehát széles  $Q$ -tartományt kívánunk figyelembe venni, akkor fel kell tételezni valamilyen konkrét  $G_E(Q^2)$  függvényalakot – modellt, amelyet a kísérleti pontokhoz illesztve az iránytangens meghatározható. Ilyen modell lehet például az gyakran használatos *dipólfüggvény*:

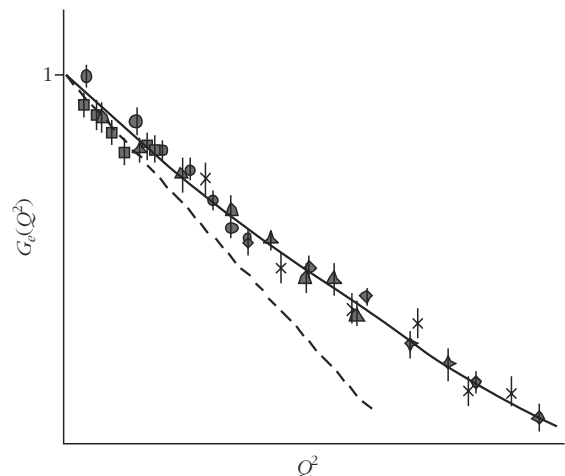
$$\frac{1}{(1 + c Q^2)^2}.$$

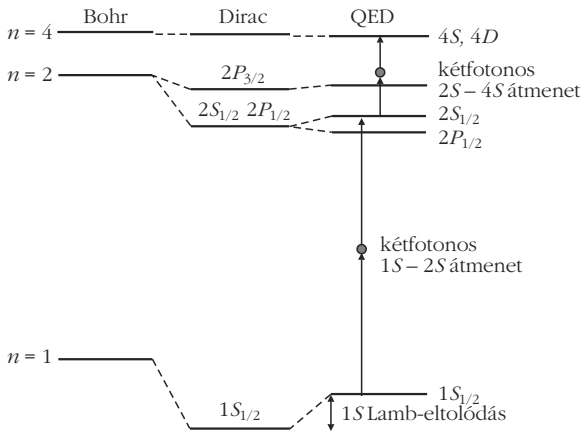
A modellválasztással járó szisztematikus hiba elkerülhető, ha csak a nagyon kis  $Q$ -jú adatokra szorítkoznak; ekkor viszont a mért  $\sigma(\theta)$  hatáskeresztmetszet, tehát  $G_E(Q)$  kis hibája is jelentékeny eltérést okozhat az iránytangensben.

A kezdeti, nagyrészt stanfordi mérések együttes kiértékeléséből 1963-ban a  $Q^2 = 0,28 - 45 \text{ fm}^{-2}$  tartomány adatai alapján Hand és munkatársai az

$$r_p \equiv \langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,805(11) \text{ fm}$$

6. ábra. A proton  $G_E(Q)$  alak tényezőjének  $Q^2$ -függése.





7. ábra. Az  $n = 1 \rightarrow 2$  és  $2 \rightarrow 4$  kétfotonos gerjesztésekben részt vevő hidrogénívólok.

értéket kapták [13]. Később több európai laboratóriumban is megindultak az elektronszórás vizsgálatok. A mainzi egyetemen 1980-ban *Simon* [14] javított technikával, és lényegesen kisebb  $Q^2 = 0,13 - 1,4 \text{ fm}^{-2}$  impulzusátadásoknál végzett mérésekből  $r_p = 0,862(12) \text{ fm}$  töltéssugárra következtetett, ami nem fér össze a Hand-féle analízis eredményével. 2003-ban *Sick* a  $Q^2 = 0 - 16 \text{ fm}^{-2}$  tartományba eső méréseket újra-analizálta [15]. Ennek során figyelembe vette a korábban elhanyagolt Coulomb-torzítást, valamint az (1) hatványsor helyett a jobb közelítést biztosító folytonos tört formában írta fel az alaktegyezőt:

$$G_E(Q^2) = \frac{1}{1 + \frac{b_1 Q^2}{1 + \frac{b_2 Q^2}{1 + \dots}}}$$

A kísérleti adatokhoz történő illesztésből  $b_1$  és  $b_2$  értékét meghatározva, a

$$b_1 = \frac{\langle r^2 \rangle}{3!} \quad \text{és} \quad b_1^2 + b_1 b_2 = \frac{\langle r^4 \rangle}{5!}$$

összefüggések alapján  $r_p = 0,895(18) \text{ fm}$  értéket kaptott. A helyzet nem megnyugtató; új, az elektronszórástól független módszerre lenne szükség.

## A proton sugar szerepe a QED-ben

Az új módszer a QED felől jött. A Lamb-féle kísérlet fontos kezdeti lépés volt a QED igazolásában, a későbbi, egyre pontosabb elméleti számítások ellenőrzésére azonban nem volt alkalmas, mert a nagy bomlási valószínűségű  $2P$  állapotok természetes szélessége ( $\sim 100 \text{ MHz}$ ) elvi korlátot szabott az eltolódás pontosabb meghatározásának. Az 1990-es években, a kvantumoptika fejlődésével reális lehetőség mutatkozott arra, hogy megmérjék az  $1S$  állapot  $L_1$  Lamb-eltolódását. Ez azért fontos, mert az eltolódás a főkvantumszámtól  $L_n \sim 1/n^3$  szerint függ, tehát  $n = 1$  esetében csaknem egy nagyságrenddel nagyobbak várható, mint a Lamb által mért  $L_2$ . A mérést Garchingban *Hänsch*, „a pontosság megszállottja” csoportja végezte (Nobel-díj, 2005). A módszer alapelvét megérthetjük, ha felidézzük az  $n$  főkvantumszámú hidrogénatom-állapot energiakifejezését:

$$E_n = \frac{k}{n^2} + L_n + \text{rel. korr.},$$

ahol az első a jól ismert Coulomb-tag, ez adja a legnagyobb járulékot;  $L_n$  a Lamb-eltolódás, a kis relativisztikus korrekciók pedig számíthatók, ezeket a továbbiakban elhagyjuk, mert a módszer szemléltetésében nincs szerepük. Képezzük a következő különbségeket:

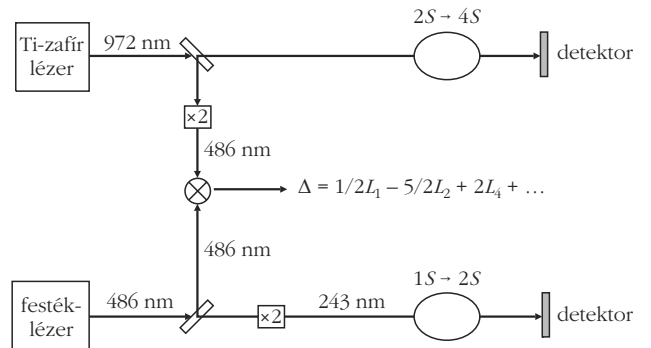
$$E_4 - E_2 = \frac{k}{16} + L_4 - \frac{k}{4} - L_2 + \dots,$$

$$E_2 - E_1 = \frac{k}{4} + L_2 - k - L_1 + \dots$$

Létrehozva az  $n = 1 \rightarrow 2$  és  $2 \rightarrow 4$  átmeneteket, és ezek megfelelő lineárokombinációját képezve, a nagy Coulomb-tagok kiesnek:

$$\Delta = 2(E_4 - E_2) - \frac{E_2 - E_1}{2} = \frac{L_1}{2} - 5 \frac{L_2}{2} + 2L_4,$$

$L_4$  olyan kicsi, hogy egy közelítő elméleti becslés is elegendő,  $L_2$  (ami a meghatározandó  $L_1$ -nél körülbelül egy nagyságrenddel kisebb) a – mára kissé javított – Lamb-típusú mérésből vehető. Így végeredményben  $\Delta$  méréséből az  $L_1$  meghatározható. A 7. és 8. ábra alapján a kísérlet gondolatmenete a következő [16]. A jelenlegi intenzív lézerterekkel megvalósítható az  $1S \rightarrow 2S$  és a  $2S \rightarrow 4S(4D)$  kétfotonos átmenet. A berendezés alsó ágában a nominálisan  $486 \text{ nm}$  hullámhosszú lézernyaláb egy félig áteresztő tükrön áthaladó része frekvenciakétszerezés után ( $243 \text{ nm}$ ) olyan berendezésbe jut, amely akkor ad jelet a detektorra, ha az  $1S \rightarrow 2S$  átmenet létrejött. A metastabil  $2S$  állapot élettartama hosszú, így szélessége nagyon kicsi, tehát a rezonanciafrekvencia meghatározása nagyon pontos lehet. A felső ágban a  $972 \text{ nm}$ -es nyaláb félig áteresztő tükrön áthaladva olyan rendszerbe jut,



8. ábra. Az  $n = 1 \rightarrow 2$  és  $2 \rightarrow 4$  kétfotonos gerjesztések vizsgálatának kísérleti elrendezése.

1. táblázat	
Az elméleti, QED-számítással kapott 1S Lamb-eltolódás összetevői hidrogénre [16]	
energiajárulék	MHz
sajátenergia	8396,456(1)
vákuumpolarizáció	-215,168(1)
magasabb rendű QED	0,724(24)
sugárzásos meglökési korrekció	-12,778(6)
nem-sugárzásos meglökési korrekció	2,402(1)
magmért	1,167(32)
elméleti energiajárulékok összesen	8172,802(40)
kísérleti érték	8172,874(60)

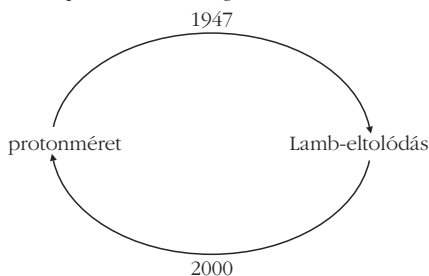
amely a  $2S \rightarrow 4S$  átmenetet jelzi. Mindkét ágban behangolva az átmeneteket létrehozó frekvenciákat, a félig áteresztő tükrökről visszavert nyalábok – a felső frekvencia kétszerezése után – egy összehasonlító berendezésbe érkeznek, amelynek kimenetén a  $\Delta$ -nak megfelelő lebegési frekvencia jelenik meg.

Az így meghatározott kísérleti  $L_1$  eltolódással összehasonlítható elméleti érték legfontosabb összetevőit, és azok bizonytalanságait az 1. táblázat mutatja: az első hat szám az elméleti számítással kapott egyes energiajárulékok értéke (és azok bizonytalansága). Ezek összege alkotja a hetedik sorban feltüntetett teljes elméleti 1S eltolódásértéket (és annak bizonytalanságát). Az utolsó sorban a mért kísérleti eltolódás (és annak bizonytalansága) van feltüntetve.

Látható, hogy az adott hibahatárokon belül a kísérlet és elmélet eredménye megegyezik. A további ellenőrzéshez mind az elmélet, mind a kísérlet pontosságát javítani kellene. Az elméleti érték pontosabb meghatározását a magasabbrendű QED-járulékok becslésének és a proton méretének bizonytalansága korlátozza, lásd a dőlt számokkal jelzett hibaértékeket. (A kísérleti pontosság javítására is vannak elképzelések, de erre most nem térünk ki).

Az elméleti értékhez a legnagyobb hibajárulékot a proton méretének bizonytalansága okozza; a kövérítés erre hívja fel a figyelmet. Felvetődött a gondolat: ha feltételezzük, hogy a QED igaz, és hogy a számítások jók, akkor a protonsugár értékét szabad paraméternek tekintve, megkereshető az az  $r_p$  érték, amely mellett  $L_{1,elm} = L_{1,kis}$ . Ezt az eljárást végrehajtva, az  $r_p = 0,883(14)$  fm eredményt kapták [17]. Kiemelendő az a

9. ábra. A protonméret vizsgálatának történeti vázlata.



körülmény, hogy ez az eljárás a *kötött* elektronállapotok energiájának mérésén alapul, az elektron-szórástól független! Ez utóbbinak – esetleg eddig fel nem fedett – szisztematikus kísérleti vagy kiértékelési hibái ezt az eredményt nem befolyásolhatják.

Egy utólagos „tartalomjegyzék” szemlélteti eddigi utunkat, 9. ábra: Lamb a Dirac-proton körüli mezonfelhő kiterjedését kereste, és az elektromágneses sugárzási tér hatását találta az  $n = 2$  hidrogén nívóra:  $L_2$ . Hänsch viszont az  $L_1$ -et kereste, és abból – mintegy melléktermékként – kapta  $r_p$ -re az elektronszórástól független értéket.

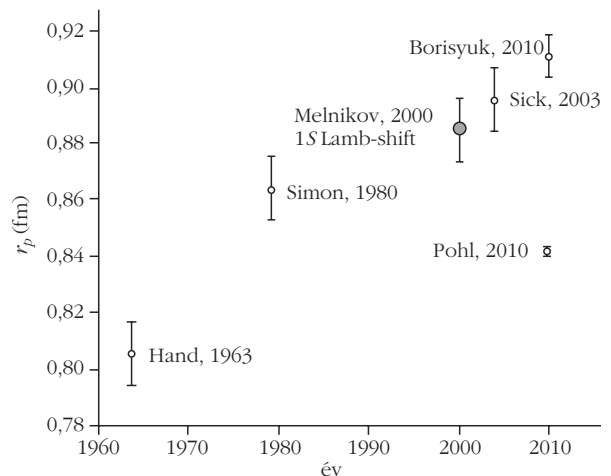
## Mit hoz a jövő?

A 2010. évben további fejleményeknek lehettünk tanúi: *Borisyuk* az elektronszórási mérések analizálásánál alkalmazott új, a Sick-félettől eltérő és – a szerző szerint – pontosabb eljárást, melynek eredménye:  $r_p = 0,912(9)$  fm, a korábban kapott értékeknél még valamivel nagyobb [18].

És ekkor jött a derült égből villámcsapás! Pohl és munkatársai [19] müonikus H-atomok Lamb-eltolódását mérték, a fentieknél jelentősen kisebb és pontosabb értéket  $r_p = 0,84184(67)$  fm kaptak, 10. ábra. Ez a teljesen váratlan fejlemény, a nagy eltérés megdöbbenítő, hiszen az elektronos eredmények nem egyetlen módszeren és nem egyetlen laboratórium munkáján alapulnak. Ha valóban nincs valami fatális, közös kísérleti vagy kiértékelési, esetleg QED számítási hiba, akkor fel kellene tételnie, hogy a müon mégsem egyszerűen egy „kövér elektron”. Ez különösen újdonság lenne, és nagyon messzemenő következményekkel járna: a részecskefizikai Standard Modell érvényessége is kérdésessé válna [20].

Nem csoda, hogy e meghökkentő eredmény azonnal nagy érdeklődést keltett. *De Rúyula* [21] szerint a nagy eltérést az okozza, hogy a kiértékeléshez alkalmazott modell (dipól alaktényező függvény) által feltételezett exponenciális töltéssűrűség-eloszlás a valóságban nem teljesül; helyesebb lenne egy központi

10. ábra. Az rms  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  protonsugárra kapott értékek.



törzs (core) és egy ezt körülvevő mezonfelbőltéssel-  
oszlásával számolni [22]. Jelen cikk írásának idején  
(2011. január) a kérdés teljesen nyitott, érdemes figye-  
lemmel kísérni a további fejleményeket. A téma iránt  
érelklődő olvasó figyelmébe ajánlhatjuk a legutóbbi  
időben megjelent [23–26] közleményeket.

#### Irodalom

1. Pasternack, S., *Phys. Rev.* 54 (1938) 1113.
2. Lamb, W. E., Jr., Schiff, L. I., *Phys. Rev.* 53 (1938) 651.
3. Lamb, W. E., Jr., *Rep. Prog. Phys.* 14 (1951) 19.
4. Lamb, W. E., Jr., Retherford, R. C., *Phys. Rev.* 72 (1947) 241.
5. Brentano von, P., et al., *Physica Scripta T46* (1993) 162.
6. Lamb, W. E., Jr., *Phys. Rev.* 85 (1952) 259.
7. Bethe, H. A., *Phys. Rev.* 72 (1947) 339.
8. Nafe, J. E., Nelson, E. B., Rabi, I. I., *Phys. Rev.* 71 (1947) 914.
9. Breit, G., *Phys. Rev.* 72 (1947) 984.

10. Kusch, P., Foley, H. M., *Phys. Rev.* 74 (1948) 250.
11. Schwinger, J., *Phys. Rev.* 73 (1948) 416.
12. Hofstadter, R. et al., *Phys. Rev.* 91 (1953) 422.
13. Hand, L. N., et al., *Rev. Mod. Phys.* 35 (1963) 335.
14. Simon, G. G., et al., *Nucl. Phys.* A333 (1980) 381.
15. Sick, I., *Physics Letters B576* (2003) 62.
16. Weitz, M., et al., *Phys. Rev.* A52 (1995) 2664.
17. Melnikov, K., Ritbergen, T. van, *Phys. Rev. Letters* 84 (2000) 1673.
18. Borisyuk, D., *Nucl. Phys.* A843 (2010) 59.
19. Pohl, R., et al., *Nature* 466/7303 (2010) 213.
20. Flowers, J., *Nature* 466 (2010) 195.
21. De Rújula, *Physics Letters B693* (2010) 555.
22. Islam, M., Luddy, R., *Cern Courier* 49/10 (2009) 35.
23. Distler, M. O. et al., *Physics Letters B696* (2011) 343.
24. Jentschura, U. D., *Annals of Physics* 326 (2011) 500.
25. Jentschura, U. D., *Annals of Physics* 326 (2011) 516.
26. Miller, G. A. et al., arXiv:1101.4073v1 [physics.atom-ph] 21 Jan 2011.

## A MIKROVILÁG ELSŐ FELFEDEZŐI – I.

Radnai Gyula  
ELTE Anyagfizikai Tanszék

A történeti kutatás előnye, hogy folyamatában, fejlődésében vizsgálhatjuk meg a kiválasztott témát. Hátránya, hogy gyakran elveszünk a részletekben, nem látjuk a fától az erdőt. Akadálya pedig – és erről talán kevesebb szó esik – a tisztánlátáshoz szükséges dokumentumok hiánya. Ennek két leggyakoribb oka a dokumentumok titkosítása, illetve megsemmisülése. Az alábbiakban mindegyikre találunk példát.

### A fénymikroszkóp első feltalálói

Üveglencsét egyszerű nagyításra már régóta használtak, de csak a 16. században jelent meg kétagú lencserendszer erre a célra, mégpedig Németalföldön. Ugyanakkor, amikor a távolbalátás elősegítésére is megjelentek az első távcsövek. A világot körülhajózó hollandusok számára a távcső, a sextáns és a kronométer a nyílt óceánon való tájékozódáshoz nélkülözhetlenné vált. Kézenfekvő volt, hogy az apró tárgyak, részletek felnagyítására is kipróbáljanak ilyen szerkezeteket.

A mikroszkóp első feltalálói között találjuk a két szemüvegkészítő Jansent, apát és fiát, akik 1595-ben készítették el az első ilyen nagyító csövet. Maga a mikroszkóp elnevezés Johann Fabertől, VIII. Orbán pápa orvosától származik, legalábbis az ő egyik levele a legelső írásos dokumentum, amelyben ez a szó megjelenik, mégpedig 1625-ben. A fiú, Zacharias Jansen (1580–1638) fokozatosan javította a nagyító csövet: mindkét lencsét külön cső végébe illesztette, és ezek a csövek egy harmadik, a kísérletező kezében tartott csőben voltak tologathatók (1. ábra). Még dia-

fragmákat is alkalmazott, hogy csökkentse a lencsék szférikus aberrációja és színi hibája miatt fellépő leképezési hibákat.

Ugyanilyen módon készített távcsöveket is, amelyekben szemlencseként szórólencsét alkalmazott, hogy egyenes állású kép keletkezzék. Ez a „hollandi” távcső jutott el Galileihez, aki – mint tudjuk – az ég felé fordította és felfedezte vele a Hold hegyeit és a Jupiter holdjait. Newton viszont az objektív színi hibájának kiküszöbölésére a tárgylencse helyett tükröt alkalmazott – nem véletlen, hogy róla nevezték el a tükrös távcsövet.

Zacharias Jansen nem mindennapi ember lehetett. Életéről sok dokumentum maradt fenn, egészen a második világháborúig. Szülővárosa, Middelburg már a 16–17. században is fontos kereskedelmi központ volt Zeeland tartományban (Új Zeeland innen kapta nevét), Hollandia délnyugati részén. Itt volt a Holland

1. ábra. Zacharias Jansen (1580–1638) lovas és feltaláló, mellette 3 tubusból álló mikroszkópja.



A tanulmány az Európai Unió támogatásával és az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával készült, a támogatási szerződés száma TÁMOP 4.2.1./B-09/1/KMR-2010-0003.