

„Forró Magda és Barnóthy Jenő szerény Puskin-utcai megfigyelései után a kozmikus sugárzás kutatását a hazatért Jánossy Lajos profi kísérleti vállalkozás rangjára emelte: a kiterjedt légizáporok felszíni és föld alatti tanulmányozására sorozatban gyártott detektorokkal, statisztikailag mintaszerű mérésfeldolgozással gyakorlatban mutatott példát a Nagy Tudomány módszerére. Jánossy Lajos történelmi érdeme, hogy a magyar fizikusokat megtanította a korszerű mérésfeldolgozásra. Ez nagyon jól jött évek múlva, amikor a számítógépes mérésvezérlés és adatfeldolgozás elterjedt.”

Irodalom

1. Mészáros P.: A kozmikus sugárzás 100 év után. *Természet Világa*, 2012. január, 6.
2. Király P.: Kettős centenáriumi: a kozmikus sugárzás és Jánossy Lajos. *Természet Világa*, 2012. január, 10.

3. Kövesi-Domokos Zs.: Kozmikus sugárzás extrém energiákon I–II. *Fizikai Szemle* 62 (2012) 234–239, 298–300.
4. Király P.: Two Centenaries: the discovery of cosmic rays and the birth of Lajos Jánossy. 23rd ECRS (Európai Kozmikus Sugárzási Szimpózium), Moszkva, 2012. <http://www.kfki.hu/~pkiraly/KiralyP2012Moszkva.pdf>
5. 100 years of cosmic rays – Anniversary of their discovery by V.F. Hess. Centenárium konferencia Bad Saarow/Pieskowban, 2012. <https://indico.desy.de/conferenceOtherViews.py?view=standard&confid=4213>
6. Jánossy L.: Zum Gedenken an den vor 50 Jahren erbrachten Nachweis der Existenz der kosmischen Strahlung durch V.F. Hess und W. Kolhörster. *Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin, Vorträge und Schriften*, Heft 93 (1964)
7. Ziegler C. A.: Technology and the Process of Scientific Discovery: the Case of Cosmic Rays. *Technology and Culture* 30/4 (1989) 959.
8. Jánossy L.: *Cosmic Rays*. Clarendon Press, London, 1948 és 1950.
9. Király P.: A manchesteri kozmikus sugárzási iskola és a ritka részecskék felfedezése. *Fizikai Szemle* 52 (2002) 186. <http://www.kfki.hu/fszemle/archivum/fsz0206/kiraly0206.html>

## A JÁNOSY-FÉLE FOTONKÍSÉRLETEK JELENTŐSÉGE

Varró Sándor  
MTA, Wigner FK, SZFI

A múlt század ötvenes éveiben elvégzett *Jánossy-féle fotonkísérletek* [1, 2] a fény kettős természetére vonatkozó alapkísérleteknek tekinthetők, abban az értelemben, hogy a fényből történő diszkrét energiaabszorpciók (fotonszámlálás) és a fény hullámszerű terjedéséből eredő interferenciajelenségek első együttes vizsgálatát testesítik meg. Az ehhez szükséges legfőbb kísérleti feltételt az akkoriban elterjedő fotoelektron-sokszorozó alkalmazása jelentette, ezt az eszközt korábban ilyen célra nem használták. Ezekről a kísérletekről már több közlemény jelent meg a *Fizikai Szemle* hasábjain, amelyek közül kiemeljük *Varga Péter* 2009-ben publikált cikksorozatát [3]. E sorozatban – a kísérletek részletes elemzésén túl – a szerző (aki annak idején a kísérletek elvégzésében résztvevő munkatárs volt) visszaemlékezései mellett sok magyar nyelvű referencia is megtalálható, amelyek többségének idézésétől itt eltekintünk.

A Jánossy-kísérletek alapgondolatának kialakulása és eredeti motívumai jól nyomonkövethetők *Jánossy Lajos* és *Erwin Schrödinger* 1952-ben kezdődött és 1958-ig tartó levelezésében [4], amelynek egyik fő témája a fény természete, kvantumtulajdonságainak értelmezése volt. Éppen ebben az időszakban jelentek meg a kísérletek első eredményei is, ezért természetesen adódik, hogy e levelezésből idézzünk:

„Kedves Schrödinger Professzor!

... Mindenesetre arra törekedtem, hogy tisztán lássam, mire jutunk, ha megkíséreljük a kvantumelméletet az általánosan elterjedt nézetektől megszabadítani, és az ismert kísérletekből nyert anyagot mégegyszer összefoglalni. Emellett arra törekedtem, hogy lehetőleg a ténylegesen elvégzett kísérletekre támaszkodjam, nem

pedig gondolat-kísérletekre, amelyeket nem lehet elvégezni. Mindig abból indultam ki, hogy az elektronok, fotonok stb. ténylegesen léteznek, és pedig függetlenül attól, hogy mit gondolunk róluk. Röviden, megpróbáltam *Mach* nézeteit következetesen elkerülni. ... Néhány kísérletet ebben az irányban meg is kezdtem. Először megpróbáltam kísérletileg igazolni, hogy a fotonok még a koherens sugarakban is függetlenek egymástól. Pontosabban, egy fénysugarat egy félig ezüstözött tükör segítségével két összetevőre bontok, és mindkét sugármenetbe fotonszámlálót helyezek. Ezzel azt kívánom kimutatni, hogy a fotonszámlálók között nem lép fel koincidencia; ez azt jelenti, hogy minden egyes foton egyik vagy másik úton halad.

Aligha kétséges, hogy e kísérlet eredménye azt a felfogást fogja igazolni, hogy minden egyes foton egyik vagy másik utat választja. Ez az eredmény azonban meglehetősen különös, ha meggondoljuk, hogy a fotonszámlálók tükörrel helyettesíthetők, és ekkor egy Michelson-interferométert kapunk: az interferométer interferenciaképe ugyanis fotonszámlálók segítségével is letapogatható. Ilyen letapogatásnál annak kell kiderülnie, hogy *minden* foton kerüli az interferenciaminimumokat, holott a minimumok helyzetét *mindkét* tükör helyzete együttesen határozza meg. Az interferenciakísérlet (ellentétben a koincidenciakísérlettel) tehát – úgy tűnik – azt bizonyítja, hogy minden foton *mindkét* tükörrel kölcsönhatásban áll, azaz mintha mindkét foton valamiképpen mindkét úton haladna.

Ezeket a kísérleteket (a biztonság kedvéért) mind el kell végezni, hogy a tényállást tisztázhassuk. Mint-hogy azonban valószínűtlennek látszik, hogy ezek a kísérletek váratlan eredményre vezetnének, el kell

gondolkozni azon, hogy a paradoxon hogyan oldható fel értelmesen. Az a »posztulátum«, hogy a hullám-elképzelést és a részecske-elképzelést »nem szabad« egyszerre alkalmazni, számomra egyáltalán nem elégtő.”<sup>1</sup>

„Kedves Jánossy Úr!

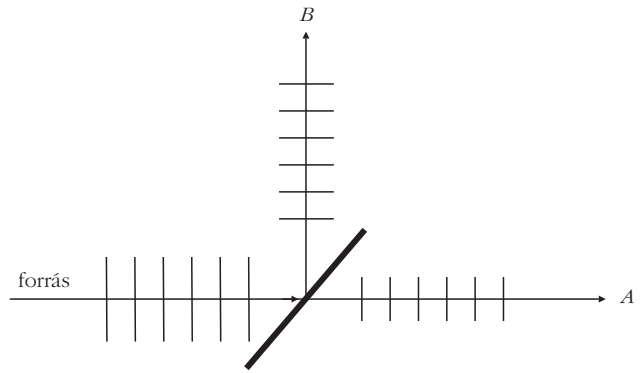
... Igen, teljesen az Ön véleményén vagyok, hogy vannak olyan kísérleti elrendezések, ahol a híres komplementaritási magyarázkodással nem jutunk előbbre, hanem részben a részecske-elképzelést, részben a hullám-elképzelést kell alkalmazni, ami nem nagyon szép. Nagyon örülök, hogy előkészíti a foton-kísérletet, annak ellenére, hogy annak kimenetelében éppen olyan kevésbé kételkedem, mint Ön. ... Szép volna, ha egy ilyen hasítási kísérlet (»Spaltungsversuch«) elektronokkal is elvégezhető lenne. Ehhez azonban elektronok számára is kellene egy interferométert szerkeszteni, ami a rövid hullámhosszak miatt aligha lehetséges makroszkopikus méretekben. És nem csak a rövid hullámhosszak miatt; nagyon pontosan meghatározott energiájú elektronokat kellene használni, különben a »longitudinális koherencia« már egészen kis útkülönbségnél is elmosódik. ...”<sup>2</sup>

Az 1. ábrán a Jánossy levelében elsőként említett kísérleti elrendezés sémája látható. Ha az  $A$  és a  $B$  detektorokkal egy mérőszorozat során, adott időintervallumban mért beütésszámokat  $N_A$ -val és  $N_B$ -vel jelöljük, akkor ezek véletlen egész számok. A sorozatok eredményeinek alapján számítható  $\langle N_A \rangle$  és  $\langle N_B \rangle$  átlagok egyenes arányban lesznek a megfelelő  $P_A$  és  $P_B$  egyes fotondetektálási valószínűségekkel. Hasonlóan, a mért együttes beütések (koincidenciák) számának átlaga,  $\langle N_{AB} \rangle$  az adott időintervallumokra vonatkozó incidenciák  $P_{AB}$  valószínűségével lesz arányos.

Egy  $T$  idő alatt  $f$  számlálási frekvenciával végzett folyamatos mérés során legyen  $C_A = P_A f T$  és  $C_B = P_B f T$  a detektorok által mért teljes beütésszám, valamint  $C_{AB} = P_{AB} f T$  az együttes beütések száma. Ezek teljes számát a véletlen incidenciák ( $C_A C_B$ ) várható számával elosztva kapjuk az ilyen típusú kísérletek eredményének egyik fő jellemzőjét, a  $K$  normált incidencia számot:

$$K = \frac{C_{AB} f T}{C_A C_B} = \frac{P_{AB}}{P_A P_B}. \quad (1)$$

Amennyiben a mérés során  $K = 1$  adódik, akkor ez azt jelenti, hogy a detektálási események között nincs szisztematikus incidencia, vagyis  $N_A$  és  $N_B$  függetlenek. Ezt a konklúziót a híres Ádám–Jánossy–Vargakísérlet [1] szerzői így fogalmazták meg szemléletesen: a féligáteresztő tükörrre eső fotonok nem hasadnak fel, hanem véletlenszerűen vagy az egyik vagy a másik irányban haladnak. Bár a foton »öninterferenciájára« vonatkozó kísérlet [2] szorosan kapcsolódik e témához, az alábbiakban, terjedelmi okok miatt, csak az 1. ábrán vázolt kísérlet jelentőségével foglalkozunk.



1. ábra. A Jánossy által vázolt első kísérleti elrendezés [1] sémája: „... egy fénysugarat egy félig ezüstözött tükör segítségével két összetevőre bontok, és mindkét sugármenetbe fotonszámológót helyezek. Ezzel azt kívánom kimutatni, hogy a fotonszámológók között nem lép fel incidencia...”.

Jánossy szóhasználata alapján úgy gondolhatnánk, hogy az elektromágneses sugárzás energiájának kvantáltóságát egyben azonosította annak lényegében pontszerű lokalizáltságával. Ez azonban igen megalapozatlan következtetés lenne; elég csak arra emlékeztetnünk, hogy Jánossy a fizikai (hullám-) optika kutatásának kiemelkedő képviselője volt. Schrödinger érvelésében is kulcsfontosságú elem, az elektronokkal elvégzendő »Spaltversuch«-hal kapcsolatban, a »longitudinális koherencia« fogalma. A fent idézett levelekben mindkét partner inkább a hullámok kvantumosságának felhasíthatatlanságára gondolhatott, hasonlóan Louis de Broglie-hoz, aki emellett azt is hangsúlyozta, képtelenség hogy egy pontszerű objektumnak rezgésszáma legyen. Ezzel egybecseng Max Plancknak Einstein »fénykvantumaival« és a »tűsugárképpel« kapcsolatos véleménye is, amely szerint »a hullámfront nem foltos« (»nicht fleckig«). A »hullám-részecske kettősség« rejtélye már az 1920-as évek második felében – elsősorban P. A. M. Dirac és P. Jordan munkái nyomán – a sugárzás kvantumelméletében keretében megoldást nyert. Ennek ellenére a pontszerű foton képe végigvonult a kvantumfizika történetén, s számos látszólagos paradoxon képzetét keltette.

A jelen elemzést a fentebb vázolt paradoxonok egyik gyökerének ismertetésével folytatjuk, s megkíséreljük érzékeltetni, hogy szerintünk milyen »általános elterjedt nézetektől« kívánta megszabadítani Jánossy Lajos a kvantumelméletet. Ezzel – reményeink szerint – egyben meg is találjuk a Jánossy-féle fotonkísérletek jelentőségének igazi tartalmát.

## A fénykvantum fogalma és a fotoeffektus értelmezése

A fénykvantum fogalmát Albert Einstein vezette be 1905-ben *A fény keltésére és átalakulására vonatkozó heurisztikus nézőpontról* című első híres cikkében. A cikkben Einstein bebizonyította, hogy »Kis sűrűségű (a Wien-féle sugárzási képlet érvényességi tartományán belül) monokromatikus sugárzás hőelméleti

<sup>1</sup> Jánossy L. levele E. Schrödingerhez, 1953. január 22.

<sup>2</sup> E. Schrödinger válaszelevele Jánossy Lajoshoz, 1953. február 4.

szempontból úgy viselkedik, mintha  $h\nu$  nagyságú, egymástól független energiakvantumokból állna.” A „kis sűrűségű” jelző a  $kT_B \ll h\nu$  feltétel teljesülését jelenti (ahol  $k$  a Boltzmann-állandó és  $T_B$  a sugárzás abszolút hőmérséklete), a „monokromatikus” szó igen kis  $\Delta\nu$  spektrális szélességet jelent, vagyis  $\Delta\nu \ll \nu$ . Einsteint elsősorban *Lénárd Fülöp* (Philipp Lenard) fényelektromos jelenségre vonatkozó, addig megmagyarázatlan kísérleti eredményei motiválták, s ezekre elegáns értelmezést adott; a fémfelületre eső fénykvantum  $h\nu$  energiája (amennyiben elegendő) egyrészt az adott elektron fémből való kilépéséhez szükséges energiát szolgáltatja (kilépési munka:  $A$ ), és a fennmaradó rész pedig a kiszabaduló elektron  $E_k$  kinetikus energiájává konvertálódik, vagyis  $h\nu = A + E_k$ . Ezen alapvető egyenlet felállítása mellett azonban Einstein már a cikk bevezetőjében egy sokkal „forradalmibb” kijelentést is tesz, nevezetesen: „Az itt kifejtésre kerülő felfogás szerint az egy pontból kiinduló fénysugarak szétterjedésénél az energia nem folytonosan, egyre nagyobb és nagyobb térrészre oszlik el, hanem *véges számú térbeli pontban lokalizált energiakvantumból áll*, amelyek úgy mozognak, hogy nem bomlanak részekre, s csak mint egységes egészek nyelődhetnek el vagy keletkezhetnek.” Ez a kijelentés azonban nincsen semmilyen levezetéssel alátámasztva, és a fotoeffektus megmagyarázásához sem szükséges a pontszerűség feltételezése.

Az ötven évvel később publikált fotonkorrelációs kísérletek fogadtatásával és értelmezésével kapcsolatban fontos körülmény, hogy (különösen amerikai kutatók körében) széleskörűen elfogadott volt az a téves elképzelés, hogy a fotoeffektus leírásához az elektromágneses sugárzás kvantálása szükséges. Ráadásul a kvantáltsághoz a részecskeképet asszociálták. Ezért jelenthetett nagy „szenzációt” 1968-ban *Lamb* és *Scully* „provokatív” címmel megjelenő publikációja: *Fotoelektromos effektus fotonok nélkül*. Itt a szemiklasszikus leírást alkalmazták, amely szerint az Einstein-egyenlet ( $h\nu = A + E_k$ ) nem más mint az elektronhullám átmenti sűrűségében egy időben periodikus elektromos tér által okozott kvantummechanikai rezonancia következménye. Az, hogy a fotoeffektusban a Planck-állandó „nem a fénytér tulajdonságaként jelenik meg”, már a húszas évek második felében ismert volt. Ezzel kapcsolatban itt megelégedhettünk például *Sommerfeld*, *Bethe* vagy *Wentzel* igen részletes munkáinak említésével. Ezeket az eredeti munkákat azonban, mint látjuk, igen kevesen ismerhették később. 1995-ben *Lamb* az *Anti-photon* [7] című cikkében már-már rezignáltan jegyzi meg, hogy „Visszatekintve, világos, hogy Einstein kissé felforgatta a dolgokat. El kellett volna fogadnia a Maxwell-egyenleteket, mivel ezek Lorentz-invariánsak.” Cikkét a következőképpen zárja: „Legfőbb ideje, hogy felhagyjunk a foton szó és egy rossz koncepció használatával, amely rövidesen egy évszázados. A sugárzás nem részecskekből áll, és a Sugárzás Kvantumelméletének klasszikus, vagyis nem-kvantumos határesetete a elektromágneses terek Maxwell-egyenleteivel írható

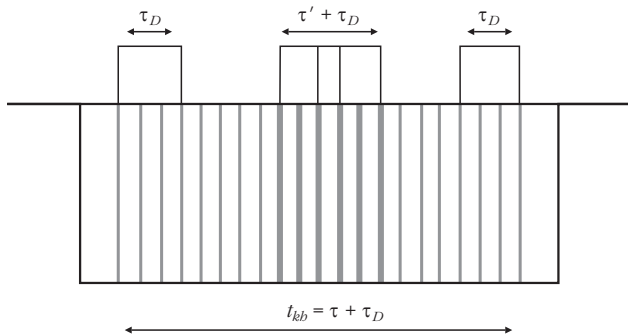
le, amelyek nem tartalmaznak részecskeket. A részecske fogalmát használva a sugárzási térről beszélni olyasmiról, mintha olyan felszínes kifejezéseket használnánk, hogy »You know« vagy »I mean«, amelyeket nagyon gyakran hallunk bizonyos kultúrákban.” *Lamb* észrevételei részben összecsengenek azzal, amit pár évvel halála előtt maga Einstein írt legjobb barátjának: „Teljes ötven év töprengése sem vitt egy kicsit sem közelebb a kérdés megválaszolásához: mik a fénykvantumok? Manapság minden lump azt hiszi hogy tudja a választ, de becsapja magát.” (Einstein levele *Bessónak*, 1951. december 12.) *Lamb* véleménye ma is helytálló lenne; a fénykvantumokat sokan még ma is klasszikus részecskeként képzelik el.

Az energia kvantumosságának és a térbeli lokalizáltság *képének* összekapcsolása számos fontos kísérlet elvégzését motiválta a múlt század elején [5], ugyanakkor időközben súlyos teherré vált, elsősorban a nyálékkísérletekben mért kvantumkorrelációk helyes értelmezése felé vezető úton. A *Jánossy-kísérletek* egyik fő jelentőségét pont ezek a körülmények szolgáltatják.

## A foton felhasználhatóságának kérdése és a fotoncsomósodás

A foton felhasználhatóságának kérdésével, vagyis azzal, hogy a  $h\nu$  fotonenergia több aktív töltésen, például oszcillátoron is eloszolhat-e, először *Gans* és *Miguez* (1917) foglalkoztak kísérletileg, nagyon kis fényintenzitásoknál üveglencsék fénytörési képességét vizsgálva. Szerintük azt várhatnánk, hogy egyetlen foton nem tudja a lencse teljes térfogatát gerjeszteni, és azon egyszerűen áthalad minden változás nélkül. Ezzel ellentétben azt tapasztalták, hogy a törési jelenség teljesen normális, még olyan kis intenzitásoknál is, amikor az egy oszcillátorra (az üveg aktív sugárzóira) jutó átlagos energia a fénykvantum energiájának  $10^{-30}$ -ad része volt.

A bevezető fejezet elején elsőként említett *Ádám-Jánossy-Varga-kísérlet* [1] eredménye szerint a detektorok relatív koincidenenciája nem haladhatta meg a 0,6%-ot; „a féligáteresztő tükörrre eső fotonok nem hasadnak fel, hanem véletlenszerűen vagy az egyik vagy a másik irányban haladnak”. Ezt a konklúziót 0,01% pontossággal *Brannen* és *Ferguson* koherens fényvel 1956-ban végzett méréseinek eredményei is megerősítették. Publikációjuknak külön jelentőséget ad az a körülmény, hogy a szerzőket pont *Hanbury Brown* és *Twiss* [6] frissen megjelent eredményei megbízhatóságának ellenőrzése vezette, utóbbiak ugyanis pozitív korrelációt („fotoncsomósodást”) észleltek hasonló elrendezésben, két fotoelektromos detektor kimenő áramainak fluktuációi között. *Brannen* és *Ferguson* cikküket a következő (már a nyomdában utólagosan beillesztett) megjegyzéssel zárták: „A szerzőknek úgy tűnik, s hasonlóan Prof. *Jánossynak* is (személyes közlés), hogy amennyiben ilyen korreláció létezne, akkor ez a kvantummechanika néhány alapvető kon-



2. ábra. A detektorok közötti  $\tau$  késleltetés változtatásával a  $l_{bb} = \tau + \tau_D$  teljes kölcsönhatási időt változtatjuk, ahol  $\tau_D$  a detektálási idő (a detektor effektív feloldási ideje). A  $\tau + \tau_D$  kisebb késleltetés esetén a releváns longitudinális módusokat a vastag szürke vonalakkal szimbolizálják. Ha e módusok  $M_l$  száma egynél jóval nagyobb, akkor közelítőleg  $M_l \approx t/\tau_c$ , ahol  $\tau_c$  a sugárzás koherenciaideje.

cepciójának lényeges felülvizsgálatát követelné. Ez volt a természetes indok, hogy ezeket a kísérleteket elvégeztük.” Hanbury Brown és Twiss a következő évben részletesen kitért a fenti kritikai megjegyzések elemzésére: „A fotonok közötti korreláció létezését néhány szerző kétségbe vonta (Brannen & Ferguson 1956), akik azt állították, szerintünk helytelenül, hogy az a kvantummechanika törvényeinek ellentmond. A hiba, úgy tűnik, abból ered, hogy szó szerint hagyatkoztak a fény korpuszkuális képére. Amint azt *Bohr* hangsúlyozta komplementaritási elvében, egy adott kísérlet megmutathatja a fény akár hullám akár részecske aspektusát, de e kettőt együtt nem; vagyis az interpretáció jelentősen egyszerűsödik és valójában sokkal korrektebb lesz, ha az ember szigorúbban szorítkozik a megfelelő nyelv alkalmazására, és fotonokról beszél ha az energia klasszikus részecskéként viselkedik, különben pedig csak hullámokról. A jelen közleményben, amint azt megmutatjuk, lényegében egy interferencia-jelenséggel foglalkozunk, amely a klasszikus hullámkép alapján úgy értelmezhető, mint az intenzitásfluktuációk közötti korreláció, amely a különböző frekvenciájú hullámok összelebegésének következménye; a foton koncepcióját csak azon a ponton kell bevezetni, amikor a fotoemisszió során az energia a fénynyalábból abszorbeálódik.”

Világosan látszik, hogy Hanbury Brown és Twiss – a Bohr-féle komplementaritási elv következetes képviselőiként – félreértelmezték Brannen és Ferguson, valamint Jánossy Lajos kételyeit. Ez utóbbiak későbbi munkáiból is egyértelműen kiderül, hogy a „foton felhasználhatatlanságán” egyáltalán nem annak klasszikus pontszerűségét értették, hanem az elektromágneses sugárzás adott módusa kvantumos gerjesztettségeinek oszthatatlanságát. Ezt kiválóan igazolja *Farkas Győző*, *Jánossy Lajos*, *Náray Zsolt* és *Varga Péter* 1964-ben megjelent közleménye, amelyben a koherens fénynyalábok intenzitáskorrelációira kapott kísérleteik kiértékeléséhez Jánossy 1957-ben és 1959-ben levezetett elméleti formuláját használták sikerrel. A formula szerint az (1) egyenletben definiált  $K$  normált incidencia kifejezhető az *amplitúdóban másodrendű* koherenciafüggvénnyel, amely például a Michelson-

interferométerrel kimutatható csíkrendszer láthatóságának mérőszáma, tehát *a sugárzás hullámtulajdonosságával immanens kapcsolatban van*.  $K$  általános kifejezése a következő alakra hozható:

$$K = 1 + \frac{1}{M},$$

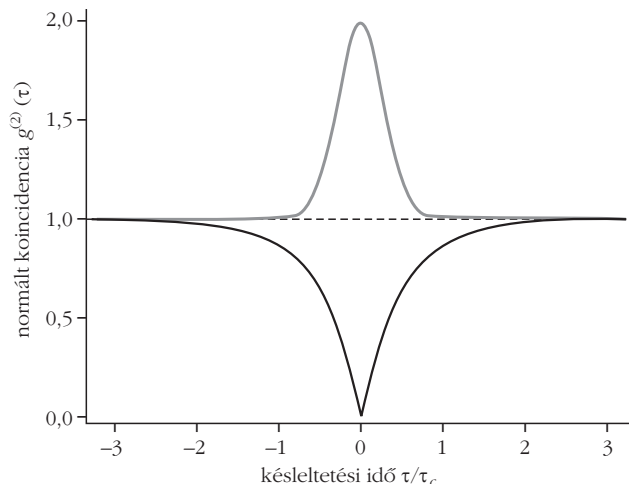
$$M = M_l M_{tr}, \quad (2)$$

$$M \approx \frac{t}{\tau_c} \frac{S}{A_c} = \frac{V}{V_c} \quad (t > \tau_c, S > A_c),$$

ahol  $\tau_c$  a koherencia idő,  $A_c$  és  $V_c$  a koherenciafelület, illetve térfogat, valamint  $t$  és  $S$  a teljes kölcsönhatási idő, illetve detektálási felületet jelölik. Megjegyezzük, hogy a (2) formula egy más módszeren alapuló, egyszerű levezetést nemrég megjelent munkánkban [7] közöltük. A *releváns módusok M száma* általános esetben a (berendezés által megszabott) peremfeltételeket leíró függvények és a vizsgált sugárzást jellemző koherenciafüggvények bonyolult funkcionálja.

Az úgynevezett spektrális keresztisztaság esetén (amikor a longitudinális és transzverzális szabadsági fokok „szétcsatolódnak”)  $M$  a (2) egyenlet második összefüggésében megadott szorzatalakra hozható. Amennyiben a kölcsönhatási idő lényegesen nagyobb a koherenciaidőnél, akkor a longitudinális módusok száma jól közelíthető az  $M_l \approx t/\tau_c$  egyszerű kifejezéssel. Hasonló becslés használható az  $M_{tr} \approx S/A_c$  mennyiségre is. Ha az  $M_{tr} = 1$  feltétel egy kísérlet során biztosítható, akkor  $K$  jó közelítéssel a  $g^{(2)}(\tau)$ -val jelölt normált intenzitáskorrelációs függvénnyel azonos. A 2. ábrán példaként a releváns longitudinális módusok számának változását szemléltetjük egy késleltetett incidencia-kísérlet során. Ha a  $\tau_D$  feloldási idő na-

3. ábra. A  $g^{(2)}(\tau) = K$  normált incidenciaszám menetét szemléltetjük abban az esetben, amikor a detektorok feloldóképessége lehetővé teszi, hogy ezt 100%-os kontraszttal mérjük. A szaggatott vonal a detektálási események függetlenségének felel meg. Szürkével *fotoncsomósodást* ( $g^{(2)}(0) = 2$ ) jellemző függést ábrázoltunk Gauss-típusú spektrális eloszlás esetében. A fekete vonallal egy Lorentz-típusú egyfotonos fényforrás intenzitáskorrelációjának menetét ábrázoltuk. Ideális esetben itt  $g^{(2)}(0) = 0$ , ez a *fotonritkulás* jelensége, amelyet ez esetben a  $g^{(2)}(\tau) \approx K = 1 - 1/M$  függvény jellemez, ahol  $M$  a releváns módusok száma, ugyanúgy, mint a (2) képletben [7].



gyobb mint a koherenciaidő, akkor a módusszám nem érheti el a minimális 1 értékét. Igen rossz feloldás esetén  $M$  sokkal nagyobb mint 1, és ekkor, a (2) egyenlet szerint  $K \approx 1$  konstans, tehát nem tudjuk az esetleges szisztematikus koincidenziákat kimutatni. A 3. ábrán a „fotoncsomósodást” és a „fotonrikulást” leíró  $g^{(2)}(\tau)$  függvények tipikus menetét ábrázoltuk maximális kontraszt esetében. Ez utóbbi jelenséget először Kimble és munkatársai tanulmányozták kísérletileg, még 1977-ben.

A 3. ábrán a szaggatott vonal ( $g^{(2)}(\tau) = 1$ ) a detektálási események függetlenségének felel meg. Ez tipikusan abban az esetben tapasztalható, ha sugárforrásból érkező elemi gerjesztések száma Poisson-eloszlást követ (például lézerefény). Termikus fény esetében nulla késleltetésnél  $g^{(2)}(\tau)$  eléri a maximális 2 értéket ( $g^{(2)}(0) = 2$ ), erre szokás azt mondani, hogy a fotonok – bozonkarakterüknek megfelelően – „csomósodásra hajlamosak”. Fontos megjegyezni, hogy ez a jelenség (amelyet felfedezőikről Hanbury Brown – Twiss-effektusnak [6] neveztek el) elvileg akkor is fellép, ha a termikus sugárzás módusainak betöltöttsége

$$\langle n \rangle = \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_B}\right) - 1}$$

(az általában  $\delta$ -val jelölt úgynevezett degenerációs paramétere) sokkal kisebb mint 1. Ekkor azonban a kísérleti kimutatáshoz igen hosszú ( $T$ ) idejű folyamatos mérésekre van szükség, ugyanis a „jel-zaj viszony”  $\delta(fT)^{1/2}$ -nel arányos.

Az Ádám–Jánossy–Varga-kísérletben [1] és csakúgy Brannen és Ferguson kísérleteiben sem volt elegendő berendezéseik feloldóképessége ahhoz, hogy a szisztematikus koincidenziákat *fotonszámlálással közvetlenül* kimutassák, ez csak később sikerült. Hanbury Brown és Twiss [6] is hasonló elrendezést használtak, azonban ők a detektorok fotokatódjáiból kilépő emissziós *áramok fluktuációjának korrelációját* vizsgálták, és így annak idején nagyobb jel-zaj viszonyt érthettek el. Ez tette lehetővé a fotoncsomósodás kimérését. 1960 után, már az első lézerek fényének degenerációs paramétere ( $\delta \sim 10^8$ ) is a szokásos fényforrásokéinál ( $\delta < 10^{-3}$ ) sok-sok nagyságrenddel nagyobb volt, s így a fotonszámlálós koincidenziamérések jel-zaj viszonyát is lényegesen növelni lehetett. Ugyanakkor a (spektrálisan koherens) lézerefénybeli fotonszámeloszlás Poisson-statisztikát követ, amelynek a 3. ábrán vízszintes szaggatott vonallal ábrázolt  $g^{(2)}(\tau) = 1$  konstans érték felel meg. Arra először Glauber hívta fel a figyelmet, hogy a lézersugárzás spektrális keskenysége és nagy intenzitása a mérésekben sajnos nem segít. Furcsa ellentmondásnak tűnik, hogy pont az általa konstruált *koherens állapotoknak* van Poisson-féle fotonszámeloszlása, amely egyben a korrelálatlan, pontszerű részecskenyalábok jellemzője is. A hatvanas évek első felében további bonyodalmat okozott, hogy a spektrális keskenységgel jellemzett „hagyományos koherenciát” és az egy adott frekven-

ciájú komponens kvantummechanikai koherenciájának fogalmát sokan összekeverték. Kellően intenzív „pseudeo-fekete sugárzást” a lézerefény „randomizálásával” lehet előállítani, például úgy, hogy a fényt egy forgó tejüveg- vagy pauszpapírtárcsán keresztül irányítjuk a koincidenzia berendezésbe, amint azt *Arecchi* és munkatársai 1966-ban tették. A hullámfront véletlenszerű torzulásai által kapott kaotikus fényvel a  $g^{(2)}(0) = 2$  érték rutinszerűen mérhetővé vált. Figyelemre méltó, hogy valódi nem koherens fekete sugárzóval és fotonszámlálós technikával csak 2009-ben sikerült először ezt az értéket kimérni, kétfotonos fotodetektorok segítségével. „Meglepő, de a fotonok csomósodásaként értelmezett 2-es értéket  $g^{(2)}(0)$ -ra, valódi fekete sugárzó forrásokkal sohasem észlelték kísérletileg” írták a szerzők a *Nature Physics*-ben megjelent cikkük bevezetőjében. A kísérletben használt 3000 K ekvivalens hőmérsékletű lámpa fényének koherenciaideje  $\tau_c \sim h/kT_B \sim 10^{-15}$  s, femtoszekundum nagyságrendű volt. A (2) egyenlet szerint ilyen időbeli felbontású detektorokra van szükség ahhoz, hogy a 100%-os kontraszt elérhető legyen, és ehhez képest a szokásos egyfotonos detektorok nanoszekundumos felbontása hat nagyságrenddel rosszabb, ami persze korábban nem volt elegendő.

## Összefoglalás, következtetések

A Jánossy-féle fotonkísérletek elsőként igazolták, hogy – a komplementaritás elvével ellentétben – a fény „mindkét arcát (részecske-hullám tulajdonságát)” egyetlen kísérlet keretében is megmutathatja, teljes összhangban a sugárzás kvantumelméletével. A *diszkrét* detektálási események koincidenziájára Jánossy által származtatott formula a *folytonos* hullámok koherenciafüggvényeit tartalmazza. Nyilvánvaló, hogy a fotonkorrelációs kísérlet eredményét, vagyis a szisztematikus koincidenziák hiányát, mind Jánossy, mind Schrödinger a *hullámok kvantumosságának gerjesztettségének felbasíthatatlanságaként* értelmezték, és nem lokalizált fotonok klasszikus részecskeszerűsége alapján várták ezt. Lamb idézett észrevételei is igazolják, hogy a fénykvantumokat sokan még a 90-es években is klasszikus részecskeként képzelték el, és ez még inkább jellemző volt az Ádám–Jánossy–Varga-kísérletek elvégzése és a Hanbury Brown és Twiss által kimutatott fotoncsomósodás felfedezése idején. Utóbbiak, a komplementaritási elv következetes híveiként, a hullám- és részecskekép egyidejű használatát elvetették, és a fotoncsomósodást klasszikus hulláminterferenciával magyarázták. Ez teljesen összhangban van az- zal, hogy a detektorok fotokatódjáiból kilépő emissziós *áramok fluktuációjának korrelációját* mérték (amely szoros kapcsolatban van az *Einstein-féle fluktuációs formula hullámtípusú tagjával*), tehát *nem diszkrét* eseményeket tanulmányoztak.

A 90-es évek elejétől a „Hanbury Brown és Twiss típusú korrelációs méréseket” igen széleskörűen alkalmazzák, mondhatnánk, reneszánszukat élik [7]. A

fotoncsomósodást 2004-ben a röntgentartományban is egyértelműen kimutatták, undulátorsugárzást használva. A Schrödinger által a bevezetésben idézett elektronkorrelációs kísérleteket mind kondenzált rendszerekben (1999), mind nyalábokkal elvégezték (2002). A „fermionritkulást” 2006-ban neutronnyalábokkal, és 2007-ben atomcsapdából szabadon eső  $^3\text{He}$  atomok térbeli korrelációjában is kimutatták. Bár a Jánossy-kísérletekre csak elvétve találhatunk friss hivatkozásokat, a napjainkban oly fontossá vált, úgynevezett egyfotonos források „egyfotonosságának” ellenőrzéséhez lényegében az először Jánossy és munkatársai által 1955-ben alkalmazott kísérleti elrendezést használják.

## Irodalom

1. Ádám A., Jánossy L., Varga P., *Annalen der Physik* 16 (1955) 408–413; Ádám A., Jánossy L., Varga P., *Magyar Fizikai Folyóirat* 2 (1954) 499.
2. Jánossy L., Náray Zs., *Acta Phys. Hung.* 7 (1957) 403–425.
3. Varga P., *Fizikai Szemle* 59/9 (2009) 293; II. *ibid.* 59/10 (2009) 339; III. *ibid.* 59/11 (2009) 371.
4. Király P., Nárayné Ziegler M. (kiadók), *In Memoriam, Lajos Jánossy – 75; Erwin Schrödinger – 100*. MTA KFKI, Budapest, 1987.
5. Varró S., *Természet Világa* 137 (2006) I. különszám: A fizika százada. 38–43; Varró S., In *A kvantumelektronika legújabb eredményei*. Szerkesztők: Heiner Zs. és Osvay K., SZTE, Szeged, 2006. 9–35.
6. Hanbury Brown R., Twiss R. Q., *Nature* 177 (1956) 27–29.
7. Varró S., *Fortschritte der Physik* 56 (2008) 91–102, [http://arxiv.org: arXiv: 0707.1305v1 \[quant-ph\]](http://arxiv.org: arXiv: 0707.1305v1 [quant-ph]); Varró S., *Fortschr. Phys.* 59 (2011) 296–324, [http://arxiv.org: arXiv: 1004.2975v2 \[quant-ph\]](http://arxiv.org: arXiv: 1004.2975v2 [quant-ph])

# ATOMI BELSŐHÉJ-FOLYAMATOK VIZSGÁLATA KOINCIDENCIA ELEKTRONSPEKTROMETRIÁVAL – II. RÉSZ

Paripás Béla, Palásthy Béla  
Miskolci Egyetem, Fizikai Tanszék

A *Fizikai Szemle* 2012. novemberi számában megjelent első részben az elméleti bevezetés és a mérőrendszer bemutatása olvasható.

## Néhány kísérleti eredmény

### PCI-mérések

A PCI rövidítés az ütközés utáni kölcsönhatás angol nevéből (post-collision interaction) képzett mozaikszó, a vizsgált Auger-folyamat (1) különböző lépései során keletkezett töltött részecskék Coulomb-kölcsönhatását jelenti. Ebben a folyamatban a PCI energiacserét jelent az első lépésben keletkezett ionizációs ( $e_{ij}^-$ ) és szórt elektronok ( $e_{sc}^-$ ), valamint a második lépésben keletkezett Auger-elektronok ( $e_{Auger}^-$ ) között (1. ábra). Ez az energiacsere az Auger-csúcsok alakjának torzulására és maximumainak eltolódására vezet. Ez kísérletileg jól mérhető, és a PCI-t leíró félklasszikus modell keretében az úgynevezett aszimmetria-paraméter bevezetésével kvantitatív módon is vizsgálható [2].

A PCI különösen erős a kis energiás ionizációs elektronokra, ezeket „utoléri” a később keletkezett Auger-elektron. Ez akkor következik be, ha az atomnak átadott energia alig haladja meg az ionizációs energiát (5. ábra). A modell szerint ilyenkor az aszimmetria-paraméter lényegében csak az ionizációs elektron sebességének nagyságától függ. Azaz végeredményben a PCI-t a megmért elektronenergiák szinte teljesen meghatározzák, a jórészt megmértlenül maradt sebességi irá-

nyok alig befolyásolják. Az a) „ablakban” végzett mérés során tehát a PCI lényegében irányfüggetlen, mértéke kiszámítható, a kísérlettel jól összevethető. Ez az összevetés azért is izgalmas, mert a nagyon lassú elektronok félklasszikus leírása – a nagy hullámhosszuk miatt – már ugyancsak kérdőjeles.

Az argon  $L_{2,3}$ – $M_{2,3}$  Auger-elektron spektrumát 500 eV nominális lövedékelektron-energiánál vettük fel [3]. Ennél a primer energiánál az  $L_3$  és  $L_2$  belső héjak ionizációs potenciálja fölötti többletenergia 251,4 eV, illetve 249,2 eV érték. Ez a többletenergia a szórt lövedék és az ionizációs elektron között oszlik szét. Az Auger-elektronok spektrumát a 248 eV energiájú szórt elektronokkal koincidenciában vettük fel, tehát az  $L_3$  és  $L_2$  belső héjak ionizációja során kibocsátott elektronoknak névlegesen csak 3,4 eV, illetve 1,2 eV kinetikus energia marad. Ezek jelentősen különböző értékek, a koincidencia-spektrumban a PCI a két alhéjra tehát jelentősen eltér. A 6. ábrán az összegzett teljes (nem koincidencia) és a koincidenciában mért elektronspektrumok láthatók, amelyeknél a körülbelül 20%-os véletlen koincidenciát már levontuk. A spektrum körülbelül  $10^9$  nagyságrendű beütést tartalmaz, amelyet 15–25 nap alatt vettünk fel.

Az illesztés során a kvadratikusság háttér levonása után a PCI torzított csúcsalakat konvoláltuk a kísérleti spektrométer átviteli függvényvel. Először mindig a teljes energiaspektrumot illesztettük. A modellspektrumban a 10 diagram Auger-vonal intenzitásai és energiái illesztendő paraméterek voltak, kivéve a tripleteket, ahol az intenzitásarányokat és az energiakülönbségeket az irodalomból [4] vettük. A teljes spektrum 10 csúcsának közös aszimmetria-paramétere is egy illesztendő paraméter. A teljes spektrumok igen

A kutatás a TÁMOP-4.2.1.B-10/2/KONV-2010-0001 jelű projekt részeként, az Európai Unió támogatásával, az Európai Szociális Alap társfinanszírozásával valósul meg.