

Esszé a fotonokról és a fénynyalábokról¹

Valóban fotonokból áll a fénysugár? Bármennyire anakronisztikusnak tűnjen is napjainkban ez a kérdés, a világon több laboratóriumban folytatnak vagy készítenek elő olyan kísérleteket, amelyek éppen erre a kérdésre keresik a végleges, megcáfolhatatlan választ. Ha ugyanis közelebbről meggondoljuk a dolgot, hamarosan rájövünk, hogy a fotoeffektus, amelyre általában hivatkozni szoktunk, amikor a fényt fotonokból összetettnek képzeljük el, nem teljesen meggyőző bizonyíték.

Ha egy atomot monokromatikus fény hatásának vetünk alá, akkor a tapasztalat szerint az atomhéjból felszabadított elektron energiája annál nagyobb, minél nagyobb a fény frekvenciája, és egyáltalán nem függ a fénynyaláb intenzitásától. Ez utóbbtól csak a kilépő elektronok száma függ — a két mennyiség között egyenes arányosság áll fenn. A fotoeffektusnak ezek az alaptényei könnyen megérthetők, ha — Einsteint követve — abból indulunk ki, hogy egy monokromatikus fénynyaláb $h\nu$ energiájú fotonokból áll, és a nyaláb intenzitása annál nagyobb, minél több foton tartalmaz a nyaláb egységnyi hosszúságú szakasza. Ezután már csak annyit kell feltételeznünk, hogy a fotonok egymástól függetlenül lépnek kölcsönhatásba az atomokkal. Ekkor a kilépő elektronok számát a fotonok száma (vagyis a nyaláb intenzitása), energiájukat pedig az energiamegmaradás tétele miatt a fotonok energiája (vagyis a ν frekvencia) fogja meghatározni a tapasztalati tényekkel összhangban.

Ha azonban felnyitjuk Blohincev közismert kvantummechanika tankönyvét meglepődve tapasztaljuk, hogy a fotoeffektus tulajdonságainak részletes analízisét tartalmazó 93. fejezetben a foton szó elő sem fordul. A fotoeffektus minden jellemző tulajdonságát ugyanis le lehet származtatni úgy is, hogy az atomi elektronok mozgását leíró Schrödinger-egyenletbe külső perturbációként egy teljesen klasszikus elektromágneses tér hatását írjuk be. Ennek a levezetésnek a szellemében a kilépő elektronok energiáját meghatározó ν mennyiség az atomra ható klasszikus elektromágneses hullám frekvenciája (nem pedig a fotonenergia $h\nu$ része), a kilépő elektronok számát meghatározó intenzitás pedig a hullám Poynting-vektora (vagyis nem a fotonok száma). Röviden szólva ez a levezetés azt mutatja, hogy a fotoeffektus értelmezéséhez elegendő az atomi rendszer mozgását kvantumosságnak tekinteni, az elektromágneses tér kvantálására nincs feltétlenül szükség.

Érdekes, hogy azok közül az alapvető felfedezések közül, amelyekkel Einstein gazdagította a fizikát, éppen a fotonhipotézis talált legnehezebben elismerésre. Még az olyan széleslátókörű fizikusok is, mint Planck és Bohr, két évtizeden keresztül elfogadhatatlannak tartották a fénykvantumokat. Planck álláspontját például jól érzékelteti az a javaslat, amelyet 1913-ban terjesztett a Porosz Tudományos Akadémia elé Einstein akadémiai tagságának a támogatására. A javaslat híressé vált befejező része így hangzik:

¹Fizikai Szemle 1982/3

Összefoglalva elmondhatjuk, hogy azok között a nagy horderejű problémák között, amelyekben a modern fizika igencsak bővelkedik, aligha akad egy is, amelynek a vizsgálatához Einstein ne járult volna jelentős módon hozzá. Azért, hogy néha túllőtt a célon, mint például a fénykvantumok feltételezésénél, nem hibáztathatjuk komolyan, hiszen még a legezaktabb tudományban sem lehet alapvetően új elveket találni anélkül, hogy időnként kockázatot ne vállalnánk.

A húszas évek második felére azonban fokozatosan világossá vált, hogy létezik egy fontos kérdés — a megmaradási tételek problémája —, amellyel fotonok nélkül semmiképpen sem lehet boldogulni. A fotoeffektusnál maradvá például be kell tudni bizonyítani a mozgásegyenletek alapján, hogy az energia minden egyes elektron megjelenése során megmarad, vagyis az elektromágneses tér energiája minden elemi folyamatban annyival csökken, amennyivel nő az elektron energiája. Ha az elektron mozgását kvantumosnak tekintjük, az elektromágneses teret pedig a klasszikus Maxwell-egyenletekkel írjuk le, ahogy az Blohincev könyvében történik, akkor Bohr, Kramers és Slater még 1924-ben publikált analízise szerint a megmaradási tételek valószínűleg csak statisztikusan, sok eseményre átlagolva teljesülhetnek. De ha a klasszikus Maxwell-egyenleteket kvantált megfelelőjükkel helyettesítjük, vagyis az atomi rendszert és a teret egyöntetűen kvantumos természetűnek tekintjük, akkor az energia elemi folyamatokénti megmaradása könnyen levezethető és úgy interpretálható, hogy minden egyes elektron megjelenésével egyidejűleg eltűnik egy megfelelő energiájú foton.

Annak a kérdésnek az eldöntésére, hogy a megmaradási tételek elemi eseményként vagy csak sok eseményre átlagolva teljesülnek, kiválóan alkalmas a Compton-effektus. A Compton-effektus a fotoeffektustól abban különbözik, hogy a meglökött elektronon kívül a végállapotban szórt fény is megfigyelhető. Az energia és az impulzus megmaradása következtében a szórt fény és a kilépő elektron iránya között határozott korrelációnak kell fennállnia. Ha ez a korreláció a kísérleti hibán belül minden egyes eseményre teljesül, ez súlyos érv az elektromágneses tér kvantálása mellett és feljogosít arra, hogy mind a beeső nyalábot mind pedig a szórt fényt fotonokból állónak tekintsük.

A kísérlet, amelyet a húszas évek végétől az ötvenes évekig egyre nagyobb pontossággal többször is megismételtek egyértelműen mutatja, hogy a megmaradási tételek elemi folyamatoként valóban teljesülnek, és ennek a ténynek döntő szerepe volt abban, hogy Einstein fotonhipotézise végül is általánosan elfogadásra talált².

El kell azonban ismernünk, hogy ez a bizonyíték még mindig elég közvetett, hiszen azon a — végső soron bizonyíthatatlan — feltételezésen nyugszik, hogy az elektromágneses tér kvantálása nélkül soha, semmilyen módon sem lehet majd megmagyarázni a megmaradási tételek teljesülését elemi folyamatoként. Igaz, a kvantumelektrodinamika számszerű eredményei összeségükben véve több mint valószínűsítik, hogy az elektromágneses tér kvantáltsága, amely az elmélet egyik alappozitívuma, helyesen tükrözi a fény legfontosabb tulajdonságait. Az el-

²Maga a *foton* szó is a húszas évek második felében keletkezett. Korábban csak a *fénykvantum* kifejezést használták

mélet azonban fogalmi nehézségekkel küzd, a tapasztalattal ragyogóan egyező számok mesterkélt módon, végtelen mennyiségek véges különbségeként jelennek meg. Nem tekinthető tehát kizártnak, hogy a kvantumelektrodinamikának létezik egy másik, természetesebb felépítési módja is, amely esetleg már összefér az elektromágneses mező klasszikus felfogásával. A hetvenes években ez a lehetőség hangos viták tárgyát képezte, és az úgynevezett neoklasszikus irányzat képviselői széleskörű publicitást vívtak ki maguknak azzal a törekvésükkel, hogy a kvantumelektrodinamikai jelenségeket az elektromágneses tér kvantálása nélkül magyarázzák. Ezért mindenképpen megnyugtató volna olyan kísérletet találni, amely a lehető legközvetlenebb módon, az evidencia erejével mutatná a fénynyalábok nemklasszikus természetét.

Arról van tehát szó, hogy olyan kritériumra alapozzuk a döntést a nyaláb természetéről, amely egyszerűbb és közvetlenebb, mint a megmaradási tételek: Nem közvetlenül a fotonok létezését demonstrálja, hanem a mező klasszikus felfogásának a lehetetlenségét. Foglalkozunk most ennek a kritériumnak a megfogalmazásával.

Ha a fény klasszikus elektromágneses mező, akkor minden térbeli pontban minden időpillanatban rendelkezik valamilyen intenzitással³. Korlátozódjunk mindjárt stacionér nyalábokra, amelyeknek az átlagos jellemzői függetlenek a folyó időtől. Így pl. az intenzitás bármely r pontban időben változhat, de elég nagy T intervallumra számított $\bar{I}(r)$ átlagértéke már független a t időtől. Ezt az átlagértéket úgy számítjuk ki, hogy egy önkényesen kiválasztott t_0 pillanat utáni T hosszúságú intervallumot egyenlő szakaszokra osztjuk fel (1.ábra). A k -ik szakasz végpontjában az intenzitás értéke $I\left(r, t_0 + k\frac{T}{N}\right)$, amelyet $I_k(r, t_0)$ -al is fogunk jelölni. Az $I(r, t)$ átlagát ezekután az

$$\bar{I}(r) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \quad (1)$$

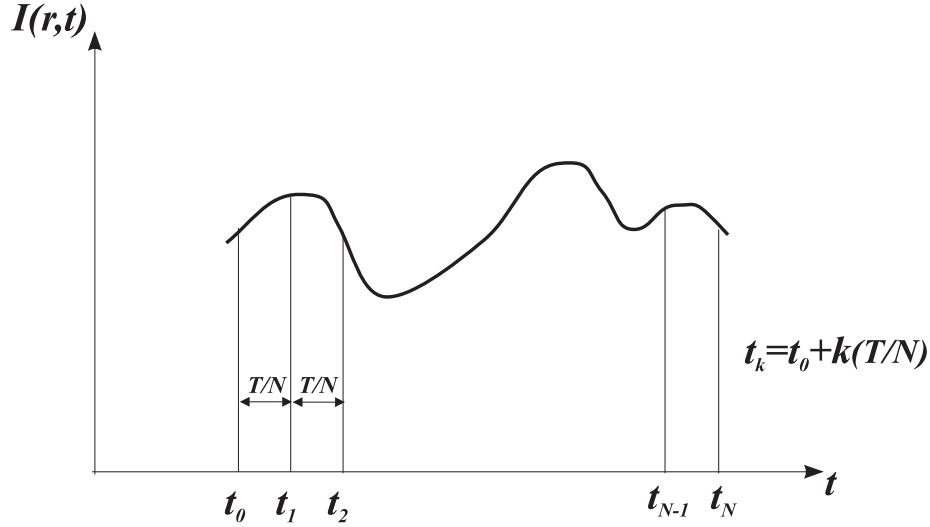
képlettel értelmezzük és olyan nyalábokat vizsgálunk, amelyeknél ez az érték elég nagy T és N mellett független t_0 -tól, T -től és N -től.

Az átlagképzéshez hasonló eljárással vizsgálhatjuk az intenzitás korrelációit is. Határozzuk meg például az r -hez közeli r' pontban is az $I\left(r', t_0 + k\frac{T}{N}\right) = I_k(r', t_0)$ mintát és képezzük a

$$G(r, r') = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \cdot I_k(r', t_0) \quad (2)$$

átlagot, amely szintén független t_0 -tól, T -től és N -től. Ez a mennyiség arra jellemző, hogy mennyire függ az r' pontban az intenzitás az r -beli intenzitástól

³Feltételezzük, hogy az intenzitást már átlagoltuk egy olyan időintervallumra, amely nagyobb, mint az optikai frekvenciához tartozó periódusidő. Az így átlagolt intenzitás általában időben nem lesz állandó, hanem az optikai frekvenciáknál lényegesen lassabb, de makroszkópikus szempontból még mindig igen szapora ingadozásokat mutat.



1. ábra.

ugyanabban az időpillanatban. Ha ugyanis a két intenzitás egymástól független, akkor $G(r, r')$ kiszámításánál nem lényeges, hogy $I_k(r, t_0)$ -t ugyanarra a $t = t_0 + k \frac{T}{N}$ időpillanatra vonatkozó $I_k(r', t_0)$ -al szorozzuk. Ezért ebben az esetben $G(r, r')$ -t (2) helyett például a

$$G(r, r') = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \cdot I_{[k+l]}(r', t_0)$$

képletből is megkaphatjuk, ahol

$$[k+l] = \begin{cases} k+l & \text{ha } k+l \leq N \\ k+l-N & \text{ha } k+l > N. \end{cases}$$

Mivel a jobboldal nem függ l -től összegezhethetünk l -re, ha ugyanakkor N -el osztunk:

$$G(r, r') = \frac{1}{N^2} \sum_{k=1}^N \sum_{l=1}^N I_k(r, t_0) \cdot I_{[k+l]}(r', t_0) = \frac{1}{N^2} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \cdot \sum_{l=1}^N I_l(r', t_0). \quad (3)$$

Az l szerinti összeg éppúgy az összes $I_j(r', t_0)$ -ra kiterjed, mint a k szerinti összeg, ezért (3) így is írható:

$$G(r, r') = \left[\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \right] \cdot \left[\frac{1}{N} \sum_{l=1}^N I_l(r', t_0) \right],$$

és ez (1) alapján a

$$G(r, r') = \bar{I}(r) \cdot \bar{I}(r')$$

egyszerű alakot ölti. Ez a kifejezés akkor érvényes, ha a két pontban az intenzitás független egymástól, ezért ha $G(r, r')$ eltér az r -beli és az r' -beli átlagintenzitások szorzatától, akkor a két pontban az intenzitások között valamilyen korreláció áll fenn.

Teljesen hasonló módon győződhetünk meg arról is, hogy ha az r' pontban a minta felvételét nem t_0 -ban, hanem egy másik $t_0 + \tau$ időpillanatban kezdjük el, akkor a

$$G(r, r'; \tau) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \cdot I_k(r', t_0 + \tau) \quad (4)$$

átlagérték, amely a t_0 , a T és az N mennyiségektől független, arra a korrelációra jellemző, amely az r -beli intenzitás és a τ idővel későbbi r' -beli intenzitás között áll fenn. A két intenzitás akkor korrelálatlan, ha

$$G(r, r'; \tau) = \bar{I}(r) \cdot \bar{I}(r'). \quad (5)$$

Nem nehéz belátni, hogy a $G(r, r)$, a $G(r', r')$ és a $G(r, r'; \tau)$ korrelációs függvények között minden esetben fenn kell állnia a

$$G(r, r) \cdot G(r', r') \geq [G(r, r'; \tau)]^2 \quad (6)$$

egyenlőtlenségnek. A bizonyításhoz az algebrából ismert

$$(a_1^2 + a_2^2 + \dots + a_N^2) \cdot (b_1^2 + b_2^2 + \dots + b_N^2) \geq (a_1 b_1 + a_2 b_2 + \dots + a_N b_N)^2 \quad (7)$$

Cauchy-egyenlőtlenséget kell felhasználni, amely két tetszőleges a_1, a_2, \dots, a_N és b_1, b_2, \dots, b_N számsorozatra érvényes. Helyettesítsük (7)-be az $a_k = I_k(r, t_0)$ és a $b_k = I_k(r', t_0 + \tau)$ értékeket és szorozzuk meg az egyenlőség mindkét oldalát $1/N^2$ -el:

$$\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k^2(r, t_0) \cdot \frac{1}{N} \sum_{l=1}^N I_l^2(r', t_0 + \tau) \geq \left[\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N I_k(r, t_0) \cdot I_k(r', t_0 + \tau) \right]^2.$$

A baloldali két összeg a stacionaritás miatt független t_0 -tól, ill. $t_0 + \tau$ -tól és (2) alapján $G(r, r)$ -el, ill. $G(r', r')$ -vel egyenlő, a jobboldali összeg pedig (4) szerint éppen $G(r, r'; \tau)$. A (6) egyenlőtlenségnek tehát stacionér nyalábok esetén mindig teljesülnie kell, ha a nyaláb minden időpillanatban jellemezhető egy $I(r, t)$ intenzitásfüggvénnyel.

Most már megfogalmazhatjuk azt a kritériumot, amelynek az alapján el fogjuk dönteni, mikor *nem* tekinthető egy stacionér fénynyaláb klasszikus elektromágneses hullámnak. Ha a mérés útján kapott korrelációs függvények nem tesznek eleget a (6) egyenlőtlenségnek, akkor a nyaláb bizonyosan nem klasszikus. Ebben az esetben ugyanis nincs jogunk a fénynyalábot olyan vektormezőnek elképzelni, amelynek minden pontjához minden időpillanatban határozott \vec{E} elektromos térerősség és \vec{B} mágneses indukció rendelhető, mert ekkor létezne határozott

$$I(r, t) = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2$$

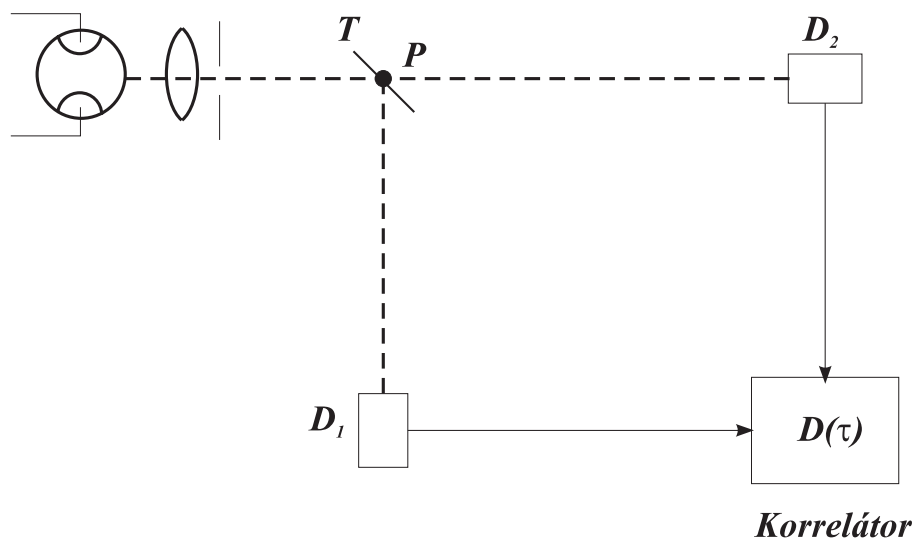
intenzitás is és a (6)-nak feltétlenül teljesülnie kellene. Ha azonban a kísérletben (6) érvényesnek bizonyul, akkor ennek a klasszikus térfogalom alapjait érintő kritériumnak a szemponrjából a klasszikus leírásmód lehetősége nem zárható ki.

Hogyan lehet egy adott fénynyalábra kísérletileg meghatározni a (6)-ban szereplő mennyiségeket? Az eddigi kísérletekben abban a speciális esetben próbálták (6) ellenőrzésével, amikor r egyenlő volt r' -vel. Ekkor a kritérium négyzetgyökvonás után a

$$\frac{G(r, r; 0)}{G(r, r; \tau)} \geq 1 \quad (8)$$

alakot ölti. Ahhoz, hogy egyetlen pontban a másodrendű korrelációt vizsgálni lehessen elkerülhetetlen, hogy ebben a pontban a nyalábot egy félig áteresztő tükör segítségével két részre válasszuk szét. A kísérlet elvi elrendezését a 2. ábrán láthatjuk.

Forrás



2. ábra.

A T félig áteresztő tükör a nyaláb egy részét átengedi a D_2 detektor felé, a másik részét pedig a D_1 detektor irányába tükrözi. A detektorok a fényintenzitást a kiváltott fotoelektronok $j_1(t)$, $j_2(t)$ áramán keresztül mérik. Mint már szó volt róla, ennek a folyamatnak az értelmezéséhez nem feltétlenül szükséges a fény kvantáltsága, ezért nem leszünk következtelenek, ha a kísérlet átgondolása során a fényt végig klasszikus hullámnak tekintjük. Ha a P pont és a D_1 detektor között a terjedési viszonyok ugyanazok, mint a P és a D_2 között, akkor a detektorok árama arányos a P pontbeli $I(r, t)$ intenzitással, ahol r a P pont koordinátája. Ennek következtében az áramokból képzett $K(\tau) = \overline{j_1(t) \cdot j_2(t + \tau)}$

átlagérték $G(r, r; \tau)$ -val lesz arányos és így

$$\frac{G(r, r; 0)}{G(r, r; \tau)} = \frac{K(0)}{K(\tau)}.$$

A (6) kritériumot tehát a közvetlenül mérhető mennyiségeken keresztül így fogalmazhatjuk meg: Ha a fénynyaláb klasszikus, akkor feltétlenül teljesülnie kell a

$$\frac{K(0)}{K(\tau)} \geq 1 \quad (9)$$

egyenlőtlenségnek.

A továbbiakban az r -t a képletekben nem tüntetjük fel külön, $G(r, r; \tau)$ helyett $G(\tau)$ -t, $I(r, t)$ helyett $I(t)$ -t írunk.

Számítsuk ki két egyszerű $I(t)$ -hez tartozó $G(\tau)$ -t. Az első esetben megadjuk $I(t)$ függvényalakját, a másodikban $I(t)$ értékeinek csak a valószínűségi eloszlását tételezzük fel ismertnek. A (6) természetesen mindkét esetben automatikusan teljesül, hiszen $I(t)$ mind a kétszer létező intenzitás, csak a második esetben kevesebb információ van róla.

Célszerű (4) jobboldalát integrállá alakítani:

$$\begin{aligned} G(\tau) &= \frac{1}{N \cdot \Delta t} \sum_{k=1}^N \Delta t \cdot I_k(t_0) \cdot I_k(t_0 + \tau) \approx \\ &\approx \frac{1}{T} \int_0^T dt \cdot I(t_0 + t) \cdot I(t_0 + t + \tau). \end{aligned} \quad (10)$$

A stacionaritást legegyszerűbben úgy biztosíthatjuk, hogy periódikus $I(t)$ függvényekre korlátozódunk: $I(t) = I(t + T)$. Ekkor (10) így írható:

$$G(\tau) = \frac{1}{T} \int dt \cdot I(t) \cdot I(t + \tau), \quad (11)$$

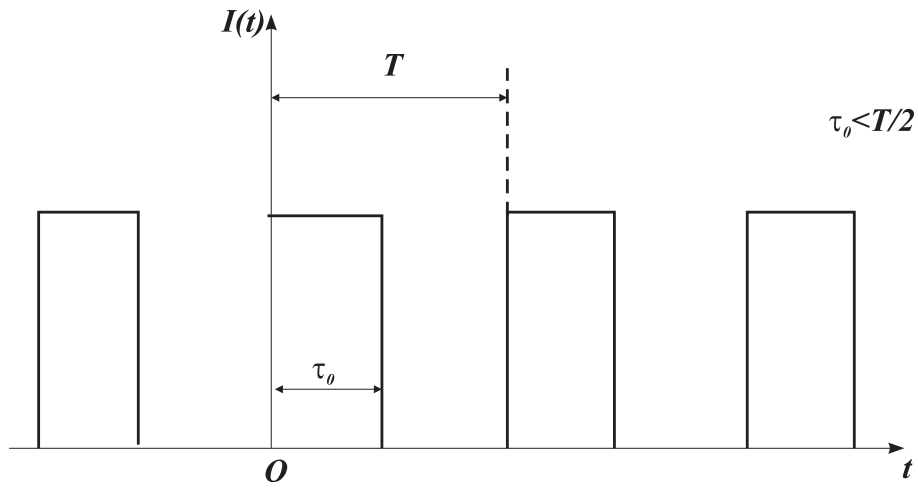
és nyilvánvaló, hogy $G(\tau)$ is periódikus függvény: $G(\tau) = G(\tau + T)$.

Álljon például $I(t)$ $\tau_0 < T/2$ hosszúságú derékszögű impulzusokból (3.ábra):

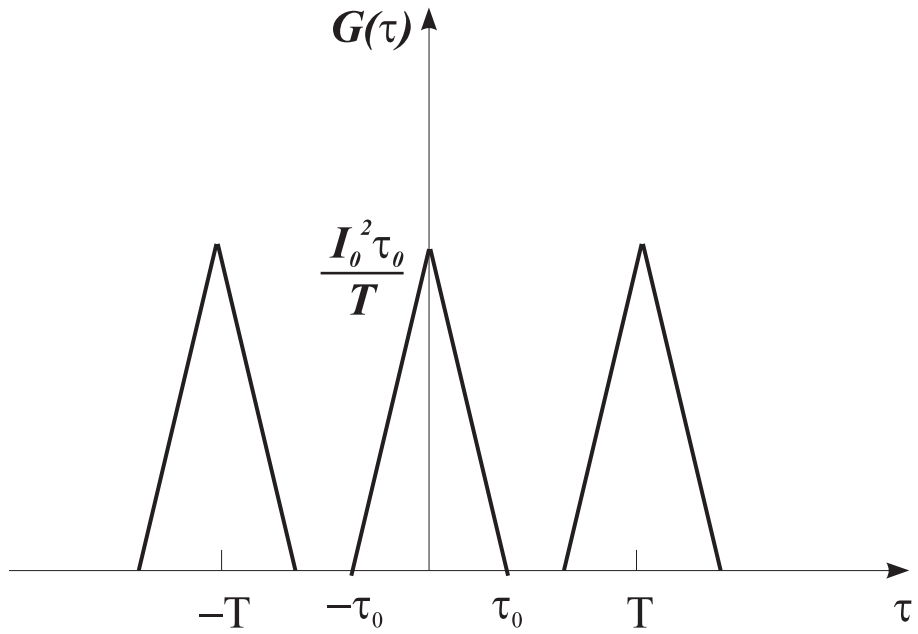
$$I(t) = \begin{cases} I_0 & \text{ha } 0 < t < \tau_0 \\ 0 & \text{ha } \tau_0 < t < T. \end{cases}$$

Ekkor (4.ábra)

$$G(\tau) = \begin{cases} \frac{I_0^2}{T} \int_{\tau}^{\tau_0} dt = \frac{I_0^2}{T} (\tau_0 - \tau) & \text{ha } 0 < \tau < \tau_0 \\ \frac{I_0^2}{T} \int_0^{\tau + \tau_0 - T} dt = \frac{I_0^2}{T} (\tau + \tau_0 - T) & \text{ha } T - \tau_0 < \tau < T \\ 0 & \text{ha } \tau_0 < t < T - \tau_0. \end{cases} \quad (12)$$



3. ábra.



4. ábra.

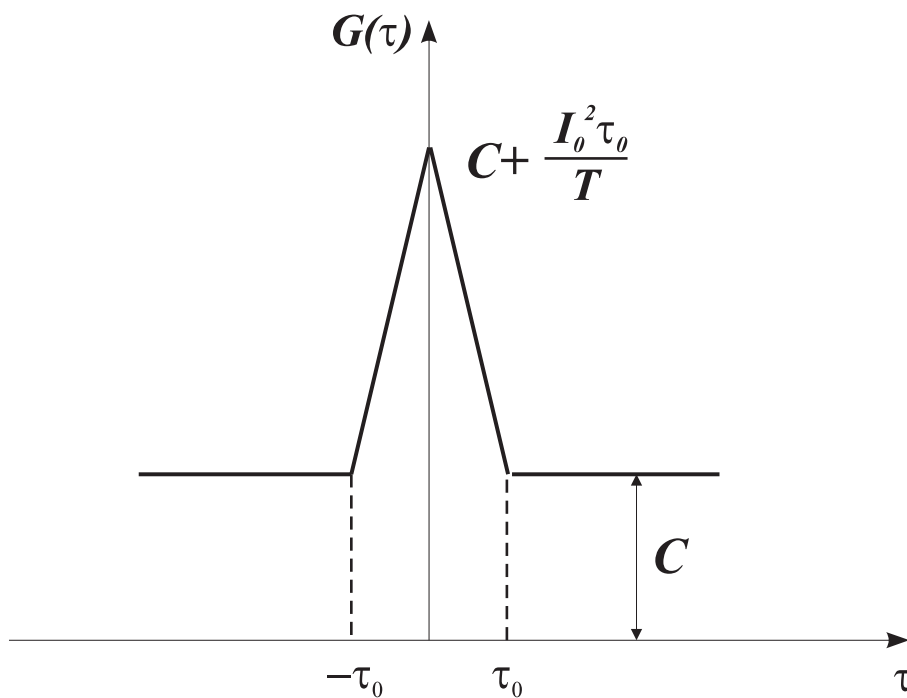
Látjuk, hogy a

$$\frac{G(0)}{G(\tau)} \geq 1 \quad (13)$$

reláció valóban teljesül. Vegyük észre, hogy $G(\tau)$ -nak a $\tau = 0$ körüli $(-\tau_0, +\tau_0)$

intervallumba eső értékeit az impulzussorozat egy-egy elemének önmagára vonatkozó korrelációja határozza meg, míg a $\tau = nT$ ($n \neq 0$) körüli intervallumokban a zérustól különböző $G(\tau)$ értékek különböző impulzusok egymás közötti korrelációjából származnak.

Hogyan változik meg $G(\tau)$, ha az impulzusok véletlenszerűen követik egymást? Ha az impulzusok átlagos időbeli távolsága továbbra is T , de eloszlásuk teljesen véletlenszerű, akkor $G(\tau)$ -nak az impulzusok egymás közötti korrelációjából származó része egy τ -tól független C konstans lesz, míg az egyes impulzusok önmagukkal képzett korrelációja változatlan marad (5. ábra):



5. ábra.

$$G(\tau) = G(-\tau) = \begin{cases} C + \frac{I_0^2}{T}(\tau_0 - \tau) & \text{ha } 0 < \tau < \tau_0 \\ C & \text{ha } \tau_0 < \tau. \end{cases} \quad (14)$$

Ha $\tau > \tau_0$, akkor $I(0)$ és $I(\tau)$ teljesen független egymástól, ezért (5) alapján ebben a tartományban $G(\tau) = \bar{I}^2$. Mivel az impulzusok közötti átlagos időközönbség T és az egyes impulzusok hossza és nagysága τ ill. I_0 , ezért $\bar{I} = I_0 \frac{\tau_0}{T}$.

Így $C = I_0^2 \frac{\tau_0^2}{T^2}$ és speciálisan

$$\frac{G(0)}{G(\infty)} = 1 + \frac{T}{\tau_0}, \quad (15)$$

ahol a második tag az egyes impulzusok önmagukkal képzett korrelációjából származik.

A (13) reláció — mint látjuk, — most is teljesül, de ebben a példában $G(\tau)$ már nem periódikus függvénye τ -nak, mert az intenzitások nagy időkülönbségnél korrelálatlanná válnak. A valódi fizikai feladatoknál mindig ez a helyzet, ezért az 5. ábra $G(\tau)$ -ja jól tükrözi egy olyan reálisnak tekinthető korrelációs függvénynek az alapvető tulajdonságait, amelyet valamilyen $I(t)$ intenzitás fluktuációja határoz meg. Egy ilyen függvényt lényegében három adat jellemez: a $G(0)$ és a $G(\infty)$ érték, amelyek között mindig fennáll a $G(0) \geq G(\infty)$ egyenlőtlenség, valamint az a τ_c korrelációs idő, amelynél nagyobb τ -nál az intenzitás értékei már korrelálatlanok. A statisztikus eloszláshoz tartozó (14) esetben nyilván $\tau_c = \tau_0$. A 4. ábra korrelációs függvényénél $\tau_c = \infty$, de a valóságban a korrelációs idő mindig véges.

Álljunk meg itt egy pillanatra és emlékezzünk vissza arra, hogy meggondolásaink tulajdonképpeni célja olyan struktúrájú fénynyalábok keresése, amelyekre a $K(0) \geq K(\tau)$ egyenlőtlenség nem teljesül. Természetesen úgy képzeljük, hogy ennek az egyenlőtlenségnek a sérülése azzal függ össze, hogy a nyaláb valójában fotonokból áll. Milyen alapon várjuk azt, hogy a fotonstruktúra a $K(0)$ *csökkenésében* jelentkezik a véletlen koincidenciákból származó $K(\infty)$ -hez képest?

Képzeljük el, hogy példánkban az egyes fényimpulzusok egy-egy fotont reprezentálnak. A fotonokat a detektorok egészsként érzékelik, ezért fel kell tennünk, hogy a 2. ábra elrendezésében a T tükör csak sok fotonra átlagosan viselkedik féligáteresztő tükörként, az egyes fotonokat egészében vagy a D_1 , vagy a D_2 detektor felé irányítja. Ha ez így van, a kísérletben mérhető $G(\tau)$ korrelációs függvény elsősorban abban fog különbözni a (4) képlet alapján számítható korrelációs függvénytől, hogy az összegben nullát kell írni olyankor, amikor a szorzat mindkét tényezője ugyanarra az impulzusra vonatkozik. Röviden szólva, a korrelációs függvényből el kell hagyni azt a járulékot, amely az egyes impulzusok önmagukkal képzett korrelációjával kapcsolatos. Nyilvánvaló, hogy ez az eljárás a $G(\tau)$ -nak éppen a $\tau = 0$ körüli értékeit csökkenti és a $G(0) \geq G(\tau)$ egyenlőtlenség sérülése irányában hat.

A fotonképnek tehát olyan $I(t)$ intenzitás felelne meg, amely aszerint lenne nulla vagy nem nulla, hogy mivel szorozzuk össze. Ez a paradoxális tulajdonság egyenértékű azzal a kijelentéssel, hogy a fotonhoz rendelhető $I(t)$ intenzitás *nem függvény*. Ezért sérülhet a kvantumelektrodinamikában a (6) reláció, amelynek mindig teljesülnie kell, ha az intenzitás minden pontban és időpillanatban egy határozott szám.

A 2. ábra elrendezésének a felhasználását a fénynyalábok fotonstruktúrájának a tanulmányozására először Jánossy Lajos javasolta 1952-ben [1]. Jánossy megfogalmazása szerint a $K(0)/K(\infty)$ arány mérésével azt dönthetjük el, hogy a félig áteresztő tükör a fotonokat egészben téríti el ill. engedi át, vagy pedig mindegyik

foton egy részét átengedi, másik részét eltéríti. Ez az utóbbi eset annak felel meg, hogy a fotonok a klasszikus elektromágneses tér csomagjai. Az első esetben — Jánossy érvelése szerint — a detektorok együttes megszólalási valószínűségének függetlennek kell lennie a τ késleltetési időtől, tehát $K(0)/K(\infty) = 1$ várható. Ennek a várakozásnak az a magyarázata, hogy a detektorokat mindig különböző fotonok szólaltatják meg és a fotonok időbeli eloszlása tökéletesen véletlenszerű. A második esetben azonban minden egyes „foton” (fényimpulzus) megszólaltathatja mindkét detektort, ezért $K(0)/K(\infty) > 1$ várható⁴. Az 1955-ben Ádám Andrással és Varga Péterrel közösen publikált mérés [2] eredménye a $K(0)/K(\infty) = 1$ értékkel volt összhangban, és ebből a szerzők arra következtettek, hogy a kísérletükben alkalmazott fénynyaláb fotonos szerkezetét kimutatták.

A kritériumunk alapján — amely szerint a klasszikus kép csak $K(0)/K(\infty) < 1$ -nél vehető el egyértelműen, — egy ilyen következtetés természetesen nem fogadható el. Ez a kritérium azonban abban a tiszta formájában, ahogy fentebb ismertettük, csak jóval később, a hatvanas évek folyamán fogalmazódott meg éppen a megelőző évtizedben elvégzett kísérletek diszkussziója során. 1956-ban ugyanis Hanbury-Brown és Twiss [3] egy újfajta csillagászati megfigyelési módszer kapcsán szintén elvégezte a fotonkoincidencia kísérletet és az 5.ábrához hasonló görbét kapott, amelyen $K(0)$ határozottan nagyobb volt, mint $K(\infty)$. A görbéből leolvasható τ_c érték megmagyarázta, miért nem jelentkezett a $\tau = 0$ körüli csúcs Jánossy és munkatársai kísérletében: A koincidenziakör τ_f felbontási ideje nagyobb volt, mint τ_c és ez okozta a maximum elmosódását. Az ötvenes évek végére egyértelműen megállapítást nyert, hogy a termikus fényforrások olyan korrelációs függvényvel rendelkeznek, amelynek a tulajdonságai nem mondanak ellent a klasszikus elektrodinamikának.

De nincsenek ellentmondásban a kvantumelektrodinamikával sem! A fotonkép alapján történő értelmezést Györgyi Géza dolgozatában találhatjuk meg, amely 1962-ben jelent meg ennek a folyóiratnak a hasábjain [4]. Idézzük fel — némileg megváltoztatott formában, — ennek a magyarázatnak a gondolatmenetét.

Ha a koincidenziaberendezés felbontóképessége τ_f , akkor a (9) képlet számalójában álló $K(0) = \overline{j_1(t) \cdot j_2(t)}$ helyett valójában egy közelítő $\overline{j_1(t) \cdot j_2(t')}$ várható értéket tudunk megmérni, amelyben $-\tau_f \lesssim t - t' \lesssim \tau_f$. A mérés tehát arra érzékeny, hogy milyen a fotonok eloszlása a nyaláb $l = 2c\tau_f$ hosszúságú szakaszán. Jelöljük N_1 -el, ill. N_2 -vel a szétválasztás után az 1. ill. a 2. nyaláb $l = 2c\tau_f$ szakaszán található fotonok számát. A megbeszélt közelítő értelemben

$$K(0) = \overline{j_1(t) \cdot j_2(t)} \approx \alpha \overline{N_1 N_2},$$

ahol α a berendezésre jellemző konstans. Ha $\tau \rightarrow \infty$, az áramok korrelálatlanok válnak, ezért

$$K(\infty) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \overline{j_1(t) j_2(t + \tau)} = \overline{j_1(t)} \cdot \overline{j_2(t)} = \alpha \bar{N}_1 \cdot \bar{N}_2.$$

⁴Ezt a gondolatmenetet alátámasztja a (15) képlet, amelynek a jobboldalán a második tag a „fotonok” önkorrelációjából származik.

Ílymódon a

$$\frac{K(0)}{K(\infty)} = \frac{\overline{N_1 N_2}}{\overline{N_1} \cdot \overline{N_2}} \quad (16)$$

összefüggésre jutunk, és a következő feladatunk a jobboldalon található átlagértékek kiszámítása.

Tegyük fel, hogy a nyaláb szétválasztása előtt a kérdéses $l = 2c\tau_f$ hosszúságú szakaszon a fotonszám egy $v(n)$ eloszlással jellemezhető, amely azt mutatja meg, hogy milyen valószínűséggel találunk ezen a szakaszon n fotont. Célszerű bevezetni a $v(n)$ -hez tartozó generátorfüggvényt a

$$G(x) = \sum_{n=0}^{\infty} x^n \cdot v(n) \quad (17)$$

definícióval. A $G(x)$ -ből a különféle várható értékeket differenciálással kaphatjuk meg. Így például

$$G(1) = \sum_{n=0}^{\infty} v(n) = 1 \quad (18)$$

$$\left(\frac{dG(x)}{dx} \right)_{x=1} = \sum_{n=0}^{\infty} n \cdot v(n) = \bar{n} \quad (19)$$

$$\left(\frac{d^2 G(x)}{dx^2} \right)_{x=1} = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1)v(n) = \overline{n(n-1)}. \quad (20)$$

Hogyan hat a $v(n)$ eloszlásra a félig áteresztő tükör? Jelöljük p_1 -el és p_2 -vel annak valószínűségét, hogy a tükör egy fotont az 1. ill. a 2. detektor felé indít el ($p_1 + p_2 = 1$). Annak valószínűségét, hogy $n = N_1 + N_2$ foton közül N_1 az első, N_2 pedig a második detektor felé fog haladni, az $\binom{N_1 + N_2}{N_1} p_1^{N_1} p_2^{N_2}$ binomiális eloszlás írja le. Annak $v(N_1, N_2)$ valószínűsége pedig, hogy a nyaláb l hosszúságú szakaszáról N_1 , ill. N_2 foton jusson a megfelelő résznyalábokba nyilván a következő

$$v(N_1, N_2) = \binom{N_1 + N_2}{N_1} p_1^{N_1} p_2^{N_2} \cdot v(N_1 + N_2). \quad (21)$$

Ennek a kétváltozós eloszlásfüggvénynek a

$$G(x_1, x_2) = \sum_{N_1=0}^{\infty} \sum_{N_2=0}^{\infty} x_1^{N_1} \cdot x_2^{N_2} \cdot v(N_1, N_2) \quad (22)$$

generátorfüggvénye is kétváltozós. A (21) behelyettesítése után

$$\begin{aligned} G(x_1, x_2) &= \sum_{N_1=0}^{\infty} \sum_{N_2=0}^{\infty} (x_1 p_1)^{N_1} \cdot (x_2 p_2)^{N_2} \cdot \binom{N_1 + N_2}{N_1} \cdot v(N_1, N_2) = \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} v(n) \sum_{N_1=0}^n \binom{n}{N_1} (x_1 p_1)^{N_1} \cdot (x_2 p_2)^{N_2} = \sum_{n=0}^{\infty} (x_1 p_1 + x_2 p_2)^n \cdot v(n). \end{aligned}$$

A (17)-tel összevetve látjuk, hogy

$$G(x_1, x_2) = G(x_1 p_1 + x_2 p_2). \quad (23)$$

A (16) jobboldalán álló várható értékeket a $G(x_1, x_2)$ x_1 , ill. x_2 szerinti parciális deriválásával kapjuk meg, ha a deriválás után az $x_1 = x_2 = 1$ értékeket helyettesítjük be. A (21) és a (23) alapján a (18)–(20) felhasználásával könnyen igazolhatjuk, hogy

$$\begin{aligned} G(1, 1) &= 1 \\ \bar{N}_1 &= \left(\frac{\partial G(x_1, 1)}{\partial x_1} \right)_{x_1=1} = p_1 \left(\frac{dG(x)}{dx} \right)_{x=1} = p_1 \bar{n} \\ \bar{N}_2 &= \left(\frac{\partial G(1, x_2)}{\partial x_2} \right)_{x_2=1} = p_2 \left(\frac{dG(x)}{dx} \right)_{x=1} = p_2 \bar{n} \\ \overline{N_1 N_2} &= \left(\frac{\partial^2 G(x_1, x_2)}{\partial x_1 \partial x_2} \right)_{x_1=x_2=1} = p_1 p_2 \left(\frac{d^2 G(x)}{dx^2} \right)_{x=1} = p_1 p_2 \overline{n(n-1)}. \end{aligned}$$

Ezeket a kifejezéseket (16)-ba helyettesítve a

$$\frac{K(0)}{K(\infty)} = \frac{\overline{n(n-1)}}{\bar{n}^2} \quad (24)$$

képletet nyerjük, amelynek alapján a $v(n)$ eloszlás ismeretében (19) és (20) segítségével a keresett $K(0)/K(\infty)$ arányt kiszámíthatjuk.

A $v(n)$ függvény alakját a nyaláb előállítási módja határozza meg. Termikus fényforrásból származó nyalábnál logikus feltenni, hogy a fotonok számát a Boltzmann-eloszlás szabályozza, azaz

$$v(n) = v_T(n) = A e^{-nh\nu/kT},$$

ahol A alább megválasztandó normálási együttható. Ehhez az eloszláshoz a

$$G_T(x) = A \sum_{n=0}^{\infty} x^n e^{-nh\nu/kT} = A \sum_{n=0}^{\infty} \left(x e^{-h\nu/kT} \right)^n = \frac{A}{1 - x e^{-h\nu/kT}}$$

generátorfüggvény tartozik. A (18) feltétel rögzíti A -t, így

$$G_T(x) = \frac{e^{h\nu/kT} - 1}{e^{h\nu/kT} - x}.$$

A (19) alapján

$$\bar{n} = \left(\frac{dG_T(x)}{dx} \right)_{x=1} = \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (25)$$

ami ν függvényében nézve nem más, mint a Planck-spektrumban a fázistér-faktort szorzó frekvencia-eloszlás. Ha $v_T(n)$ -t és $G_T(x)$ -t az $e^{h\nu/kT}$ mennyiség

helyett \bar{n} -n keresztül fejezzük ki, a következő képletekre jutunk:

$$v_T(n) = \frac{1}{\bar{n} + 1} \left(\frac{\bar{n}}{\bar{n} + 1} \right)^n \quad (26)$$

$$G_T(x) = \frac{1}{1 + (1 - x)\bar{n}}$$

A $v_T(n)$ -t hatványeloszlásnak nevezik, mert csak hatványkitevőben tartalmazza n -t.

A (20) felhasználásával az

$$\overline{n(n-1)} = \left(\frac{d^2 G_T(x)}{dx^2} \right)_{x=1} = 2\bar{n}^2$$

kifejezést kapjuk és ezt (24)-be írva azt találjuk, hogy

$$\frac{K(0)}{K(\infty)} = 2. \quad (27)$$

Ez a hányados összefér a klasszikus térfogalommal⁵ annak ellenére, hogy levezetésünkben kihasználtuk, hogy a nyaláb fotonos szerkezetű, és minden egyes foton vagy csak az 1. vagy csak a 2. detektorban regisztrálható.

A (27) hányadossal kapcsolatban két fontos megjegyzést kell tennünk. Először is látjuk, hogy a $K(0)/K(\infty)$ arányból az \bar{n} mennyiség kiesik, a hányados nem függ a nyaláb intenzitásától. Ez elég meglepő eredmény, hiszen azt várnánk, hogy gyenge nyaláboknál, amikor a fotonok átlagosan csak nagyon ritkán követik egymást, a $K(0)/K(\infty)$ arány legalább is csökken. Ezzel szemben ez az arány csak a $v(n)$ eloszlás függvényalakjára érzékeny, a $v(n)$ -ben szereplő számparaméter konkrét értékére azonban nem. Látni fogjuk, hogy annál a két eloszlásfüggvényénél, amelyekkel a későbbiekben találkozni fogunk, ugyanez a helyzet.

A másik megjegyzés (27) valószínűségi jelentésével kapcsolatos. Mivel $K(\infty)$ -t a véletlen incidenciák határozzák meg, a (27) azt fejezi ki, hogy egy foton regisztrálása utáni rövid időintervallumban egy újabb foton megjelenése kétszer olyan valószínű, mintha a fotonok teljesen véletlenszerűen követnék egymást. Általában, ha $K(0)/K(\infty) > 1$, azt mondhatjuk, hogy a véletlen eloszláshoz képest a fotonok sűrűsödési tendenciát mutatnak (a szakirodalomban ezt a jelenséget *bunching*-nak nevezik). Ha viszont $K(0)/K(\infty) < 1$, akkor két foton megjelenése egy rövid időintervallumon belül kevésbé valószínű, mint a véletlenszerű eloszlásnál. Ez a fotonritkulás (antibunching) esete.

Melyik eloszlásfüggvény az, amely a $K(0)/K(\infty) = 1$ -re vezet, tehát véletlenszerűnek tekinthető? A (20) alapján könnyen meggyőződhetünk róla, hogy

⁵A (27)-t valóban megkaphatjuk úgy is, hogy az elektromágneses teret klasszikusnak tekintjük. Abból kell kiindulnunk, hogy a térmennyiség minden pontban és időpillanatban k atom sugárzási terének az összege, ez a k szám Poisson-eloszlást követ és a különböző atomok által kisugárzott hullámok fázisa független egymástól.

a

$$v_P(n) = \frac{\bar{n}^n}{n!} e^{-\bar{n}}$$

Poisson-eloszláshoz, amelynek a generátorfüggvénye

$$G_P(x) = \sum_{n=0}^{\infty} x^n v_P(n) = e^{-\bar{n}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(x\bar{n})^n}{n!} = e^{(x-1)\bar{n}},$$

$\overline{n(n-1)} = \bar{n}^2$ tartozik és $K(0)/K(\infty) = 1$ teljesüléséhez éppen ez szükséges. Másrészt a $G(r, r; \tau)$ fizikai jelentése mutatja, hogy $K(0)/K(\infty)$ akkor egyenlő 1-el, ha az (optikai frekvenciára átlagolt) $I(t)$ intenzitás időben állandó. A lézersugár rendelkezik ezzel a tulajdonsággal és a fotonok benne valóban Poisson-eloszlást követnek.

A korrelációkon alapuló ismérv szempontjából a fotonsűrűsödést mutató nyaláb klasszikusnak tekintendő — a fotonsűrűsödés elkonspirálja a fotonszerkezetet. A fotonritkulás viszont biztos jele annak, hogy a nyaláb nem lehet klasszikus. Ritkulásos nyalábot azonban speciális kísérletben kell előállítani, mert az összes eddig ismert természetes vagy mesterséges fénysorrás sugárzása fotonsűrűsödést mutat, vagy legfeljebb véletlenszerű. Kritériumunk ilyen módon váratlanul korlátozónak bizonyult és ez nagymértékben növelte az érdekességét. Ha ugyanis elméleti megfontolások alapján találunk olyan eljárást, amelynek a segítségével fotonritkulást mutató nyalábot lehet előállítani és az eljárás helyességét kísérletileg igazoljuk, akkor nemcsak a klasszikus elektromágnesség elégtelenségét demonstráljuk egy újabb, bár valószínűleg minden eddiginél közvetlenebb módon, hanem pozitív értelemben is próbának vetjük alá kvantum-elektrodinamikai ismereteinket.

Mielőtt rátérnénk azoknak a speciális módszereknek az ismertetésére, amelyeknek a segítségével ritkulásos nyalábot lehet előállítani, rövid de fontos kitérőt kell tennünk. Ha a 2.ábra elrendezésében a korrelátort eltávolítjuk és a detektorokat egy-egy tükörrel helyettesítjük, akkor a jól ismert Michelson-féle interferométer áll előttünk. Mind a klasszikus, mind pedig a kvantumelektrodinamika szerint a P pont környékén interferenciaképeknek kell megjelennie és a tapasztalat ezt igazolja is. A kvantumelektrodinamikai tárgyalásból kiderül, hogy az interferenciakép nem úgy keletkezik, hogy két vagy több foton interferál egymással, hanem az egyes fotonok önmagukkal való interferenciájából származik. Ha az egyik tükröt eltávolítjuk, akkor az interferenciakép természetesen eltűnik, ami arra utal, hogy az interferencia létrejöttéhez minden egyes fotonnak érzékelnie kell mindkét tükrő jelenlétét: Minden egyes foton jelen van az interferométer mindkét karja mentén. A fotonok azonban mindig egészben detektálódnak, és ennek megfelelően a tárgyalásunkban, amikor a tükrök helyén detektorok álltak, határozottan feltettük, hogy minden egyes foton a berendezésnek vagy az egyik vagy a másik karja mentén indul el.

A féligáteresztő tükrő hatása a fotonokra tehát attól függ, hogy tőle tetszőlegesen nagy távolságra tükröket vagy pedig detektorokat helyezünk el. Ez a következtetés élesen ellentmond a kauzális, térbeli és időbeli A történések láncolatához szokott klasszikus szemléletünknek. Logikai ellentmondásról azonban

nincs szó, hiszen a féligáteresztő tükör hatásáról végeredményben nem állítunk ellentmondó tulajdonságokat: Az ellentétes tulajdonságok nem egy adott kísérleten belül, hanem két különböző egymást kizáró kísérleti elrendezésben lépnek fel. Ennek ellenére természetesen rendkívül fontos volna az interferenciakísérlet és a fotonkoincidencia kísérlet összevetése útján meggyőződni arról, hogy valóban mutatja-e a fotonok terjedése ezt a paradoxális tulajdonságot. Jelenleg nem áll rendelkezésünkre megfelelő kísérleti eredmény, hiszen azok a nyalábok, amelyekkel az interferenciakísérleteket végezték, foton-sűrűsödést mutatnak, és ez elfedi azt a körülményt, hogy minden egyes fotont csak az egyik detektorban regisztrálhatjuk. Ha sikerülne kimutatni ritkulásos nyaláb interferenciáját, akkor tekinthetnénk bizonyítottnak a fotonok paradoxális terjedési módját. Ilyen kísérlet terve azonban mindmáig nem merült fel⁶.

Térjünk most rá azoknak az eljárásoknak a tárgyalására, amelyek megfelelőnek látszanak ritkulásos nyaláb előállítására.

A (24)-ből látható, hogy ha egy nyalábra $\overline{n(n-1)} = 0$, akkor a fotonritkulás szélső esetével állunk szemben. Ez a feltétel nyilván teljesül, ha a $v(n)$ eloszlás $n \geq 2$ -nél nullával egyenlő. Egy ilyen $v_a(n)$ eloszlásfüggvény generátora

$$G_a(x) = v_a(0) + xv_a(1)$$

és a (18)-(20)-ből látható, hogy

$$v_a(0) + v_a(1) = 1, \quad n = v_a(1), \quad \overline{n(n-1)} = 0. \quad (28)$$

Hogyan lehetne ilyen tulajdonságú fényt előállítani? Két eljárást ismerünk, amelyek alkalmasnak látszanak erre a célra.

Induljunk ki egy ν frekvenciájú termikus nyalábból és bocsássuk át olyan atomokból álló anyagmintán, amelyeknek az első gerjesztett állapota éppen $2h\nu$ energiájú. Ezeknek az állapotoknak a gerjesztéséhez egyszerre két foton elnyelése szükséges. Egy ilyen gerjesztés valószínűsége ugyan kicsi, de elég vastag anyagmintával a nyaláb intenzitása tetszőleges mértékben gyengíthető. A gerjesztett atomok lebomlása során ugyanis 2ν frekvenciájú fotonok keletkeznek és ezek az eredeti nyalábtól még akkor is jól elkülöníthetők, ha egyirányúak vele.

Osszuk fel megint a nyalábot egyenlő hosszúságú szakaszokra. A szakaszok hosszát l helyett most Δx -el fogjuk jelölni. A jelölés megváltoztatását az indokolja, hogy a nyaláb preparálásának a tárgyalásakor a szakaszok hosszát nem a τ_f felbontási idő alapján, hanem abból a követelményből kiindulva rögzítjük, hogy a két foton mindig azonos szakaszból abszorbeálódjon. Amikor a nyaláb által okozott koincidenциákat vizsgáljuk, visszatérünk az eredeti $l = 2c\tau_f$ hosszúságú szakaszok használatára. Egyenlőre a Δx hosszúságú celláknál maradván megállapíthatjuk, hogy a fotonpárok abszorpciója kellően vastag abszorbens esetén egészen addig tart, ameddig mindegyik cella kiürül vagy csak egy foton marad benne. Az aszimptotikus eloszlás tehát pont a keresett $v_a(n)$.

⁶Néhány évvel a jelen dolgozat megjelenése után a ritkulásos nyaláb interferenciáját valóban igazolták. Ld. P. Grangier, G. Roger and A. Aspect *Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences*. Europhys. Lett., **1** (4), pp. 173-179 (1986)

Az eljárás során a nyaláb intenzitása gyengül. A *fotonszám/m*-ben mért intenzitás az abszorpció folyamat végén $I_a = \frac{v_a(1)}{\Delta x}$. A (28) alapján azt találjuk, hogy $I_a \leq \frac{1}{\Delta x}$. Mint mondtuk Δx -t az a feltétel korlátozza, hogy a fotonok azonos szakaszból abszorbeálódnak. Ez a feltétel teljesül, ha Δx nagyobb egy bizonyos, a nyalábra jellemző a_c kritikus hosszánál, amelyet a fotonok térbeli kiterjedése határoz meg. Látjuk tehát, hogy ezzel a módszerrel valószínűleg csak gyenge, $1/a_c$ -nél kisebb intenzitású ritkulásos nyalábot lehet kapni.

A kétfotonos-abszorpcióval előkészített nyaláb intenzitáskorrelációinak a vizsgálatánál vissza kell térnünk az $l = 2c\tau_f$ hosszúságú szakaszokra történő felosztáshoz. Elég nyilvánvaló, hogy ha $l < \Delta x$, azaz τ_f nem túl nagy, akkor a fotonszám eloszlása az l hosszúságú szakaszokon is $v_a(n)$ típusú, tehát a nyalábnak valóban fotonritkulást kell mutatnia. A Függelékben utalunk majd rá, hogy megfontolásaink úgyis csak jó időfelbontás mellett érvényesek, ezért az $l < \Delta x$ feltétel nem jelent igazi korlátozást.

Mondanunk sem kell, hogy a gondolatmenetünk nem több, mint kvalitatív kiinduló szempont egy részletes kvantumelektrodinamikai analízishez. Egy ilyen analízis azonban annyira bonyolult, hogy a szükséges részletességgel még senki sem végezte el. Azok a szerzők például, akik nem elégedtek meg a $v(n)$ eloszláson alapuló közelítő leírásmóddal, kénytelenek voltak figyelmen kívül hagyni a nyaláb gyengülését a mintában [5], akik viszont ezt figyelembe vették, a $v(n)$ eloszlást használták [6]. Az ötlet gyakorlati megvalósítására pedig egyáltalán nem történt próbálkozás.

A másik eljárás alapgondolata még egyszerűbb. Tekintsünk egyetlen atomot, amelyet szabályos vagy szabálytalan időközönként átlagosan $\bar{\nu}$ frekvenciával az alapállapot feletti első energiaszintjére gerjesztünk fel. Ez a nívó spontán fénykibocsátással minduntalan az alapállapotba esik vissza, ezért ezzel az eljárással egy gyenge, ingadozó erősségű de stacionér fénynyalábot állíthatunk elő.

Teljesen nyilvánvaló, hogy a nyaláb bármely pontjában minden időpillanatban egynél több foton találati valószínűsége zérus. Ha ugyanis lenne olyan pont mondjuk r távolságra az atomtól, ahol ez a találati valószínűség nem zérus, akkor r/c idővel korábban az atomnak zérustól különböző valószínűséggel kellett volna egynél több fotonot emittálnia. De az atom csak alapállapotban és első gerjesztett állapotban tartózkodhat, ezért minden időpillanatban legfeljebb egyetlen foton emissziójára képes. Ebből következik, hogy jó időfelbontásnál, amikor a cellák térirányú méretét kicsire választhatjuk, a fotonok eloszlása $v_a(n)$ típusú.

Ha szemmel tudnánk tartani egy termikus fényforrás egyetlen atomját és ráadásul biztosítani tudnánk, hogy az atomnak csak az első nívója gerjedhessen, akkor fotonritkulást mutató fényt nyernénk. Ez a feladat azonban technikailag megvalósíthatatlan. A gyakorlatilag is keresztülvihető gerjesztési módot a rezonancia-fluoreszcenciában találjuk meg.

A rezonancia-fluoreszcencia jelenségét akkor figyelhetjük meg, amikor egy atomot valamelyik kvantumállapotának megfelelő vagy ahhoz közeli frekvenciájú fényrel gerjesztjük. Problémánk szempontjából a rezonancia-fluoreszcenci-

ának az a változata érdekes, amikor a gerjesztő fény ν frekvenciájú lézersugár, amelyet klasszikus monokromatikus síkhullámnak tekintünk.

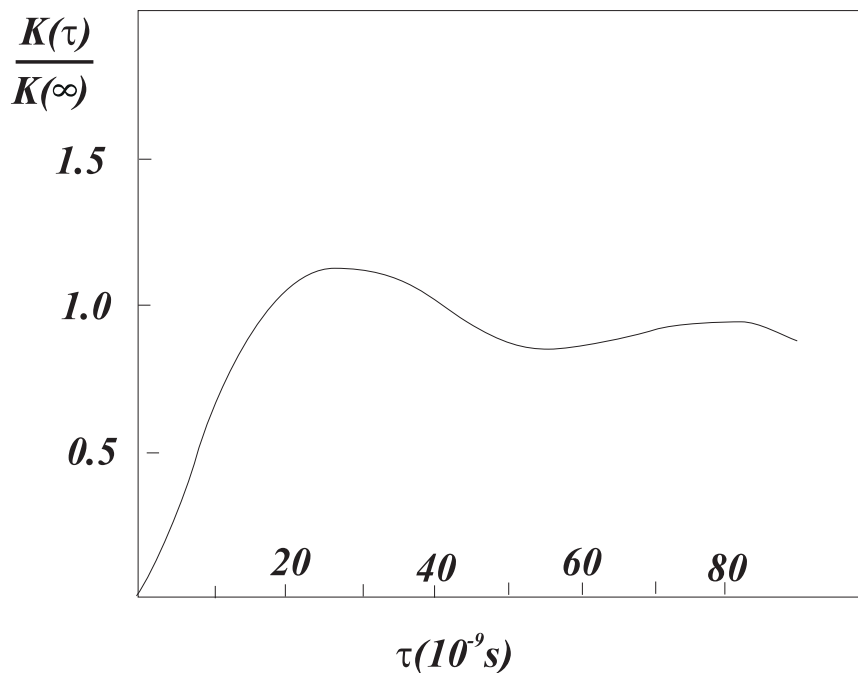
Feledkezzünk meg egy pillanatra arról, hogy az atom $h\nu$ energiájú első gerjesztett állapotából spontán bomlással átmehet az alapállapotba és azt kérdezzük, milyen valószínűséggel találjuk különböző időpillantokban az első gerjesztett állapotban, ha $t = 0$ -ban alapállapotban volt. Egyszerű kvantummechanikai számítás erre a valószínűségre $\sin^2\left(\frac{\nu_R t}{4\pi}\right)$ -t ad, ahol ν_R — az úgynevezett Rabi-frekvencia, — a lézerfény amplitúdójával arányos mennyiség és sokkal kisebb, mint ν . Ebben a situációban tehát az atom $\bar{\nu} = \nu_R \ll \nu$ frekvenciával valóban periódikusan gerjesztett állapotba kerül.

A spontán emisszió lehetősége intenzív lézerfényel történő gerjesztésnél csak kevésbé változtat ezen a képen. Az emisszió véletlenszerű, stochasztikus természetű abban fog jelentkezni, hogy a gerjesztés nem lesz pontosan periódikus, hanem tartalmazni fog egy kis véletlenszerű frekvenciamodulációt. Gyenge gerjesztő térben viszont a spontán emisszió fog dominálni és az atom csak igen kis valószínűséggel lesz található a gerjesztett állapotban. Akármelyik esetről legyen is szó, az atom stacionér módon, valamilyen $\bar{\nu}$ átlagfrekvenciával ingadozni fog az alapállapot és az első gerjesztett állapot között és ennek következtében az általa kibocsátott fluoreszcens fénynek fotonritkulást kell mutatnia.

A lézerfényel gerjesztett rezonancia-fluoreszcencia jelenségét a szakaszokra bontással operáló kváziklasszikus képnél lényegesen pontosabban lehetett végigszámolni [7], ezért a $K(\tau)/K(\infty)$ függvényt a τ tengelyen mindenütt ismerjük a gerjesztő lézersugár széles intenzitástartományában. Egy ilyen görbét láthatunk a 6.ábrán, amely alacsony intenzitású gerjesztésnek felel meg. A számítások szerint a teljes fotonritkulás $K(0) = 0$ feltétele valóban teljesül minden intenzitásnál.

A 7.ábra a mérési eredményeket tünteti fel [8] olyan gerjesztésnél, amely mellett a 6.ábra görbéjét számították. A mérési adatok szerint széles τ tartományban a $K(0)/K(\tau)$ arány határozottan kisebb 1-nél, ezért a fluoreszcens nyáláb bizonyosan nem tekinthető klasszikus sugárzási térnek. A kísérleti pontok azonban lényegesen eltérnek az elméleti várakozástól. Egyáltalán nem mutatják például a fotonritkulás jelenségét, mert a koincidenciaszám sehol sem csökken szignifikáns mértékben a $\tau \rightarrow \infty$ -nél leolvasható véletlen koincidenciák szintje alá. A kísérletben valószínűleg nem sikerült teljes mértékben biztosítani azt, hogy a berendezés látómezőjében mindig csak egyetlen atom tartózkodjék. Az elmélet és a kísérlet eltérésének ezt a magyarázatát támogatja az a körülmény, hogy ha az elméleti görbét korrigáljuk az atomok számának a fluktuációjára, akkor a 7.ábrán felrajzolt görbét kapjuk, amely már gyakorlatilag áthalad a kísérleti pontokon.

A rezonancia-fluoreszcenciában keletkező fény vizsgálatának ezek a jelentős új elméleti és kísérleti eredményei inspirálták ennek az esszének a megírását. Kezdenek negyedszázaddal az első fotonkoincidencia-kísérletek után végre sikerült olyan fénynyalábot találni és megvizsgálni, amely a $K(0)/K(\tau)$ arányra alapozott kritérium szerint sem lehet klasszikus, bár kifejezetten fotonritkulást mutató fény előállítására még várat magára. Némi kielégületlenség azonban mégis marad

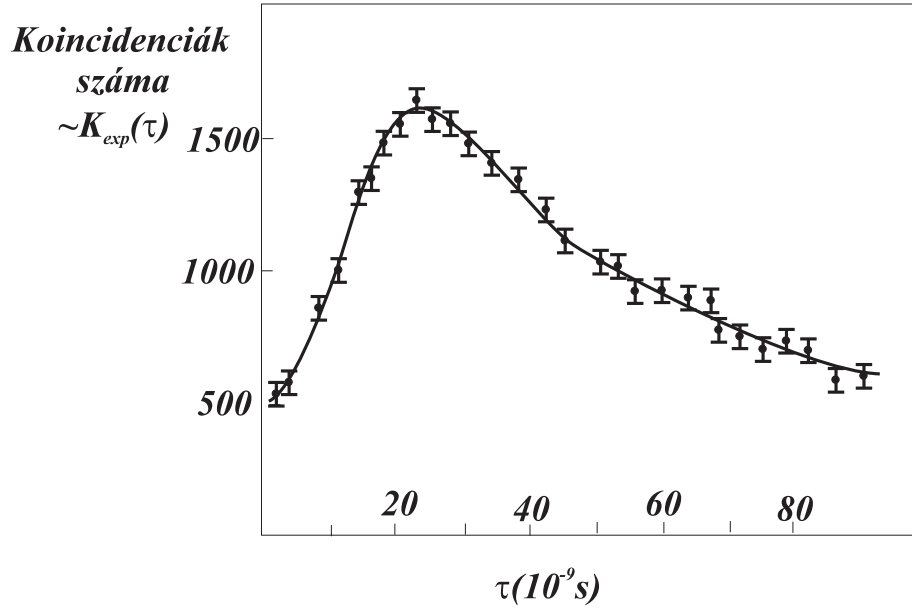


6. ábra.

az emberben amiatt, hogy a fluoreszcens nyaláb, mivel csak egyetlen atom sugárzását szabad tartalmaznia, szükségképpen rendkívül gyenge. Ha a kétfotonos abszorpció módszerével sikerül majd nem klasszikus nyalábot előállítani, annak az intenzitása is korlátozott lesz. Mindkét esetben a nyaláb gyengesége a konkrét elkészítési eljárás következménye. Lehetséges-e valamilyen módon „igazi” intenzív nemklasszikus fénynyalábot előállítani, amely még fotonritkulást is mutat? És valóban látunk-e interferenciacsíkokat, ha egy ilyen nyalábot a Michelson-féle interferométerrel vizsgálunk meg? Egyszer talán ezekre a kérdésekre is választ kapunk majd.

Függelék

A $K(0)/K(\infty)$ arány kvantumelektrodinamikai tárgyalását a nyaláb $l = 2c\tau_f$ hosszúságú szakaszokra történő felbontására és a $v(n)$ eloszlásfüggvényre alapoztuk, amely azt mutatja meg, hogy milyen valószínűséggel található n foton az l hosszúságú szakaszon. Ez a kép egyszerűvé tette a tárgyalást, de komoly korlátozást is jelent: A $K(\tau)/K(\infty)$ függvényt csak egyetlen pontban, $\tau = 0$ -nál lehetett vele meghatározni. A kvantumelektrodinamika apparátusa természetesen lehetővé teszi a $K(\tau)/K(\infty)$ függvény kiszámítását a teljes τ tartományban, és a számítás elvégzéséhez a nyaláb szakaszokra bontása és a $v(n)$ függvény bevezetése nem szükséges. Ezt a számítási eljárást azonban —



7. ábra.

technikai bonyolultsága miatt, — nincs módunkban ismertetni.

Egyszerűsített tárgyalásmódunknak egy másik problémája az, hogy a $v(n)$ függvény alakja általában függ a τ_f felbontási időtől, ill. a szakaszok l hosszúságától. Ezt a következő módon lehet belátni:

Növeljük meg τ_f -t $z\tau_f$ -re, ahol — az egyszerűség kedvéért — z (pozitív) egész szám. Az új szakaszok hossza zl lesz. Jelöljük az új, zl hosszúságú szakaszokra vonatkozó fotoneloszlást $v_z(n; \bar{n})$ -el. Ebben a jelölésben — amelyben az eredeti $v(n)$ eloszlásunk $v_1(n; \bar{n})$ -el egyezik meg, — külön feltüntettük az \bar{n} átlagértéket, amely az eredeti eloszlás paramétere.

Tegyük fel, hogy a különböző szakaszokon a fotonok függetlenek egymástól. Ekkor

$$v_z(n; \bar{n}) = \sum_{n_1=0}^{\infty} \sum_{n_2=0}^{\infty} \cdots \sum_{n_z=0}^{\infty} v(n_1) \cdot v(n_2) \cdots v(n_z) \quad (29)$$

$$(n_1 + n_2 + \cdots + n_z = n)$$

A $v_z(n; \bar{n})$ eloszlás generátor függvénye

$$G_z(x; \bar{n}) = \sum_{n=0}^{\infty} x^n v_z(n; \bar{n}).$$

Ide (29)-t beírva a

$$G_z(x; \bar{n}) = \sum_{n_1=0}^{\infty} x^{n_1} v(n_1) \cdot \sum_{n_2=0}^{\infty} x^{n_2} v(n_2) \cdots \sum_{n_z=0}^{\infty} x^{n_z} v(n_z)$$

képletre jutunk, amelyben az egyes n_i -kre veendő összegzést már semmi sem korlátozza. Ezért (17) alapján

$$G_z(x; \bar{n}) = [G_1(x; \bar{n})]^z, \quad (30)$$

ahol $G_1(x; \bar{n}) = G(x)$.

A $v(n)$ eloszlás alakja akkor független l -től, ha z szakaszt egyetlen szakasszá egyesítve a $v(n)$ függvényben csak annyi változás történik, hogy \bar{n} értéke $z\bar{n}$ -re nő. Ez a kritérium a generátorfüggvény nyelvén megfogalmazva a következő:

$$G_z(x; \bar{n}) = G_1(x; z\bar{n}),$$

ami (30) felhasználásával a

$$[G_1(x; \bar{n})]^z = G_1(x; z\bar{n}) \quad (31)$$

alakban is felírható.

A Poisson-eloszlás $G_{p1}(x; \bar{n}) = e^{(x-1)\bar{n}}$ generátorfüggvénye eleget tesz ennek a relációnak, a termikus eloszlás $G_{T1}(x; \bar{n}) = \frac{1}{1+(1-x)\bar{n}}$ generátorfüggvénye és a $G_{a1}(x; \bar{n}) = 1 - \bar{n} + \bar{n}x$ generátorfüggvény azonban nem. Ez azzal a következménnyel jár, hogy külön meg kell vizsgálnunk, milyen τ_f mellett érvényesek valójában azok a megfontolásaink, amelyek a $v_a(n)$, ill. a $v_T(n)$ eloszlású nyalábra vonatkoztak.

A (30) és a (31) képlet levezetésénél felhasználtuk, hogy az egymás utáni l hosszúságú szakaszok betöltése független egymástól. Ez a feltevés csak akkor teljesül, ha a nyalábot jellemző l_c korrelációs hossz kisebb l -nél. Az l_c -t a korábban már bevezetett τ_c korrelációs idővel az $l_c = c\tau_c$ képlet kapcsolja össze. Mivel továbbá $l = 2c\tau_f$, a (30) képlet bizonyosan érvényes akkor, ha a τ_f felbontási idő lényegesen nagyobb a τ_c korrelációs időnél. Ha tehát arra vagyunk kíváncsiak, hogy milyen lesz a $K(0)/K(\infty)$ arány $\tau_f \gg \tau_c$ -nél, akkor ennek a kérdésnek a megválaszolásához felhasználhatjuk (30)-t. Csak annyit kell tennünk, hogy (24) jobboldalán az átlagértékeket a $v_z(n; \bar{n})$ eloszlás alapján számítjuk ki és a végeredményben z -vel végtelenhez tartunk.

A $v_z(n; \bar{n})$ -el számított átlagértékeket a $\langle \rangle$ zárójellel jelöljük, a felülhúzást a $v(n)$ szerinti átlagnak tartjuk fenn. A (19) és a (20) mintájára írhatjuk, hogy

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n v_z(n; \bar{n}) = \left(\frac{dG_z(x; \bar{n})}{dx} \right)_{x=1}$$

$$\langle n(n-1) \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n(n-1) v_z(n; \bar{n}) = \left(\frac{d^2 G_z(x; \bar{n})}{dx^2} \right)_{x=1}.$$

A jobboldalon $G_z(x; \bar{n})$ helyébe (30) alapján $[G_1(x; \bar{n})]^z$ -t helyettesíthetünk. A deriválásokat elvégezve és a (18)-(19) képleteket felhasználva a következő eredményre jutunk:

$$\begin{aligned}\langle n \rangle &= z \left[(G(x))^{z-1} \frac{dG(x)}{dx} \right]_{x=1} = z\bar{n}, \\ \langle n(n-1) \rangle &= z(z-1) \left[(G(x))^{z-2} \frac{dG(x)}{dx} \right]_{x=1} + z \left[(G(x))^{z-1} \frac{d^2G(x)}{dx^2} \right]_{x=1} = \\ &= z(z-1)\bar{n} + z\overline{n(n-1)}.\end{aligned}$$

Ezeket a kifejezéseket a (24) mintájára felírt

$$\frac{K(0)}{K(\infty)} = \frac{\langle n(n-1) \rangle}{\langle n \rangle^2}$$

képletbe írva azt találjuk, hogy

$$\frac{K(0)}{K(\infty)} = 1 + \frac{1}{z} \left(\frac{\overline{n(n-1)}}{\bar{n}^2} - 1 \right).$$

Rossz felbontás esetén, amikor $\tau_f \gg \tau_c$, a z nagyon nagy és így ebben a határesetben $K(0)/K(\infty) \rightarrow 1$. Ez a Poisson-eloszlásra jellemző érték. Nagyon hosszú szakaszokon tehát a fotoneloszlás Poisson-típusú ⁷.

A $\tau_f < \tau_c$ tartományban a (30) képlet nem érvényes, mert az egymás utáni nyalábszakaszok betöltése nem független egymástól. Ezért nem tudjuk, hogy amikor τ_f -t ebben a tartományban változtatjuk, változik-e egyáltalán a $v(n)$ eloszlásfüggvény. Logikus azt várni, hogy legalább is az $l < a_c$ tartományban, amelyet a fotonok a_c nyalábmenti kiterjedése határoz meg, a $v(n)$ típusa praktikusan független τ_f -től. Ez a stabil eloszlás az, amelyet meggondolásaink során szem előtt tartottunk, ezért következtetéseink — a (24) és a (27) képlet például, — jó időfelbontás mellett érvényesek.

IRODALOM

- [1] L. Jánossy, *Acta Physica Hung.* **1** 423, (1952)
- [2] A. Ádám, L. Jánossy, P. Varga, *Acta Physica Hung.* **4** 301 (1955)
- [3] R. Hanbury-Brown and R. Q. Twiss, *Nature* **177** 27, (1956)
- [4] Györgyi Géza, *Fizikai Szemle* **12** 146, (1962)
- [5] N. Chandra and H. Prakash, *Phys. Rev.* **A1** 1696 (1970)
- [6] H. D. Simaan and R. Loudon, *J. Phys.* **A8** 539 (1975)

⁷A rossz felbontás volt az oka annak, hogy Jánossy és munkatársai kísérletében nem jelent meg $\tau = 0$ -nál csúcs a $K(\tau)/K(\infty)$ görbén.

- [7] H. J. Kimble and L. Mandel, *Phys. Rev.* A13 2123 (1976)
- [8] M. Dagenais and L. Mandel, *Phys. Rev.* **A18** 2217 (1978)