

MACIEJ KOZIEROWSKI, RYSZARD TANAS, STANISLAW KIELICH

## O ROZGRUPOWANIU FOTONÓW I STANACH ŚCIEŚNIONYCH POLA ELEKTROMAGNETYCZNEGO

### ON PHOTON ANTIBUNCHING AND SQUEEZED STATES OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD

The achievements of quantum electrodynamics in the field of photon antibunching and squeezed states of the electromagnetic field are reviewed.

#### 1. WSTĘP

Druga połowa lat ostatniej dekady przyniosła kolejne ożywienie dyskusji nad naturą światła, dostarczając nowych argumentów za jego naturą kwantową. Prace teoretyczne były poświęcone poszukiwaniom możliwości wytworzenia światła o rozgrupowanych fotonach (photon antibunching), ukończonymi których był pionierski eksperyment Kimble'a i innych /1/, potwierdzający ten czyste kwantowy efekt dla fluorescencji rezonansowej pojedynczych atomów sodu (patrz także Walls /2/).

Klasyczna teoria pola i jej modyfikacje w postaci teorii półklasycznej i neoklasycznej opisują prawidłowo wszystkie procesy optyczne związane z funkcjami korelacji pola pierwszego rzędu. Z punktu widzenia mechaniki kwantowej procesy te mogą być opisane w terminach interferencji amplitud prawdopodobieństwa pojedynczego fotonu. Do tej grupy zjawisk należy doświadczenie Younga. Obraz prążków interferencyjnych jest analogiczny z obrazem przewidywanym klasycznie. Stąd też doświadczenie Younga nie może ujawnić kwantowej natury światła, i wszystkie próby zmierzające w tym kierunku okazały się bezskuteczne, nawet z użyciem światła o tak małej intensywności, że średnio tylko jeden foton padał w jednostce czasu na ekran.

Możliwość obserwacji struktury fotonowej światła dają badania wyższego rzędu funkcji korelacji pola. Pierwsze doświadczenia, których opis wymaga udziału więcej niż jednego fotonu przeprowadzili Adam i inni /3/, a rozwój zapoczątkowanej przez nich dziedziny - noszącej dzisiaj miano spektroskopii korelacji intensywności - zawdzięczamy Hanbury-Brownowi i Twissowi (HBT) /4/. W eksperymentach tego typu stosuje się płytkę dzielącą promień świetlny oraz dwa fotodetektory z których sygnały zostają zdudnione w korelatorze. Wyniki interpretuje się za pomocą funkcji korelacji drugiego rzędu lub stopnia spójności drugiego rzędu. Klasyczna

teoria pola i jej modyfikacje nie wyjaśniają wszystkich wyników doświadczalnych, a konkretnie ujemnego efektu HBT lub, co na jedno wychodzi, wartości stopnia spójności drugiego rzędu mniejszej od jedności. Efekt taki nazywa się rozgrupowaniem fotonów, lub ogólniej - antykorelacją fotonów. Światło z rozgrupowanymi fotonami nie ma swojego odpowiednika klasycznego. W ujęciu klasycznym mianowicie, efekt HBT może być co najwyżej zerowy, jako odpowiadający brakowi korelacji intensywności, a co ma miejsce dla światła spójnego o stałej intensywności. W ujęciu kwantowym odpowiedź w doświadczeniu HBT jest proporcjonalna do odchylenia statystyki fotonów od statystyki Poissona, odpowiadającej fotonom spójnym. Ujemny efekt HBT wiąże się więc z redukcją fluktuacji liczby fotonów poniżej ich wartości średniej. Oznacza to deficyt koincydencji zliczeń fotonów w porównaniu z koincydencjami przypadkowymi fotonów spójnych; deficyt zmniejsza się wraz z czasem opóźnienia. Gdybyśmy w sposób najprostszzy zobrazowali fotony jako klasyczne cząstki punktowe, powyższe oznaczałoby uporządkowanie fotonów w sensie wyrównywania odległości między nimi, a maksymalnie ujemny wynik w doświadczeniu HBT odpowiadałby fotonom idealnie równo oddzielonym jeden od drugiego.

Powszechnie używane źródła (w tym lasery) emitują światło mające swój odpowiednik klasyczny. Fluktuacje klasyczne liczby emiterów źródła maskują własności kwantowe wysłanego promieniowania. Z punktu teoretycznego najdobitniejszym dowodem słuszności elektrodynamiki kwantowej byłoby stworzenie źródła jednostkowego, np. jon w pułapce, wzbudzanego zderzeniowo i przeprowadzenie doświadczenia korelacyjnego dla fotonów emitowanych spontanicznie w pojedynczych, kontrolowanych aktach. W ścisłym związku z emisją spontaniczną pozostaje wspomniana już fluorescencja rezonansowa atomu dwupoziomowego wzbudzanego w sposób ciągły światłem spójnym /5,6/. Możliwość otrzymania takich pól nieklasycznych jest również oferowana przez całą gamę procesów nieliniowego oddziaływania światła z materią - przede wszystkim spójnego /7-30/, a których przegląd można znaleźć w pracach /31-35/. Trzeba podkreślić, że wielu autorów nie zwróciło w ogóle uwagi na rozgrupowanie fotonów choć zawiera się ono w ich wynikach. Czasami wręcz mylnie interpretowano wyniki; tak zaskakującym okazał się ten efekt.

Światło z rozgrupowanymi fotonami nie jest jedynym wykazującym własności nieklasyczne. Ostatnio szczególne zainteresowanie wzbudza poszukiwanie tzw. stanów ścięśnionych pola elektromagnetycznego (squeezed states) /47-64/. Ogólnie rzecz biorąc, stany ścięśnione wiążą się z obniżeniem dyspersji jednej z niekomutujących wielkości poniżej minimalnej wartości pierwiastka iloczynu ich nieoznaczoności, tj. wartości odpowiadającej znakowi równości w zasadzie nieoznaczoności. Oczywiście fluktuacje drugiej z tych wielkości wzrastają, nie naruszając zasady nieoznaczoności. Należy zaznaczyć, że chodzi tu o wielkości fizyczne o tym samym wymiarze.

Podstawowymi operatorami pola elektromagnetycznego są niehermitowskie

operatory kreacji i anihilacji fotonu. Ich odpowiednie kombinacje liniowe, odpowiadające zmiennym kanonicznym, są już hermitowskie i reprezentują konkretne obserwabla, będąc przy tym wielkościami o tym samym wymiarze. Zmienne kanoniczne opisują pośrednio fazowe własności kwantowe pola. Stany ścięśnione pola wiążą się więc z falowym obliczem fotonów. W doświadczeniach typu korelacyjnego zlicza się fotony. Traci się w ten sposób informację o własnościach fazowych. Jak więc mierzyć stany ścięśnione? Mandel /66/ pokazał, że światło o polu w stanie ścięśnionym należy zdudnić z silną wiązką światła spójnego o tej samej częstotliwości i badać fluktuacje liczby fotonów pola wypadkowego. W doświadczeniu HBT powinno się wtedy stwierdzić antykorelację fotonów. Metodą pomiaru stanów ścięśnionych zaproponowali również Shapiro i in. /65/.

Minimum nieoznaczoności zmiennych kanonicznych pola elektromagnetycznego występuje dla światła spójnego, jako tego, którego opis kwantowy jest najbardziej zbliżony do opisu klasycznego. Nasuwa się wniosek, że możliwości wytworzenia pól nieklasycznych o stanach ścięśnionych należy szukać w odpowiednich procesach oddziaływania światła spójnego z materią. Chociaż obie własności: rozgrupowanie fotonów i „ścięśnienie” są tego samego pochodzenia kwantowego oraz zostają wytworzone niemalże w tych samych procesach, nie istnieje między nimi ogólny związek. Są odzwierciedleniem dualnej natury fotonów, odpowiednio korpuskularnej i falowej. Przykładowo, maksymalny efekt rozgrupowania fotonów jest oczekiwany dla pola w czystym stanie n-fotonowym. Dla takiego pola dyspersja żadnej z wielkości kanonicznych nie maleje poniżej wspomnianej wartości granicznej. Mając określoną liczbę fotonów, tracimy zupełnie informacje o fazie pola. Jeśli chodzi o mechanizm wytwarzania, to z kolei proces nieliniowej zmiany współczynnika załamania światła (oscylator anharmoniczny), jako proces typowo fazowy, prowadzi do pola elektromagnetycznego w jakimś stanie ścięśnionym, a którego fotony nie są rozgrupowane. W większości zjawisk nieliniowego oddziaływania światła z materią należy jednak oczekiwać zmian obu własności pola. Stąd też często rozgrupowanie fotonów i stany ścięśnione są rozcentrowane łącznie.

## 2. ROZGRUPOWANIE FOTONÓW

Sygnal wyjściowy w doświadczeniu korelacyjnym HBT jest proporcjonalny do następującej wielkości:

$$\text{HBT} = G^{(2)}(\vec{r}_1 t_1, \vec{r}_2 t_2, \vec{r}_2 t_2, \vec{r}_1 t_1) - G^{(1)}(\vec{r}_1 t_1, \vec{r}_1 t_1) G^{(1)}(\vec{r}_2 t_2, \vec{r}_2 t_2) \quad (1)$$

gdzie ogólnie

$$G^m(\vec{r}_1 t_1, \dots, \vec{r}_m t_m, \vec{r}_m t_m, \dots, \vec{r}_1 t_1) = \langle E^{(-)}(\vec{r}_1 t_1) \dots E^{(-)}(\vec{r}_m t_m) E^{(+)}(\vec{r}_m t_m) \dots E^{(+)}(\vec{r}_1 t_1) \rangle \quad (2)$$

jest  $m$ -tego rzędu funkcją korelacji pola, a  $E^{(-)}$  i  $E^{(+)}$  jego składowymi o ujemnej i dodatniej częstości. W mechanice kwantowej rozpatruje się je jako operatory, opisujące odpowiednio kreację i anihilację fotonu. Funkcja korelacji określona powyżej nazywa się wtedy uporządkowaną normalnie; operatory kreacji stoją na lewo od operatorów anihilacji. W opisie klasycznym  $E^{(-)}$  i  $E^{(+)}$  są zwykłymi liczbami zespolonymi.

W postaci znormalizowanej, tj. po podzieleniu przez iloczyn  $G^{(1)}(\vec{r}_1 t_1, \vec{r}_1 t_1) G^{(1)}(\vec{r}_2 t_2, \vec{r}_2 t_2)$ , wyrażenie (1) przyjmuje postać:

$$HBT_n = g^{(2)}(\vec{r}_1 t_1, \vec{r}_2 t_2, \vec{r}_2 t_2, \vec{r}_1 t_1) - 1 \quad (3)$$

gdzie  $g^{(2)}$  jest stopniem spójności drugiego rzędu. Dla pól stacjonarnych  $g^{(2)}$  zależy tylko od czasu opóźnienia, tj. od różnicy  $t_1 - t_2 = \tau$ . Kwantowo,  $g^{(2)}(\tau)$  jest miarą prawdopodobieństwa zarejestrowania jednego fotonu w chwili  $t$  oraz drugiego w chwili  $t+\tau$ ; klasycznie zaś  $g^{(2)}$  jest miarą korelacji intensywności w chwili  $t$  i w chwili o  $\tau$  późniejszej.

Szczególnie prostą postać przyjmuje  $g^{(2)}$  dla pola jednomodowego i czasu opóźnienia  $\tau=0$ . Wyraża się wtedy przez średnią liczbę fotonów  $\langle n \rangle$  i ich wariancję  $\langle (\Delta n)^2 \rangle$ :

$$g^{(2)}(0) = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle^2} = 1 + \frac{\langle (\Delta n)^2 \rangle - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2} \quad (4)$$

lub klasycznie, przez średnią intensywność  $\langle I \rangle$  i jej wariancję  $\langle (\Delta I)^2 \rangle$ :

$$g_{kl}^{(2)}(0) = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2 = 1 + \langle (\Delta I)^2 \rangle / \langle I \rangle^2 \quad (5)$$

Podobnie jak dla cząstek gazu klasycznego w stanie równowagi termodynamicznej, rozkład liczby fotonów w modzie światła spójnego jest poissonowski. Oznacza to, że  $\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle$  oraz  $g^{(2)}(0) = 1$ . Światło spójne emitują idealnie stabilizowane lasery. W ogólności, dla światła spójnego  $g^{(2)}(\tau) = 1$ . Oznacza to brak korelacji w przybywaniu fotonów do detektorów i w ich rejestracji. Innymi słowy, fotony padają na detektory przypadkowo, jak krople deszczu. Powyższe wartości  $g^{(2)}$  otrzymuje się też klasycznie, przy założeniu stałej intensywności, tj.  $\langle (\Delta I)^2 \rangle = 0$ . W tym przypadku  $g_{kl}^{(2)}(\tau) = 1$  oznacza brak korelacji intensywności. W obu podejściach otrzymujemy więc zerowy efekt HBT.

Dla światła chaotycznego, pochodzącego od źródeł konwencjonalnych i znajdujących się w stanie równowagi termodynamicznej (np. ciało doskonale czarne), rozkład liczby fotonów w modzie jest geometryczny, tzn.  $\langle (\Delta n)^2 \rangle = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle$ . Nietrudno zauważyć, że wtedy  $g^{(2)}(0) = 2$ . Klasycznie światło chaotyczne to światło o fluktuującej przypadkowo intensywności:  $\langle (\Delta I)^2 \rangle = \langle I \rangle^2$ , i stąd również  $g_{kl}^{(2)}(0) = 2$ . Aby rozpatrzeć zależność czasową wyrażeń (4) i (5), należy wziąć pod uwagę pro-

mieniowanie wielomodowe. Wtedy  $g^{(2)}(\tau) = 1 + |g^{(1)}(\tau)|^2$ . Przy tym stopień spójności pierwszego rzędu  $g^{(1)}(\tau)$  maleje od 1 dla  $\tau = 0$  do 0 dla opóźnień  $\tau$  znacznie dłuższych od czasu spójności  $\tau_c$  ( $\tau \gg \tau_c$ ).  $\tau_c$  określa się odwrotnością szerokości linii widmowej. W konsekwencji, prawdopodobieństwo rejestracji dwóch fotonów dla  $\tau=0$  jest dwa razy większe od tegoż dla długich czasów opóźnienia  $\tau \gg \tau_c$ . Oznacza to tendencję fotonów do przybywania parami, lub ogólniej grupami (co wynika z analizy spójności wyższych rzędów) i nazywa się efektem grupowania się fotonów (photon bunching). Mandel /68/ wiąże to z efektywnym przekrywaniem się funkcji falowych fotonów (bozonów), znajdującym się w stanie równowagi termicznej. Efekt HBT jest teraz dodatni ( $HBT > 0$ ) w interwałach czasowych krótkich w porównaniu z  $\tau_c$  i dąży do zera dla  $\tau \gg \tau_c$ .

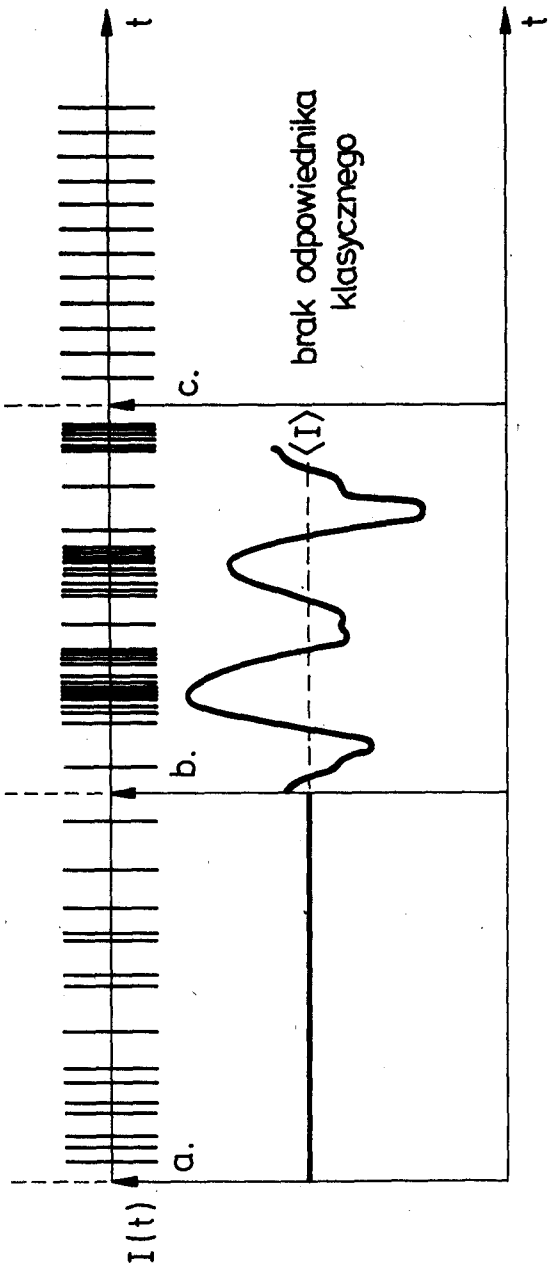
Z definicji klasycznej (5) widzimy, że wobec warunku  $\langle (\Delta I)^2 \rangle \gg 0$  minimalna wartość stopnia spójności drugiego rzędu wynosi:  $g_{kl}^{(2)}(0)_{\min} = 1$ , co oczywiście odpowiada światłu spójnemu.

Z definicji kwantowej (4) wynika natomiast, że w określonych przypadkach  $g^{(2)}(0)$  może być mniejsze od jedności. Ta sytuacja ma miejsce dla pól o rozkładzie liczby fotonów węższym od rozkładu Poissona dla światła spójnego. Wtedy bowiem  $\langle (\Delta n)^2 \rangle < \langle n \rangle$ . Ujmując ogólniej, liczba koincydencji zliczeń jest dla  $\tau=0$  nie większa niż dla pozostałych czasów opóźnienia, tj.  $g^{(2)}(0) \leq g^{(2)}(\tau) < 1$ , i otrzymujemy ujemny efekt HBT. To zjawisko jest dokładnie przeciwstawne efektowi grupowania się fotonów w świetle chaotycznym, i otrzymało nazwę rozgrupowywania się fotonów. Ujemny efekt HBT nie może być zinterpretowany na gruncie klasycznej teorii pola. Innymi słowy, światło z rozgrupowanymi fotonami nie ma odpowiednika klasycznego.

Z maksymalnym rozgrupowaniem fotonów mielibyśmy do czynienia wtedy, gdyby były one w przestrzeni równo odległe jeden od drugiego. W przypadku światła jednomodowego odpowiada to polu wzbudzonemu w czysty stan n-fotonowy. Prawdopodobieństwo zliczeń jednoczesnych dla takiego pola nie zależy od czasu  $\tau$

$$g^{(2)}(\tau) = g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n} \quad (6)$$

Jeśli mamy taki stan pola, że w każdym interwale pomiarowym pojawia się tylko jeden foton, to z równania (6) wynika  $g_{\min}^{(2)}(\tau) = 0$ . Lecz ten przypadek jest oczywisty bez żadnych formuł matematycznych. Niech jeden foton pada na płytkę dzielącą. Z określonym prawdopodobieństwem przejdzie on, lub zostanie odbity przez płytkę, i zarejestrowany w jednym lub drugim detektorze. Foton przedstawia najmniejszą z możliwych, niepodzieloną strukturę i nie może zostać „rozłupany” przez płytkę dzielącą. Stąd też zostanie zlokalizowany tylko w jednym z detektorów, a sygnał z korelatora będzie równy zero. Tego przypadku nie można wyjaśnić na gruncie ciągłej fali klasycznej, czy ciągów falowych o energii  $\hbar\omega$  każdy (teoria neoklasyczna). Każda bowiem fala (także ciąg) może rozdzielić się na



Rys.1. Rozkład czasu przybywania fotonów do detektora i odpowiadająca temu intensywność światła: a) światło spójne (rozkład chaotyczny), b) światło chaotyczne (w grupach), c) światło o maksymalnie rozgrupowanych fotonach (rozkład równomierny)

Fig.1. Distribution of photon arrival times and of corresponding intensity: a) coherent light (chaotic distribution), b) chaotic light (in clusters), c) complete photon antibunching (uniform distribution)

plytce półprzepuszczalnej na dwie w przybliżeniu równe części o energii  $\hbar\omega/2$ . Może więc zdarzyć się, że korelator zarejestruje jednocześnie sygnały z obu, symetrycznie rozmieszczonych detektorów, o ile oczywiście energia  $\hbar\omega/2$  będzie dostateczna do jonizacji atomu detektora i uwolnienia fotoelektronu. W ten sposób sygnał wyjściowy z korelatora będzie różny od zera.

Inny sposób wyróżnienia pól nieklasycznych o rozgrupowanych fotonach wiąże się z możliwością określenia reprezentacji  $P(\xi)$  Glaubera-Sudershana. Ogólnie, zarówno w podejściu klasycznym, jak i kwantowym w reprezentacji stanów koherentnych  $|\xi\rangle$  mamy formalne podobieństwo średniowań w funkcjach korelacji pola:

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{\int P(\xi) \{|\xi|^2 - \langle |\xi|^2 \rangle\}^2 d\text{Re} \xi d\text{Im} \xi}{\langle |\xi|^2 \rangle^2} \quad (7)$$

gdzie  $\xi$  jest wartością własną (amplitudą zespoloną) operatora  $E^{(+)}$ :  $E^{(+)}|\xi\rangle = \xi|\xi\rangle$ . W przypadku klasycznym  $P(\xi)$  jest zwykłą funkcją rozkładu prawdopodobieństwa amplitudy zespolonej. W ujęciu kwantowym  $P(\xi)$  gra w ogólności rolę quasi-prawdopodobieństwa. Mianowicie, dla pól bez odpowiedników klasycznych, aby zachodziła nierówność:  $g^{(2)}(0) < 1$  funkcja  $P(\xi)$ , jak wynika z (7), nie może być dodatnio określona, a więc nie może być funkcją rozkładu prawdopodobieństwa. Stąd też nosi ona miano funkcji quasi-prawdopodobieństwa.

### 3. STANY ŚCIEŚNIONE POLA

W teorii klasycznej pola amplitudę zespoloną można przedstawić prosto w postaci iloczynu amplitudy rzeczywistej i czynnika fazowego. Odpowiednikiem tego w teorii kwantowej byłoby rozdzielenie operatora anihilacji  $E^{(+)}$  na iloczyn operatorów amplitudy i fazy. Nie ma jednak jednoznacznego przepisu jak to uczynić; stąd też pewna dowolność w określeniu operatora fazy, który jednakże musi być hermitowski, aby przy przejściu granicznym do fizyki klasycznej faza kwantowa przechodziła w fazę klasyczną. W pewnym sensie zadość temu warunkowi czynią już liniowe kombinacje operatorów anihilacji i kreacji fotonu, stanowiące operatory zmiennych kanonicznych  $Q$  i  $P$ :

$$\begin{aligned} Q &= E^{(-)} + E^{(+)} \\ P &= i(E^{(-)} - E^{(+)}) \end{aligned} \quad (8)$$

Nie są one oczywiście operatorami fazy, lecz pośrednio od niej zależnymi. We wspomnianej reprezentacji stanów koherentnych  $|\xi\rangle$  elementy macierzowe operatorów (8) mają postać:

$$\langle \xi | Q | \xi \rangle = 2 \text{Re} \xi$$

$$\langle \xi | P | \xi \rangle = 2 \operatorname{Im} \xi \quad (9)$$

gdzie, przypomnijmy,  $\xi$  jest amplitudą zespoloną pola. Z zależności (9) wynika więc jasno, że obserwabla  $Q$  i  $P$  są w istocie zależne od fazy kwantowej pola i przesunięte wzajemnie o fazę  $\pi/2$ .

Operatory  $Q$  i  $P$  spełniają następujący związek komutacyjny:

$$[Q, P] = 2i \quad (10)$$

a stąd zasada nieoznaczoności przyjmuje dla nich postać:

$$\langle (\Delta Q)^2 \rangle \langle (\Delta P)^2 \rangle \geq 1 \quad (11)$$

Znak równości zachodzi dla pola w stanie koherentnym. Zgodnie z wcześniej wspomnianą definicją, ze stanem ścięśnionym pola będziemy mieli do czynienia, jeśli wariancja którejkolwiek z obserwabli spełnia warunek:

$$\langle (\Delta Q)^2 \rangle < 1 \quad \text{lub} \quad \langle (\Delta P)^2 \rangle < 1 \quad (12)$$

co oznacza zmalenie fluktuacji kwantowych jednej z tych obserwabli - zmniejszenie szumu kwantowego. Oczywiście, minimalna wartość tych wyrażeń wynosi zero. Wprowadzając w miejsce operatorów  $Q^2$  i  $P^2$  operatory  $:Q^2:$  i  $:P^2:$  o uporządkowanych normalnie operatorach kreacji i anihilacji fotonu (co przyjęto oznaczać symbolem  $:...:$ ), zamiast warunków (12) mamy:

$$\langle :(\Delta Q)^2: \rangle < 0 \quad \text{lub} \quad \langle :(\Delta P)^2: \rangle < 0 \quad (13)$$

Skorzystaliśmy przy tym z zależności  $\langle (\Delta Q)^2 \rangle = 1 + \langle :(\Delta Q)^2: \rangle$ , i takiej samej dla operatora  $P$ . Wykonując w powyższych warunkach średniowanie w reprezentacji stanów koherentnych, dostajemy:

$$\langle :(\Delta Q)^2: \rangle = 4 \int P(\xi) \{ \operatorname{Re} \xi - \langle \operatorname{Re} \xi \rangle \}^2 d \operatorname{Re} \xi d \operatorname{Im} \xi < 0 \quad (14)$$

$$\langle :(\Delta P)^2: \rangle = 4 \int P(\xi) \{ \operatorname{Im} \xi - \langle \operatorname{Im} \xi \rangle \}^2 d \operatorname{Re} \xi d \operatorname{Im} \xi < 0$$

W teorii klasycznej wariancje wielkości  $Q$  i  $P$  dane są wzorami analogicznymi do wyrażeń (14). Wariancja klasyczna nie jest ujemna, stąd mamy zawsze:

$$\langle (\Delta Q)^2 \rangle_{kl} \geq 0 \quad , \quad \langle (\Delta P)^2 \rangle_{kl} \geq 0 \quad (15)$$

W podejściu klasycznym funkcja  $P(\xi)$  jest określona dodatnio, przedstawiając zwykłą funkcję rozkładu prawdopodobieństwa. Aby więc pole było w jakimś stanie ścięśnionym - co wiąże się z brakiem odpowiednika klasycznego (warunki (14)) - funkcja kwantowa  $P(\xi)$  w reprezentacji Glaubera-Sudershana musi być ponownie określona ujemnie.



Rozgrupowanie fotonów i stany ścięśnione to własności pola związane nierozzerwalnie z kwantową naturą światła. Pierwszy z tych efektów jest przejawem jej korpuskularnego oblicza, podczas gdy drugi oblicza falowego fotonów. Obie własności wiążą się z maleniem fluktuacji kwantowych odpowiednio liczby fotonów i fazy. Światło o powyższych własnościach ma więc kapitalne znaczenie w łączności optycznej /48,69/ z uwagi na obniżenie poziomu szumów kwantowych. Obie własności wydają się też oferować sposobność przeprowadzenia doświadczeń w duchu „experimentum crucis” weryfikujących słuszność elektrodynamiki kwantowej. Pierwszy zresztą krok na tej drodze został już dokonany /1-2/.

#### 4. KRÓTKI PRZEGLĄD BADAŃ

Pojęcie rozgrupowania fotonów pojawiło się już w fundamentalnych pracach Glaubera /36/ o kwantowej teorii spójności pól optycznych. Mishkin i in. /37/ rozważyli możliwość doświadczalnego ujawnienia tego efektu przy zastosowaniu dostępnych wtedy detektorów promieniowania oraz pól z określoną liczbą fotonów. Te rozważania były wtedy jedynie czysto spekulatywnymi; nie znano jeszcze sposobu wytworzenia nieklasycznych pól optycznych. Teraz stały się rzeczywistością. Powstaje pytanie: które z doniesień o możliwości wytworzenia pól nieklasycznych należy uznać za pierwsze? Agarwal /7/ z obliczeń numerycznych dla wielofotonowego pochłaniania otrzymał wielkość  $\langle (\Delta n)^2 \rangle$  mniejszą od średniej liczby fotonów. Nie zwrócił jednak w ogóle uwagi na ten ważki fakt. W istocie, tylko świadomie zinterpretowany wynik można uznać za odkrycie teoretyczne. W tym sensie publikacja Chandry i Prakasha /8/ o rozgrupowaniu fotonów w absorpcji dwufotonowej, opublikowana zresztą miesiąc po pracy Agarwala /7/, musi być uznana za pierwszą. Jednakże to krótkie doniesienie nie zostało zauważone aż do momentu przeglądowej pracy Wallisa /2/, nawet przez specjalistów zajmujących się absorpcją wielofotonową. Ponadto autorzy kolejnych prac /9-14/, rozpatrując analitycznie bądź numerycznie inne zjawiska nieliniowe w aspekcie statystyki fotonów, też nie zwracali uwagi na efekt rozgrupowania zawarty w ich wynikach; często niezbyt poprawnie interpretowano wyniki sugerując, że światło pozostaje w przybliżeniu spójne po przejściu nieliniowego ośrodka.

Drugą z kolei pracą w której przewidziano efekt rozgrupowania fotonów był artykuł Stolera /15/ o parametrycznym wzmocnieniu subharmoniki przy pompowaniu klasycznym. Wyniki te zostały następnie pogłębione przez Peřinę i in. /20,21/. Autorzy ci rozważali przypadek zdegenerowanego i niezdegenerowanego wzmocnienia, tak z klasycznym jak i kwantowym pompowaniem oraz procesy wzmocnienia wyższych rzędów. Prócz efektu antykorelacji fotonów typu rozgrupowania (efekt dla jednego modu), może występować także antykorelacja między fotonami różnych modów. Tego typu efekt przewidzieli Miřta i Peřina /20/ dla fotonów modu pompującego i sygnałowego.

Badania statystyki światła w procesach nieliniowej absorpcji podjęto na nowo w 1975 roku /16,17,24/. Paul i in. /17/ oraz później Voigt i in. /17/ rozszerzyli wyniki na przypadek wielofotonowego pochłaniania, przy czym ci ostatni podali dokładne rozwiązanie analityczne problemu.

W 1976 roku pojawiły się niezależnie, w krótkim odstępie czasu, prace Charmichaela i Wallisa /5/ oraz Kimble'a i Mandela /6/ wskazujące na możliwość otrzymania światła nieklasycznego w zjawisku fluorescencji rezonansowej atomu dwupoziomowego. Kimble i in. /1/ potwierdzili te wyniki doświadczalnie. Z uwagi na fundamentalne znaczenie tego odkrycia zostało ono przyjęte z dużą dozą sceptycyzmu i poddane wnikliwemu osądowi. Wiązało się to z zaniedbaniem w interpretacji wyników doświadczenia fluktuacji liczby atomów w wiązce molekularnej. Te fluktuacje niszczą w istocie efekt rozgrupowania fotonów /38/, o czym zresztą pisał Wawilow /39/ - oczywiście w innym kontekście. Wątpliwości zostały wyjaśnione przez autorów eksperymentu oraz przeprowadzono kolejne doświadczenie potwierdzające ten czysto kwantowy efekt /40/. Süsse i in. /41/ celem eliminacji fluktuacji liczby atomów zaproponowali badanie fluorescencji rezonansowej pojedynczego atomu „uwięzionego” w sieci krystalicznej.

Apanasievich i Kilin /42/ pokazali, że we fluorescencji rezonansowej może mieć również miejsce efekt korelacji fotonów. Zachodzi to w przypadku silnego pola padającego dla fotonów składowych bocznych tripletu. Z kolei własności statystyczne promieniowania rozproszonego rezonansowo na atomie trójpoziomym przebadali Sobolewscy /43/. Agarwal i in. /44/, a następnie Ficek i in. /45/ przedyskutowali wpływ oddziaływań atomowych na efekt rozgrupowania fotonów.

W 1976 roku Kobierowski i Tanaś /18/ przewidzieli rozgrupowanie fotonów w zjawisku generacji drugiej harmonicznej światła. Otrzymali ujemny efekt HBT zarówno dla fotonów wiązki generowanej, jak i podstawowej. Następnie wspólnie z Kielichem /19/ uogólnili wyniki na przypadek generacji wyższych harmonicznych. Tanaś i Kielich /29/ wykazali ponadto istnienie tego efektu w zjawisku samoindukowanej rotacji optycznej.

Procesem którego opis jest formalnie identyczny z opisem niezdegenerowanego wzmocnienia parametrycznego jest ramanowskie rozpraszanie światła, za pomocą którego można również wytworzyć pole nieklasyczne. Na ten fakt zwrócił uwagę Simaan /24/, a następnie Trung i Schütte /46/ oraz Szlachetka i in. /25/. Peřinova i in. /25/ przewidzieli także ten efekt dla hiperramanowskiego rozpraszania światła.

Znacznie krótsza jest historia badań stanów ścięśnionych pola elektromagnetycznego. Nie odkryto dotąd tych stanów doświadczalnie choć podano sugestie jak to uczynić /65-67/. O stanach ścięśnionych pola w procesie wzmocnienia parametrycznego pisał już Stoler /47/. Właściwe jednak, ożywione zainteresowanie datuje się na 1981 rok kiedy to ukazała się praca Wallisa i Zollera /50/ dotycząca stanów ścięśnionych pola w procesie fluorescencji rezonansowej na pojedynczym atomie. Zapoczątkowała ona całą serię prac w tym temacie /49-64/.

W przypadku generacji drugiej harmonicznej światła Mandel /52/ pokazał, że maksymalne „ścieśnienie” dla wiązki podstawowej jest dokładnie równe skalowanemu parametrowi HBT. Wyniki Mandela rozszerzyli następnie Kozierowski i Kielich /56/ na przypadek generacji wyższych harmonicznych, wyznaczając przy tym stany ścięśnione pola dla generowanych harmonicznych. W tym przypadku nie zachodzi już równość między maksymalnym ścięśnieniem a efektem rozgrupowania fotonu. Z kolei Kozierowski i in. /57/ wyznaczyli wpływ sprzężenia zależnego od liczby fotonów padających na ośrodek na rozgrupowanie fotonów i stany ścięśnione w generacji drugiej harmonicznej, pokazując zwiększenie tych efektów w wiązce podstawowej i zmniejszenie w generowanej. Ficek i in. /59,60/ przedyskutowali wpływ oddziaływań atomowych na stany ścięśnione we fluorescencji rezonansowej. Z kolei Tanaś i Kielich /58/ wykazali istnienie stanów ścięśnionych pola w samoindukowanej rotacji optycznej, zaś Tanaś /61/ pokazał to samo dla oscylatora anharmonicznego. W tym ostatnim przypadku nie występuje efekt rozgrupowania fotonów.

Na zakończenie warto jeszcze zwrócić uwagę na wiele innych prac omawiających rozmaite aspekty kwantowo-stochastycznych własności pól /70-93/.

Należy sądzić, że już niedaleka przyszłość przyniesie potwierdzenie przewidywań teoretycznych w zakresie stanów ścięśnionych pola, jak również potwierdzenie efektu rozgrupowania fotonów - w innych niż fluorescencja rezonansowa zjawiskach (patrz uwaga na końcu literatury).

Omówienie kilku zjawisk wytwarzających nieklasyczne pola optyczne znaleźć można w dalszych artykułach niniejszego tomu.

Praca wykonana na zlecenie CPBP 01.06.

## LITERATURA

1. Kimble, H.J., Dagenais, M., Mandel L., Phys. Rev. Letters, 39, 691 (1977).
2. Walls, D.F., Nature, 280, 451 (1979).
3. Adam, A., Janossy, L., Varga, P., Acta Phys. Hung., 4, 301 (1955); Ann. Physik 16, 408 (1955).
4. Hanbury-Brown, R., Twiss, R.Q., Nature, 177, 27 (1956); Proc. Phys. Soc., A242, 300 (1957); A243, 291 (1957).
5. Charmichael, H.J., Walls, D.F., J.Phys., B9, 1199 (1976).
6. Kimble, H.J., Mandel, L., Phys. Rev., A13, 2123 (1976).
7. Agarwal, G.S., Phys. Rev., A1, 1445 (1970).
8. Chandra, N., Prakash, H., Phys. Rev., A1, 1696 (1970).
9. Walls, D.F., Tindle, C.T., Lett. Nuovo Cimento, 2, 915 (1971); J. Phys. A5, 534 (1972).
10. Atkins, F.W., Wilson, A.D., Phys. Letters, A38, 475 (1972); Molecular Physics 24, 33 (1972).
11. Tornau, E., Bach, A., Optics Comm., 11, 46 (1974).
12. Mc Neil, R.O., Walls, D.F., J.Phys., A7, 617 (1974).
13. Kielich, S., Tanaś, R., Conf. Abstracts EKON 74, Poznań, 1974, p. D96.

14. Tanaś, R., *Optik*, 40, 109 (1974).
15. Stoler, D., *Phys. Rev. Letters*, 33, 1397 (1974).
16. Mc Neil, K.J., Walls, D.F., *J. Phys.*, A8, 104, 111 (1965).
17. Paul, H., Mohr, U., Brunner, W., *Conf. Abstracts. ISEEF Budapest. 1975; Optics Comm.*, 17, 145 (1976); Voigt, H., Bandilla, A., Ritze, H.H., *Zs. Phys.*, B36, 295 (1980).
18. Kozierowski, M., Tanaś, R., *Conf. Abstracts, EKON 76 Poznań 1976*, p.255; *Optics Comm.*, 21, 229 (1977).
19. Kielich, S., Kozierowski, M., Tanaś, R., *Coherence and Quantum Optics*, ed. L.Mandel and E.Wolf, Plenum Press, New York, 1978, p. 511.
20. Peřina, J., Peřinova, V., Knesel, L., *Acta Phys. Polonica*, A51, 725 (1977); Peřinova, V., Peřina, J., Knesel, L., *Czech. J. Phys.*, B27, 487 (1977); Miřta, L., Peřina, J., *Acta Phys. Polonica*, A52, 425 (1977).
21. Peřinova, V., Peřina, J., *Czech. J. Phys.*, B28, 307, 1183, 1196 (1978).
22. Kryszewski, S., Chrostowski, J., *J. Phys.*, A12, L261 (1977).
23. Mielniczuk, W., *Optica Acta*, 26, 1115 (1979).
24. Simaan, H.I., Loudon, R., *J. Phys.*, A8, 539 (1975); A11, 435 (1978); Simaan, H.D., *J. Phys.*, A8, 1620 (1975).
25. Szlachetka, P., Kielich, S., Peřina, J., Peřinova, V., *J. Phys.*, 12, 1921 (1979); *Proceedings EKON 78 Poznań 1980*, p.281 *Optica Acta*, 27, 1609 (1976); Peřinova, V., Peřina, J., Szlachetka, P., Kielich, S., *Acta Phys. Polonica*, A56, 267, 275 (1979).
26. Mostowski, J., Rzażewski, K., *Phys. Letters*, 166, 275 (1978).
27. Drummond, P.D., Mc Neil, K.J., Walls, D.F., *Optics Comm.*, 28, 255 (1979).
28. Wagner, J., Kurowski, P., Martienssen, W., *Z. Phys.*, 33, 391 (1979); Neumann, R., Haug, H., *Optics Comm.*, 31, 267 (1979).
29. Tanaś, R., Kielich, S., *Optics Comm.*, 30, 443 (1979).
30. Bandilla, A., Ritze, H.H., *Optics Comm.*, 28, 126 (1979); Ritze, H.H., Bandilla, A., *ibid.* 28, 241 (1979); 29, 126 (1979); 30, 125 (1979); 32, 195 (1980).
31. Loudon, R., *Rep. Progr. Phys.*, 43, 913 (1980).
32. J.Peřina, J., *Progress in Optics XVIII*, ed. E.Wolf, North-Holland, 1980, p.127.
33. Kozierowski, M., *Kvantovaya Elektronika*, 6, 1157 (1981).
34. Kielich, S., *Nieliniejnaya Molekularnaya Optika*, Izd. Nauka, Moskva, 1981.
35. Paul, H., *Rev. Mod. Phys.*, 54, 1061 (1982).
36. Glauber, P., *Kvantovaya Optika i Radiofizika*, Moskva, Izd. Mir, 1966.
37. Miller, M., Mishkin, E.A., *Phys. Letters*, A24, 188 (1967); Bertrand, P.P., Mishkin, E.A., *Phys. Letters*, A25, 204 (1967).
38. Jakeman, E., Pike, E.R., Pussey, P.N., Vaughan, J.M., *J. Phys.*, A10, L257 (1977); Charmichael, H.J., Drummond, P., Meystre, P., Walls, D.F., *J. Phys.*, A11, L212 (1978).
39. Wawilow, S.I., *Mikrostruktura światła*, Warszawa, PWN, 1953.
40. Kimble, M.J., Dagenais, M., Mandel, L., *Phys. Rev.*, A18, 201 (1978); Dagenais, M., Mandel, L., *Phys. Rev.* A18, 2217 (1978).
41. Sfsse, K.E., Vogel, W., Welsch, D.E., Wilhelmi, B., *Optics Comm.*, 28, 389 (1979); Schubert, M., Sfsse, K.E., Vogel, W., Welsch, D.G., *Opt. Quant. Electronics*, 12, 65 (1980).

42. Apanasievich, P.A., Kilin, S.Ja., J. Phys., B12, L83 (1979).
43. Sobolewska, B., Sobolewski, R., Conf. Abstracts EKON 78, Poznań 1978, p. B39.
44. Agarwal, G.S., Brown, A.C., Narducci, L.M., Vetri, G., Phys. Rev., A15, 1613 (1977).
45. Ficek, Z., Tanaś, R., Kielich, S., Optica Acta, 30, 713 (1983).
46. Trung, T.V., Schütte, F.J., Ann. Physik, 34, 262 (1977).
47. Stoler, D., Phys. Rev., D1, 3217 (1970).
48. Yuen, H.P., Phys. Rev., A13, 2226 (1976).
49. Milburn, G., Walls, D.F., Optics Comm., 32, 401 (1981).
50. Walls, D.F., Zoller, P., Phys. Rev. Letters, 47, 709 (1981).
51. Lugiato, L.A., Strini, G.S., Optics Comm., 41, 67 (1982); *ibid.* 41, 447 (1982).
52. Mandel, L., Optics Comm., 42, 437 (1982).
53. Meystre, P., Zubairy, M.S., Phys. Letters, A89, 390 (1982).
54. Dos Reis, F.G., Sharma, M.P., Optics Comm., 41, 341 (1982).
55. Becker, W., Scully, M.O., Zubairy, M.S., Phys. Rev. Letters, 48, 475 (1982).
56. Kozierowski, M., Kielich, S., Phys. Letters, A94, 21 (1983).
57. Kozierowski, M., Kielich, S., Tanaś, R., Coherence and Quantum Optics, ed. L.Mandel and E.Wolf, Plenum Press, New York, 1984, p.71.
58. Tanaś, R., Kielich, S., Optics Comm., 45, 351 (1983); Optica Acta, 31, 81 (1984).
59. Tanaś, R., Ficek, Z., Kielich, S., Coherence and Quantum Optics V, ed. L.Mandel and E.Wolf, Plenum Press, New York 1984, p. 621.
60. Ficek, Z., Tanaś, R., Kielich, S., Optics Comm., 46, 23 (1983); Phys. Rev. A29, 2004 (1984).
61. Tanaś, R., Coherence and Quantum Optics V, ed. L.Mandel and E.Wolf, Plenum Press, New York, 1984, p. 645.
62. Wódkiewicz, K., Zubairy, M.S., Phys. Rev., A27, 2003 (1983).
63. Lugiato, L.A., Strini, G., De Martini, F., Optics Lett., 8, 256 (1983).
64. Zubairy, M.S., Razmi, M.S.K., Iqbal, S., Idress, M., Phys. Lett., A98, 168 (1983).
65. Shapiro, J.H., Yuen, H.P., Machado Matta, J.M., IEEE Trans. Inf. Theory 25, 179 (1969); Yuen, H.P., Shapiro, J.H., *ibid.* 26, 78 (1980).
66. Mandel, L., Phys. Rev. Letters, 49, 136 (1982).
67. Yuen, H.P., Chan, V.W.S., Optics Lett., 8, 177 (1983).
68. Mandel, L., Progress in Optics XIII, ed. E.Wolf, North-Holland, 1976, p. 27.
69. Mandel, L., J. Opt. Soc. Am., 66, 968 (1976).
70. Agarwal, G.S., Jha, S.S., Z. Physik, B35, 391 (1979).
71. Chmela, P., Optical Quant. Electr., 11, 103 (1979); 14, 425, 433 (1982); Optics Comm., 42, 201 (1982).
72. Paul, H., Brunner, W., Optica Acta, 27, 263 (1980); Ann. Physik, 38, 89 (1981).
73. Kielich, S., Rola statystycznych własności światła w liniowych i nieliniowych zjawiskach optycznych, UAM, Poznań, 1981.
74. Wódkiewicz, K., J. Phys., B14, L529 (1981).
75. Ritze, H.H., Z. Physik, B39, 353 (1980).
76. Hildred, G.P., Optica Acta, 27, 1621 (1980).

77. Casagrande, F., Lugiato, L.A., *Nuovo Cimento*, 55, 173 (1980).
78. Carusotto, S., *Physica*, A107, 509 (1981); *Optica Acta*, 27, 1567 (1980).
79. Peřina, J., *Optica Acta*, 28, 325, 1529 (1981).
80. Puri, R.R., Hassan, S.S., *Physica*, A120, 55 (1983).
81. Sibilina, C., Bertolotti, M., *Optica Acta*, 28, 503 (1981).
82. Kumar, S., Mehta, C.L., Agarwal, G.S., *Optics Comm.*, 39, 197 (1981).
83. Chmela, P., Horak, R., Peřina, J., *Optica Acta*, 28, 1209 (1981).
84. Meystre, P., Zubairy, M.S., *Phys. Lett.*, A89, 390 (1982).
85. Becker, W., Scully, M.O., Zubairy, M.S., *Phys. Rev. Lett.*, 48, 475 (1982).
86. Rajagopal, A.K., *Phys. Rev.*, A27, 558 (1983).
87. Singh, S., *Optics Comm.*, 44, 254 (1983).
88. Peřina, J., Saleh, B.E.A., Teich, M.C., *Optics Comm.*, 48, 212 (1983).
89. Teich, C.M., Saleh, F.A., Stoler, D., *Optics Comm.*, 46, 244 (1983).
90. Sibilina, C., Bertolotti, M., Peřinova, V., Peřina, J., Luks, A., *Phys. Rev.*, A28, 328 (1983).
91. Lane, A., Tombesi, P., Carmichael, H.J., Walls, D.F., *Optics Comm.*, 48, 155 (1983).
92. Arnoldus, H.F., Nienhuis, G., *Optica Acta*, 30, 1573 (1983).
93. Abbas, G.L., Chan, V.W.S., Yee, T.K., *Optics Lett.*, 8, 419 (1983).

Artykuł ten napisano w 1984. Czas potwierdził naszą myśl zawartą w przedostatnim zdaniu. Wytworzono już stany ścięśnione pola elektromagnetycznego /1-5/, a także obserwowano subpoissonowską statystykę fotonów w procesie parametrycznego wzmocnienia /6,7/.

1. Levenson, M.D., Shelby, R.M., Spekt, A., Reid, M.D., Walls, D.F., *Phys. Rev.* 32A, 1550 (1985).
2. Maeda, M.W., Kumar, P., Shapiro, J.H., *Phys. Rev.* 32A, 3803 (1985).
3. Slusher, R.E., Holberg, L.W., Yurke, B., Mertz, J.C., Valley, J.F., *Phys. Rev. Lett.*, 55, 2409 (1985).
4. Kimble, H.J., Hall, J.L., XIV IQEC, in. *JOSA* 3B, 86 (1986).
5. Wu, L.A., Kimble, H.J., Hall, J.L., Wu, M., *Phys. Rev. Lett.* 57, 2520 (1986).
6. Friberg, S., Hong, C.K., Mandel, L., *Phys. Rev. Lett.* 54, 2011 (1985).
7. Hong, C.K., Mandel, L., *Phys. Rev. Lett.* 56, 58 (1986).