

Sobre a real necessidade de uma teoria quântica para a luz: ótica quântica

B. Baseia

*Instituto de Física, Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516, 01492-970 São Paulo (SP), Brazil*

Trabalho recebido em 2 de março de 1995

Resumo

A invenção do laser em 1960 causou espetacular avanço nos laboratórios de pesquisa e na teoria da luz, com conseqüente desenvolvimento da Ótica Não-Linear. Até 1977, porém, quando foi observado o efeito **anti-agrupamento de fótons**, todos os efeitos óticos podiam ser explicados no âmbito da teoria clássica. Neste trabalho apresentamos os primeiros efeitos óticos não clássicos surgidos a partir desta data, os quais deram à Ótica Quântica o status de teoria necessária que ela passou a ter desde então.

1. Introdução

Diversas vezes são passados, em aulas ou em livros, ensinamentos incompletos ou ultrapassados: ensina-se por exemplo que, sem ressalvas, a frequência da luz não muda ao atravessar a matéria, mudando apenas o seu comprimento de onda e velocidade. Isto seria verdade antes da invenção do laser: em 1961 Frenkel e colaboradores^[1] mostraram que uma luz intensa produzida por um laser, ao atravessar a matéria exibia outras frequências, um efeito não-linear conhecido como "geração de harmônicos". Ensina-se que a emissão espontânea é um efeito fora de nosso controle, por ser devido às inevitáveis flutuações do vácuo. Mas a inibição da emissão espontânea foi obtida por Kleppner e colaboradores^[2]. Ensina-se que as leis de Snell-Descartes não podem ser violadas, mas nos espelhos conjugadores de fase^[3] a luz incidente retorna na mesma direção. Esses são alguns exemplos, mostrando que a atividade de ensino, desacompanhada da atividade de pesquisa, torna-se desatualizada, além de estéril.

Ensina-se também que a quantização do campo luminoso é necessária para explicar o efeito foto-elétrico, o efeito Compton, a emissão espontânea e o deslocamento de Lamb. No entanto, o próprio Einstein, que introduziu em 1905 o conceito de discretização de energia

no campo luminoso para explicar o efeito foto-elétrico, não era adepto da teoria quântica. De fato, todos esses efeitos podem ser explicados classicamente^[4]. Assim, enquanto havia uma aceitação geral de que a teoria quântica era necessária para explicar a matéria (átomos, moléculas, cristais ...), ela não era considerada necessária para explicar efeitos óticos. A teoria clássica, baseada nas equações de Maxwell, parecia ser inteiramente suficiente.

Em 1909, G.I. Taylor^[5] revisitou a experiência de Young, de 1802, usando uma fonte tão fraca que incidia um fóton por vez no anteparo. Taylor esperava com isso detectar a "granularidade" da luz. O resultado obtido nessa experiência, após um mês de exposição ao feixe fraco, coincidiu com o resultado tradicional: nenhuma influência da "granularidade" foi observada. Cada fóton atravessava uma das duas fendas, produzindo um ponto da figura de interferência, a qual ia sendo desenhada pelo conjunto de fótons, ao longo do tempo.

Em 1974, J. Clauser^[6], tentou dividir o fóton, como se faz com uma onda luminosa clássica ao incidir num espelho semitransparente. Classicamente a experiência deveria dar resultado positivo, mas quanticamente não. A experiência foi negativa, dando razão à teoria quântica para a luz. Essa é uma das primei-

ras experiências onde é aparente a necessidade de uma abordagem não clássica para a luz. No entanto, nessa experiência apenas o conceito de fóton indivisível estava envolvido: nenhum outro efeito decorrente que requisesse um tratamento quântico. Talvez por isso esta experiência tenha caído no esquecimento, sendo pouco conhecida mesmo entre especialistas.

Em 1956 Brown e Twiss fizeram a primeira experiência de interferência de dois fótons^[7]. A Fig. (1) esquematiza o arranjo experimental. Enquanto na experiência de Young se mede a interferência de dois campos incidentes num único detector, descrita pela função de correlação de primeira ordem $G^{(1)}$,

$$G^{(1)}(x_1, x_2) = \langle \hat{E}^-(x_1)\hat{E}^+(x_2) \rangle = \text{Tr} [\hat{\rho} \hat{E}^-(x_1)\hat{E}^+(x_2)], \quad (1)$$

na experiência de Brown e Twiss se mede a interferência de duas intensidades incidentes em dois detectores distintos, descrita pela função de correlação de segunda ordem $G^{(2)}$,

$$\begin{aligned} G^{(2)}(x_1, x_2) &= \langle \hat{E}^-(x_1)\hat{E}^-(x_2)\hat{E}^+(x_1)\hat{E}^+(x_2) \rangle = \\ &= \text{Tr} [\hat{\rho} \hat{E}^-(x_1)\hat{E}^-(x_2)\hat{E}^+(x_1)\hat{E}^+(x_2)] \end{aligned} \quad (2)$$

Em ambos os casos x_1 e x_2 rotulam pontos do espaço ou do tempo, diferindo em razão dos dois caminhos possíveis percorridos pela luz, ρ representa o estado do campo, $E^{(-)}$ ($E^{(+)}$) é o operador de criação (aniquilação) de fótons, $\langle \dots \rangle$ significa média estatística e Tr significa traço.

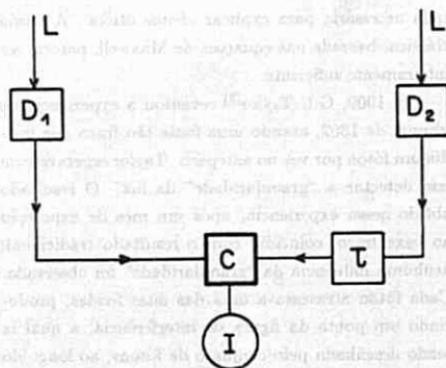


Figura 1. Esquema do experimento de Brown e Twiss.

Enquanto na experiência de Young um fóton interage consigo mesmo, conforme interpretação de Dirac^[8] na experiência de Brown e Twiss um fóton interage com outro fóton.

O resultado da experiência de Brown e Twiss é mostrado na curva cheia da Fig. (2). Nesta figura $g^{(i)} \propto G^{(i)}$, $i = 1, 2$, sendo uma espécie de $G^{(i)}$ normalizada. $\tau = t - t'$ é o tempo decorrido entre duas detecções de fótons em t e t' : $g^{(2)}(\tau) = \langle n(t)n(t+\tau) \rangle$. O fato de ser $g^{(2)}(\tau) > 1$ significa que há um reforço na probabilidade de detectar o segundo fóton, logo após a detecção do primeiro fóton. O efeito é chamado "agrupamento de fótons". Isto ocorria na experiência de Brown e Twiss, usando luz comum, caótica ou térmica, natural ou artificial. A linha pontilhada da figura, referente a $g^{(2)}(\tau) = 1$, foi obtida por Arecchi em 1966, usando luz coerente gerada por laser^[9]. Nesse caso não há variação da probabilidade. Os fótons num laser não exibem o efeito de "agrupamento de fótons", mas $g^{(2)}(\tau) = 1$ ainda é um efeito clássico.

A experiência de Brown e Twiss, medindo $g^{(2)}(\tau)$, além de dar origem à espectroscopia de resolução temporal [a qual permite medir larguras de resolução temporal muito finas ($\Delta\omega \sim 1 - 10^8$ Hz), fora do alcance da espectroscopia tradicional] permitiu chegar ao primeiro efeito ótico não clássico, 21 anos depois.

Nas seções seguintes são apresentados os primeiros efeitos óticos não-clássicos, descobertos a partir de 1977. Pode-se dizer que enquanto a Ótica Não-Linear

efetivamente nasceu em 1960, com a invenção do laser, a Ótica Quântica nasceu em 1977, com a medida da função de correlação de segunda ordem, $g^{(2)}(\tau)$, em sistemas apropriados. Não queremos dizer que a teoria (Ótica Quântica) foi inventada em 1977 (a teoria quântica de campos de Dirac é de 1928). Estamos dizendo que a Ótica Quântica ficou sendo uma teoria **necessária** a partir desta data. O mesmo vale para a Ótica Não-Linear, impulsionada realmente a partir da invenção do laser.

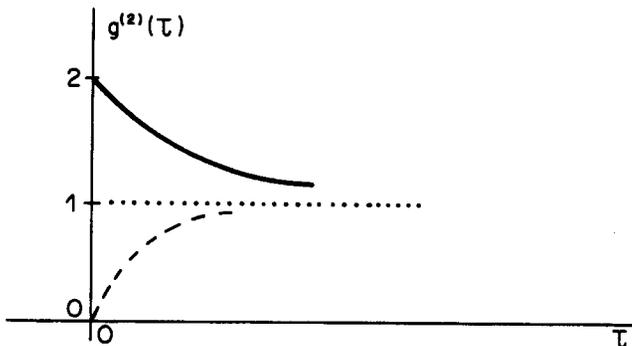


Figura 2. Gráfico obtido na função de correlação de segunda ordem versus tempo.

Nas seções seguintes apresentaremos breve descrição de diversos efeitos óticos que, finalmente, necessitam de uma teoria quântica para explicá-los.

2. Anti-agrupamento de fótons

O primeiro efeito ótico não-clássico é o acima entitulado. A linha tracejada na Fig. (2) é o resultado obtido por Kimble, Dagenais e Mandel^[10], em 1977, usando luz fluorescente emitida por átomos de sódio, excitados por um feixe laser. Um resultado novo, notável: $g^{(2)}(\tau) < 1$, significando que a probabilidade de detectar um segundo fóton logo após a detecção do primeiro era menor em relação à luz do laser. O efeito foi denominado “**anti-agrupamento de fótons**” (photon anti-bunching). Esse efeito tinha sido previsto teoricamente no ano anterior por Carmichael e Walls^[11]. A razão de $g^{(2)}(\tau) < 1$ ser um efeito ótico não-clássico é que ele implicava que uma certa função de probabilidade $P(\alpha)$ devia assumir valores negativos. $P(\alpha)$ é a função que aparece na representação do estado do campo $\hat{\rho}$, na base coerente. Assim [Ref. [8], pg. 54],

$$\hat{\rho} = \int P(\alpha)|\alpha\rangle\langle\alpha|d(\text{Re } \alpha)d(\text{Im } \alpha) \quad (3)$$

de onde se deduz que (Ref. [15], pg. 60)

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \frac{\int P(\alpha)[\alpha - \langle\alpha\rangle]^2 d(\text{Re } \alpha)d(\text{Im } \alpha)}{\left[\int P(\alpha)|\alpha|^2 d(\text{Re } \alpha)d(\text{Im } \alpha)\right]^2} \quad (4)$$

Note na Eq. (4) que $g^{(2)}(\tau) < 1$ implica que $P(\alpha)$ deve assumir valores negativos. Probabilidade negativa nos lembra a energia cinética negativa, no efeito túnel, também um efeito quântico.

O efeito de **anti-agrupamento de fótons** foi o primeiro efeito ótico não clássico, inaugurando uma nova era na Ótica.

A experiência de Kimble e colaboradores usou átomos de um feixe atômico, onde a flutuação no número de átomos do feixe introduz erros na experiência. Posteriormente melhorou-se a experiência, utilizando átomos aprisionados (em armadilhas óticas ou magnto-óticas), onde o controle sobre o número de átomos é muito superior àquele de átomos num feixe.

3. Estatística sub-Poissoniana

O segundo efeito ótico não-clássico é a **estatística sub-Poissoniana**. Consideremos que $\Delta\hat{n}^2 = \langle\hat{n}^2\rangle - \langle\hat{n}\rangle^2$ dá a flutuação (ruído) no número de fótons. Na luz comum (térmica ou caótica) obtém-se $\Delta\hat{n}^2 > \langle\hat{n}\rangle$. Enquanto isso, na luz coerente produzida por lasers, obtém-se $\Delta\hat{n}^2 = \langle\hat{n}\rangle$. Como a luz coerente obedece a uma estatística de Poisson [$P(n) = \rho_{n,n} = e^{-\langle n \rangle} \langle n \rangle^n / n!$] diz-se então que a luz comum é super-Poissoniana, isto é, $\Delta\hat{n}^2 > \langle\hat{n}\rangle$; a luz coerente sendo Poissoniana ($\Delta\hat{n}^2 = \langle\hat{n}\rangle$).

Certos tipos de feixes luminosos apresentam **estatística sub-Poissoniana**: $\Delta\hat{n}^2 < \langle\hat{n}\rangle$ [ver Ref. [15], pg. 295]. Esse tipo de efeito também acarreta $P(\alpha) < 0$, tal como ocorria com o **anti-agrupamento de fótons**. Logo é um efeito ótico não-clássico. Para luz estacionária, em estado de um único modo excitado, temos^[12]

$$g^{(2)}(0) = 1 + \frac{\Delta\hat{n}^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2} \quad (5)$$

Note então que luz **sub-Poissoniana** ($\Delta\hat{n}^2 < \langle\hat{n}\rangle$) parece implicar luz **anti-agrupada** ($g^{(2)}(0) < 1$). Pode parecer então que esses efeitos andam juntos, podendo

ser confundidos num só. No entanto, foi mostrado que isto nem sempre é verdade. Por exemplo, numa luz em estado de número: $\hat{\rho} = |n_0\rangle\langle n_0|$ [ou $|\psi\rangle = |n_0\rangle$] obtemos $\langle n \rangle = n_0$ e $\Delta n^2 = 0$ [pois no estado de número não há incerteza no número]. Segue da Eq. (5) que $g^{(2)}(0) = (1 - 1/n_0) \rightarrow 1$ se $n_0 \rightarrow \infty$. Verificamos então que se n_0 aumenta, o estado fica mais sub-Poissoniano, porém menos anti-agrupado, mostrando que os dois efeitos nem sempre andam juntos. Retornaremos a esse ponto ao final do item seguinte.

Assim como $g^{(2)}(\tau)$ é a função que caracteriza ocorrência de agrupamento ou anti-agrupamento de fótons, a função Q de Mandel^[12]:

$$Q = \frac{(\Delta n^2 - \langle n \rangle)}{\langle n \rangle} \quad (6)$$

caracteriza a ocorrência de estatística super-Poissoniana ($Q > 0$), sub-Poissoniana ($Q < 0$), ou Poissoniana ($Q = 0$). Essas duas funções, $g^{(2)}$ e Q , são levantadas em gráficos para os mais variados sistemas, à procura de efeitos não-clássicos dos tipos acima mencionados.

4. Luz comprimida

O terceiro efeito ótico não-clássico foi observado experimentalmente em 1985, por Slusher e colaboradores^[13], nos laboratórios da Bell. Esse efeito vinha sendo proposto teoricamente por vários autores^[14], desde 1970. Trata-se do efeito de compressão do ruído quântico (squeezing): o limite inferior para o ruído quântico é ditado pelo princípio da incerteza. Assim, para dois quaisquer observáveis hermitianos \hat{O}_1 , \hat{O}_2 , tais que $[\hat{O}_1, \hat{O}_2] = i\hbar$ resulta que $\Delta\hat{O}_1 \cdot \Delta\hat{O}_2 \geq \hbar/2$. No estado coerente, que é aquele de uma luz produzida por um laser bastante especial, ocorre que $\Delta\hat{O}_1 \cdot \Delta\hat{O}_2 = \hbar/2$ (o produto de incerteza é mínimo). Além disso, $\Delta\hat{O}_1 = \Delta\hat{O}_2 = \sqrt{\hbar/2}$ (ruídos iguais nos observáveis conjugados).

Pois bem, mostrou-se que o estado do campo luminoso onde $\Delta\hat{O}_1 < \sqrt{\hbar/2}$ (ou $\Delta\hat{O}_2 < \sqrt{\hbar/2}$) mantendo-se válida a relação de incerteza: $\Delta\hat{O}_1 \cdot \Delta\hat{O}_2 \geq \hbar/2$, era também um estado não-clássico^[15], pois acarretava $P(\alpha) < 0$. Este é o efeito de compressão.

No campo luminoso, os operadores hermitianos \hat{O}_1 e \hat{O}_2 são os operadores de quadratura \hat{a}_1 e \hat{a}_2 : $\hat{a}_1 =$

$(\hat{a} + \hat{a}^\dagger)/2$, $\hat{a}_2 = (\hat{a} - \hat{a}^\dagger)/2i$, os quais aparecem na expressão do campo eletromagnético^[12]

$$\hat{E}(x, t) = \lambda(x)[\hat{a}_1 \cos(\omega t) + \hat{a}_2 \sin(\omega t)] \quad (7)$$

O nome "quadratura" vem do fato que seno e cosseno são funções em quadratura. Se temos um feixe luminoso onde $\Delta\hat{a}_1 < 1/2$ isto corresponde a uma luz com ruído comprimido, abaixo do ruído obtido no estado coerente (ou no estado de vácuo). Então, se conseguirmos transmitir sinal na quadratura comprimida \hat{a}_1 , teremos uma transmissão com ruído abaixo do ruído quântico do vácuo. Este é um resultado de grande importância tecnológica.

Segundo consta^[12], foram as pesquisas para detectar ondas gravitacionais que motivaram a descoberta da luz comprimida. Com efeito, a perturbação causada pela onda gravitacional na antena detectora seria tão pequena (10^{-19} cm) que seria mascarada pela própria perturbação causada pelo ruído do vácuo ($5 \cdot 10^{-19}$ cm) havendo pois necessidade de redução desse ruído para permitir a detecção da (eventual) onda gravitacional.

A área circular da Fig. (3) representa o ruído no estado de vácuo (na origem) e no estado coerente (fora da origem). As áreas elípticas representam o ruído no estado comprimido (uma das quadraturas está comprimida: a outra ampliada, para satisfazer ao princípio da incerteza).

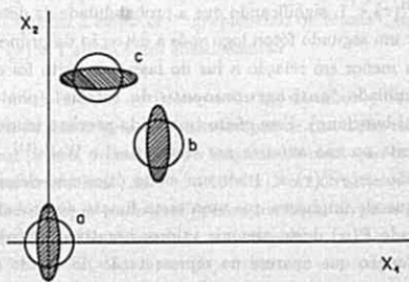


Figura 3. Representação de estados no plano de quadraturas.

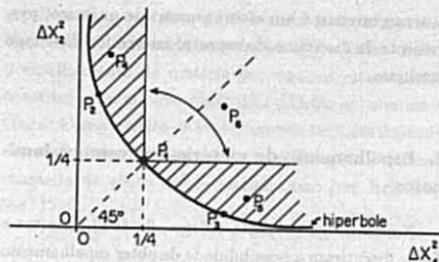


Figura 4. Representação de estados no plano das variações em quadraturas.

No caso da Fig. (3) a quadratura \hat{a}_1 está comprimida ($\Delta\hat{a}_1^2 < 1/4$), em relação ao ruído no vácuo ou estado coerente, onde $\Delta\hat{a}_1^2 = 1/4$. Ressalte-se que a ampliação de \hat{a}_2 tem que ser maior ou igual à compressão em \hat{a}_1 ; não precisa ser igual. No espaço de ruídos temos o gráfico ilustrativo mostrado na Fig. (4). Neste espaço, o ponto P_1 representa um estado coerente genérico ou o estado de vácuo, sobre a hipérbole de mínima incerteza. P_2 (P_3) representa um estado comprimido na quadratura \hat{a}_2 (\hat{a}_1) com $\Delta\hat{a}_1^2 \cdot \Delta\hat{a}_2^2 = 1/4$. P_4 (P_5) representa estado comprimido na quadratura \hat{a}_2 (\hat{a}_1) com $\Delta\hat{a}_1^2 \cdot \Delta\hat{a}_2^2 > 1/4$. Portanto nas regiões achuradas os estados comprimidos não são estados de mínima incerteza. Para a tecnologia, isso não importa: interessa apenas a componente comprimida. O ponto P_6 , está na região clássica (luz comum). A região entre os eixos e a hipérbole é proibida de ser ocupada, pelo princípio de incerteza.

Da mesma forma que os efeitos anti-agrupamento de fótons e estatística sub-Poissoniana nem sempre ocorrem simultaneamente^[16], conforme mencionamos na Seção 3, também os efeitos de compressão de ruídos e a estatística sub-Poissoniana não são concomitantes, em geral^[17,18], o mesmo ocorrendo com os efeitos de compressão e anti-agrupamento^[19].

Investigações recentes sobre estados comprimidos no campo luminoso, em osciladores e em sistemas atômicos podem ser encontrados na Ref. [19].

5. Inibição de foto-contagem

Um quarto efeito ótico não-clássico obtido por Mandel e colaboradores em 1987^[20] é denominado no título

acima. Refere-se a uma experiência tipo Young, mas usando dois detectores em vez de um, e duas fontes de luz não correlacionadas, tal como esquematizado na Fig.(5).

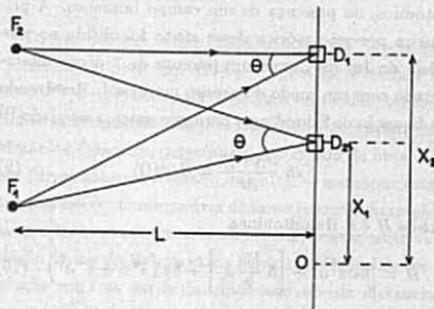


Figura 5. Esquema do experimento de Mandel de foto-contagem.

Nesta experiência de Mandel não se obtém interferência se usamos um único detector, pois as duas fontes não estão correlacionadas (não são fontes coerentes). A luz chegando em cada detector é representada por $|\psi\rangle = |\psi_A\rangle \otimes |\psi_B\rangle$, em vez de ser representada por $|\psi\rangle = C_A|\psi_A\rangle + C_B|\psi_B\rangle$, como ocorre para fontes correlacionadas.

Calculando $P_{12}(x_1, x_2)$, a probabilidade de detectar um fóton no detector D_1 , em x_1 , dado que foi detectado um fóton no detector D_2 , em x_2 , obtemos tanto numa teoria clássica como numa teoria quântica^[20]

$$P_{12}(x_1, x_2) = K_1 K_2 \left[1 + \eta \cos\left(\frac{\pi}{L}(x_2 - x_1)\right) \right], \quad (8)$$

onde $L = \lambda/\theta$ é o fator clássico de espaçamento de franjas. K_1 e K_2 caracterizam os detectores. A diferença da teoria clássica para a teoria quântica é que $\eta = 1$ nesta última, enquanto que $\eta = (\text{sen}\zeta)/\zeta$, na teoria clássica. $\zeta = \pi\Delta x/L$, $\Delta x = \Delta x_1 = \Delta x_2$ é a extensão dos detectores. Como não dispomos de detectores infinitesimais, então $\eta \neq 1$ e a teoria clássica dá um resultado diferente da teoria quântica. Se $\eta \neq 1$ nunca é possível obter $P_{12}(x_1, x_2) = 0$. No entanto, a experiência de Mandel mostrou que se obtinha $P_{12}(x_1, x_2) = 0$ para valores de x_1 e x_2 tais que $\cos[\pi(x_1 - x_2)/L] = -1$. Nestes casos a detecção de um fóton em x_1 inibe a detecção de um fóton em x_2 . Um efeito puramente quântico, já que a teoria clássica não consegue explicá-lo.

6. Colapso e ressurgimento de oscilações

Um quinto efeito ótico não-clássico é o chamado **ressurgimento**, ou **ressuscitação** de oscilações colapsadas^[21]. As oscilações podem ser na polarização atômica, na presença de um campo luminoso. A primeira previsão teórica desse efeito foi obtida no modelo de Jaynes-Cummings [átomos de 2 níveis interagindo com um modo do campo luminoso]. Resolvendo a Equação de Schrödinger para esse sistema acoplado^[21]

$$i\hbar \frac{\partial |\psi(t)\rangle}{\partial t} = \hat{H} |\psi(t)\rangle \quad (9)$$

onde \hat{H} é a Hamiltoniana

$$\hat{H} = [\hbar\omega\hat{a}^\dagger\hat{a}] + [\hbar\frac{W}{2}\hat{s}_z] + \hbar g (\hat{s}^+\hat{a} + \hat{s}^-\hat{a}^\dagger) \quad (10)$$

obtm-se a probabilidade $P_e(t)$ de que o átomo, inicialmente excitado, permaneça no estado excitado [Ref. [15], pg. 205]

$$P_e(t) = \frac{1}{2} \left[1 + \sum P_n \cos(2gt\sqrt{n+1}) \right] \quad (11)$$

onde P_n é a probabilidade de se encontrar n fótons no campo.

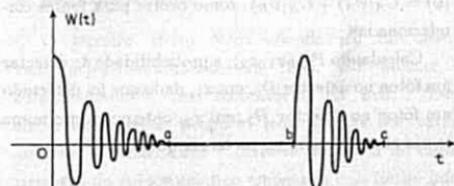


Figura 6. Gráfico da inversão atômica (colapso e revival).

Se o campo inicial estiver num estado coerente $|\alpha\rangle$ [auto-estado do operador de aniquilação: $\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$] então $P_n = e^{-|\alpha|^2} |\alpha|^{2n} / n!$. Nesse caso o gráfico de $P_e(t)$ contra o tempo é mostrado na Fig. (6), exibindo colapso e ressurgimento em $P_e(t)$. O efeito de ressurgimento nas oscilações de $P_e(t)$ não tem explicação clássica, sendo inerente à Ótica Quântica. Experimentalmente o efeito foi obtido pela primeira vez em 1987, por Rempe e colaboradores^[22], usando átomos de Rydberg e micro-masers. O efeito é atribuído à discreteza dos estados de número, a qual assegura que após um tempo finito todos os termos oscilantes na Eq. (11) estejam em fase, entre si, restaurando as oscilações coerentes. Assim o

ressurgimento é um efeito puramente quântico, proveniente da discreteza do espectro energético do campo luminoso.

7. Espalhamento de matéria por campos luminosos

Numa antiga proposta teórica, de 1933, Kapitza e Dirac discutiram a possibilidade de obter espalhamento de elétrons por campo luminoso estacionário^[23]. Na falta porém de lasers, bem como de delicada tecnologia de alinhamento^[24], etc., a proposta só foi realizada experimentalmente no final dos anos 80^[25].

No ano anterior, porém, obteve-se o espalhamento de átomos neutros por campo luminoso estacionário^[26], evento que se tornou notável pela possibilidade da invenção do interferômetro atômico. A interferometria usando ondas de matéria, em vez de luz, já era um campo bem estabelecido — os interferômetros de elétrons e neutrons sendo exemplos dessa categoria. O interferômetro atômico, contudo, oferecia vantagens^[27] devido à magnitude da massa atômica, frente às do elétron e neutron, e à possibilidade de resfriamento atômico com lasers — as armadilhas óticas — conferindo uma maior sensibilidade nas medidas [ver Ref. [15], pg. 5]. Átomos neutros, friados por luz a baixas velocidades, conferiam à sua onda piloto grande comprimento de onda, possibilitando investigar estruturas biológicas (proteínas, ácidos nucléicos, etc.).

Neste campo de estudo, denominado Ótica Atômica, os papéis desempenhados pela luz e pela matéria são trocados: em vez de jogar luz na matéria, joga-se matéria na luz. Elementos óticos tradicionais, como espelhos e separadores de feixes, consistem agora de campos luminosos estacionários, com periodicidade espacial numa cavidade, podendo refletir ou separar feixes atômicos.

Essa nova área de estudo, a Ótica Atômica, constitui-se no mais novo ramo da Ótica Quântica, pois em vários detalhes importantes o espalhamento atômico depende da estatística de fótons do campo luminoso estacionário^[28]. Mais ainda, foi demonstrado recentemente que o espalhamento atômico depende do estado quântico desse campo luminoso^[29].

A extensão dessa investigação teórica envolvendo

espalhamento atômico, para o caso de espalhamento eletrônico foi discutida recentemente^[30]. Desse modo, o espalhamento de matéria por campos estacionários constitui-se num novo efeito não clássico envolvendo a Ótica. Como o efeito de espalhamento também depende do estado interno da partícula espalhada, ele é por isso chamado de efeito Stern-Gerlach ótico [ver Ref. [15], Sec. 17.3].

8. Gato de Schrödinger

O desenvolvimento da Ótica Quântica tem permitido, nos últimos anos, grandes avanços na investigação de questões fundamentais da Mecânica Quântica, dentre elas o "gato de Schrödinger"^[31]. Sabe-se que no mundo microscópico descrito pela MQ, a superposição coerente de estados, descrevendo o estado do sistema, é a regra. Por exemplo, a experiência de dupla-fenda, tipo Young, usando elétrons, revela a existência desta superposição: a função de onda descrevendo o elétron que atinge o anteparo é escrita como $|\psi\rangle = (C_A|1_A, 0_B\rangle + C_B|0_A, 1_B\rangle)$ onde $|1_A, 0_B\rangle$ representa um elétron vindo da fenda A, zero elétron vindo da fenda B, etc.. Em 1935 Schrödinger propôs a questão em que um gato colocado numa caixa pudesse estar morto ou vivo por um artifício probabilístico, e perguntava: por que quando abrimos a caixa encontramos |gato vivo) ou |gato morto) mas não encontramos a superposição coerente |gato vivo) + |gato morto)? Ou: por que a superposição de estados não é observada no mundo macroscópico?

Muito se escreveu sobre esse assunto desde a questão levantada por Schrödinger^[31]. Ocorre que as contribuições mais relevantes ao seu esclarecimento estão sendo dadas pelos especialistas da área de Ótica Quântica, os quais procuram responder à pergunta: "que tipo de experiência de interferência devemos fazer para obter a superposição macroscópica tipo |gato vivo) + |gato morto)?"

O avanço conseguido recentemente^[32] lança mão de feixes luminosos de lasers especiais, bem como cavidades óticas de alta qualidade, especialmente preparadas.

O problema do gato de Schrödinger, tratado no contexto da Ótica, como acima mencionado, fica sendo um problema da Ótica Quântica por causa do tratamento

quântico do campo luminoso, necessário à abordagem do problema [ver Ref. [15], Sec. 16].

9. Paradoxo EPR

Outra questão sobre fundamentos da Mecânica Quântica, proposta em 1935 por Einstein, Podolsky e Rosen^[33], é o paradoxo EPR: se duas partículas correlacionadas são emitidas em direções diferentes, então pela Mecânica Quântica, detectando-se o estado de uma delas, fica-se sabendo o estado da outra — mesmo se esta outra já estiver numa galáxia distante (parecendo implicar em transmissão superluminal, com conseqüente violação de leis da Relatividade Restrita). O tipo de correlação entre as partículas, independente da distância que as separa, é um atributo da Mecânica Quântica. A correlação é não-local.

Centenas de trabalhos foram publicados desde a proposta do paradoxo. Em 1964, Bell^[34] estabeleceu uma maneira operacional de tratar o problema: uma experiência tipo EPR que violasse certas desigualdades deduzidas (desigualdades de Bell) daria razão à Mecânica Quântica; caso contrário, daria razão à Mecânica Clássica.

Em 1982, A. Aspect e colaboradores^[35] fizeram uma experiência analisando o estado de polarização de fótons emitidos por uma única fonte, na direção de dois detectores separados. Verificaram a violação das desigualdades de Bell, dando razão à Mecânica Quântica. Essa experiência foi revisitada em 1990, numa situação mais sofisticada^[36], com igual resultado. Em ambos os casos, as variáveis observadas eram variáveis discretas (estados de polarização de fótons). Mais recentemente, realizou-se a experiência usando variáveis contínuas (variações em quadraturas do campo luminoso)^[37].

Novamente, o paradoxo EPR tratado no contexto da Ótica, fica sendo um problema da Ótica Quântica, por causa do tratamento quântico necessário à abordagem da questão [ver Ref. [15], Sec. 14].

Os efeitos óticos não clássicos até aqui mencionados não esgotam os possíveis exemplos nessa direção. Outros efeitos não clássicos no campo luminoso podem ainda ser mencionados, tais como aqueles que ocorrem em oscilações de 2-modo (oscilações coletivas) relativa a dois osciladores ou dois modos do campo lu-

minoso. Nesse caso, a violação da desigualdade de Cauchy-Schwartz constitui-se num novo exemplo de efeito ótico não-clássico, entre outros [ver Ref. [15], Sec. (5.2)].

Os testes e verificações em sofisticados laboratórios dos diversos efeitos óticos não-clássicos, exibindo interessantes resultados, nos lembram a frase de Mandel^[38]: "estamos tentando entender as implicações da teoria quântica. O assunto é velho, mas nós estamos ainda aprendendo."

Agradecimento

Ao Guilherme Leal Ferreira, pela Referência [38]. Ao CNPq, pelo suporte parcial deste trabalho.

Referências

- [1.] P.A. Frankel, H.E. Hill, C.W. Peters e G. Weirich, "Generation of Optical Harmonics", *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961).
- [2.] R.G. Hulet, E.S. Hilfer e D. Kleppner, "Inhibited spontaneous emission by Rydberg atoms", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2137 (1985); P.W. Milonni, "Different ways of looking at the electromagnetic vacuum", *Phys. Scripta* **T12**, 102 (1988); ver também: H. Kuhn, *J. Chem. Phys.* **53**, 101 (1970); D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 233 (1981).
- [3.] P.L. Knight, "The new Physics" (Ed. P. Davies, N.Y. (1989)), pg. 304.
- [4.] Explicações clássicas para os efeitos óticos:
 - [4.1] **Efeito foto-elétrico:** M.O. Scully e M. Sargent III, "The concept of photon", *Physics Today*, Março/90, pg. 36; G. Wentzel, *Z. Physik* **41**, 828 (1927); R. Kid, J. Ardine e A. Anton, *Am. J. Phys.* **57**, 27 (1985).
 - [4.2] **Efeito Compton:** O. Killin, Y. Nishina, *Physik* **52**, 853 (1929); J.N. Dodd, "The Compton Effect: a classical treatment", *Europh. J. Phys.* **4**, 205 (1983).
 - [4.3] **Emissão espontânea e deslocamento de Lamb:** M.D. Crisp e E.T. Jaynes, *Phys. Rev.* **179**, 1253 (1969).
 - [4.4] **Emissão e absorção estimuladas:** O. Klein, *Z. Physik* **41**, 407 (1927).
 - [4.5] **Ecoss de fótons:** W.A. Kurnit, I.D. Abella e S.R. Hartmann, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 567 (1964).
 - [4.6] **Transparência auto-induzida:** S.L. McCall e E.L. Hahn, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 908 (1967).
 - [4.7] **Mutação ótica:** G.B. Hocker e C.L. Tang, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 591 (1968).
 - [4.8] **Polarização do vácuo:** E.A. Wehling, *Phys. Rev.* **48**, 55 (1935).
 - [4.9] **Estatística de Bose-Einstein:** J. Tersoff e D. Bayer, "Quantum statistics for distinguishable particles", *Phys. Rev. Lett.* **50**, 553 (1983). Além das explicações clássicas baseadas nas equações de Maxwell para o campo luminoso, existem também explicações clássicas para os efeitos óticos baseados na Eletrodinâmica Estocástica. Ver por exemplo: T.W. Marshall e E. Santos, "Interpretation of quantum optics based upon positive Wigner functions", *Found. Phys. Lett.* **5**, 573 (1992); V.A. Barranco e H.M. França, *ibidem* **5**, 25 (1992); *Phys. Essays* **3**, 531 (1990); A.M. Cetto e L. de la Peña, *Phys. Rev.* **A37**, 1952 (1988); *ibidem*, pg. 1960.
- [5.] G.I. Taylor, *Proc. Phil. Soc. Math. Phys. Sci.* **15**, 114 (1909); ver Ref. [15], pg. 37.
- [6.] J.S. Clauser, in "Coherence and Quantum Optics" (L. Mandel and E. Wolf edit. Plenum, N.Y. (1974)) p. 815.
- [7.] R.H. Brown e R.Q. Twiss, "Correlation between photons in two coherent beams of light", *Nature* **177**, 27 (1956); ver também: H.M. Nussenzveig, "Introduction to quantum optics" (Gordon & Breach, N.Y. (1973)), pgs. 13, 81-84.
- [8.] Ver H.M. Nussenzveig, ref. cit., pg. 82.
- [9.] F.T. Arecchi, E. Gatti e A. Sona, "Time distribution from coherent and Gaussian sources", *Phys. Lett.* **20**, 27 (1966).
- [10.] H.J. Kimble, M. Dagenais e L. Mandel, "Photon antibunching in resonance fluorescence", *Phys. Rev. Lett.* **39**, 691 (1977).
- [11.] H.J. Carmichael e D.F. Walls, "A quantum mechanical master equation treatment of the dynamical

- Stark effect", *J. Phys.* **B9**, 1199 (1976).
- [12.] D.F. Walls, "Squeezed states of light", *Nature* **306**, 141 (1983).
- [13.] R.E. Slusher, L.W. Holberg, B. Yurke, J.C. Mertz e J.F. Valley, "Observation of squeezed states generated by four-wave mixing in an optical cavity", *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2409 (1985).
- [14.] D. Stoler, "Equivalence classes of minimum uncertainly packets", *Phys. Rev.* **D1**, 3271 (1970); H.P. Yuen, "Two-photon coherent states of the radiation field", *Phys. Rev.* **A13**, 2226 (1976); M.M. Nieto, "What are squeezed states really like?", preprint LA-UR-84-2773, Los Alamos, New Mexico; ver também Ref. [12].
- [15.] D.F. Walls e G.J. Milburn, "Quantum Optics" (Springer-Verlag, N.Y. (1994)), p. 61
- [16.] A.B. Dodson e R. Vyas, "Homodyming photon statistics of subthreshold degenerate parametric oscillators", *Phys. Rev.* **A47**, 3396 (1993); X.T. Zou e L. Mandel, "Photon antibunching and sub-Poissonian photostatistics", *Phys. Rev.* **A41**, 475 (1990).
- [17.] K. Kim e T. Kim, "Relationship between squeezing and sub-Poissonian statistics", *Phys. Lett.* **A125**, 83 (1987); D.E. Walls e P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 709 (1981).
- [18.] Z. Hradil, "Noise minimum states and squeezing and antibunched light", *Phys. Rev.* **A41**, 400 (1990).
- [19.] Squeezing no campo luminoso: ver "Special issue on squeezed states of electromagnetic field", *Proc. of J. Opt. Soc. Am.* **B55**, no. 3 (1992); R. Loudon, P.L. Knight, *J. Mod. Opt.* **34**, no. 6/7 (1987). Squeezing em sistemas atômicos: ver P.L. Knight, "Quantum fluctuations and squeezing in the interaction of an atom with a single field mode", *Phys. Scripta* **T12**, 51 (1986); S.M. Barnett e P.L. Knight, "Squeezing the vacuum in atom-field interactions"; B. Baseia, R. Vyas e V.S. Bagnato, "Particle trapping by oscillating fields", *Quant. Opt.* **5**, 155 (1993); **6**, 73 (1994); Squeezing em osciladores: ver C.A. Bonato e B. Baseia, "Transference of squeezing in two coupled oscillators", *Intern. J. Theor. Phys.* **33**, 1445 (1994); B. Baseia, *Phys. Lett.* **A170**, 311 (1992); B. Baseia, S. Mizrahi, M.Y. Moussa, *Phys. Rev.* **A46**, 5885 (1992).
- [20.] R. Ghosh e L. Mandel, "Observation of nonclassical effects in interference of two photons", *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1903 (1987).
- [21.] E.T. Jaynes e F.W. Cummings, "Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with applications to beam lasers", *Proc. IEEE* **51**, 89 (1963).
- [22.] G. Rempe, H. Walther e N. Klein, "Observation of quantum collapse and revival in one-atom maser", *Phys. Rev. Lett.* **58**, 353 (1987).
- [23.] P.L. Kapitza e P.A.M. Dirac, "The reflection of electrons from standing light wave", *Phyl. Soc. Phys. Sci.* **29**, 297 (1933). Para uma fácil e interessante leitura sobre o assunto, ver: R.S. Barbieri, *Ciência e Cultura* **44**, 378 (1992).
- [24.] Ver discussão em: L.S. Bartel, R.R. Roskos e H.B. Thomson, "Reflection of electrons by light", *Phys. Rev.* **168**, 1494 (1968).
- [25.] P.N. Brucksbaum, D.W. Schumaker e M. Bas-kamsky, "High-intensity Kapitza-Dirac effect", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1182 (1988).
- [26.] P.J. Martin, P.L. Gould, B.G. Oldaker, A.H. Mikklich e D.E. Pritchard, "Diffraction of atoms moving through a standing light wave", *Phys. Rev.* **A36**, 2445 (1987).
- [27.] Ver: Search and discovery: "Atoms are the new wave in interpherometers", *Phys. Today*, julho 91, pg. 17.
- [28.] P.L. Gould, P.J. Martin, G.A. Ruff, R.E. Stoner, L.J. Pricque e D.E. Pritchard, "Moment transfer to atoms by standing light wave", *Phys. Rev.* **A43**, 585 (1991).
- [29.] M. Freyberger e A.M. Herkommer, "Probing a quantum state via atomic deflection", *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1952 (1994); B. Baseia, R. Vyas, C.M.A. Dantas e V.S. Bagnato, "Scattering of atoms by light", *Phys. Lett.* **A194**, 753 (1994).
- [30.] B. Baseia, G.C. Marques e V.S. Bagnato, "Probing a quantum state via electronic deflection", *Phys. Lett. A*, (1995), a ser publicado.
- [31.] E. Schrödinger, *Naturwissenschaften* **23**, 844 (1935). Ver também: W.H. Zurek, "Decoherence and the transition from quantum to classical", *Phys. Today*, Outubro/91, pg. 36; M.Y. Moussa

- e B. Baseia, "Measurement and decoherence in quantum mechanics", *Phys. Rev. A*, a ser publicad.
- [32.] M. Brune, S. Haroche, J.M. Raimonde, L. Davidovich e N. Zagury, "Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling: quantum nondemolition measurements and generation of Schrödinger-cat states", *Phys. Rev. A* **45**, 5193 (1993); B. Yurke de D. Stoler, "Generating quantum superposition of macroscopically distinguishable states via amplitude dispersion", *Phys. Rev. Lett.* **57**, 13 (1986).
- [33.] A. Einstein, B. Podolsky e N. Rosen, "Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?", *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- [34.] J.S. Bell, "On the problem of hidden variables in quantum mechanics", *Physics* **1**, 195 (1965); *Rev. Mod. Phys.* **38**, 447 (1966).
- [35.] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, "Experimental test of Bell's inequality using time-varying analyzers", *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
- [36.] Z.Y. Ou e L. Mandel, "Violation of Bell's inequality and classical probability in a two-photon correlation experiment", *Phys. Rev. Lett.* **61**, 50 (1988).
- [37.] Z. Ou, Silvana F. Pereira, H.J. Kimble e K.C. Peng, "Realization of EPR paradoxo for continuous variable", *Phys. Rev. Lett.* **68**, 366 (1992).
- [38.] Ver J. Horgan, "Quantum philosophy", *Scientific Amer.*, Julho, 1992, pg. 94.