

CBPF - CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
Rio de Janeiro

Ciência e Sociedade

CBPF-CS-005/16

novembro 2016

A estranha teoria quântica da luz

Francisco Caruso e Vitor Oguri



A estranha teoria quântica da luz*

The strange quantum theory of light

Francisco Caruso[†]

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CPPF

Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 - Urca

Rio de Janeiro - RJ - Brasil - CEP: 22290-180

Vitor Oguri[‡]

Universidade do Estado do Rio de Janeiro – UERJ

Rua São Francisco Xavier, 524 Maracanã,

Rio de Janeiro – CEP: 20550-900

Submetido: 19/07/2016 Aceito: 28/07/2016

Resumo: O texto mostra as principais diferenças de explicação do comportamento da luz segundo o Eletromagnetismo de Maxwell e a Eletrodinâmica Quântica.

Palavras chave: luz; física moderna; física quântica; história da física.

Abstract: The paper shows the main differences concerning the behavior of light from the point of view of Maxwell's Electromagnetism and from that of Quantum Electrodynamics.

Keywords: light; modern physics; quantum physics; history of physics.

1. DESCRIÇÃO ELETROMAGNÉTICA CLÁSSICA DA LUZ

Do ponto de vista clássico, a luz é a manifestação das perturbações de campos eletromagnéticos em uma região do espaço. Essas perturbações, que ocorrem mesmo no espaço livre (vácuo), usualmente chamadas *ondas*, são descritas por funções contínuas da posição e do tempo, $\Psi(x, t)$, denominadas *funções de onda*.

As ondas eletromagnéticas monocromáticas

Uma onda monocromática ao se propagar no vácuo, na direção e sentido positivo do eixo x , com velocidade $c = \lambda v$, é descrita pela função harmônica

$$\Psi(x, t) = a \operatorname{sen} 2\pi \left(\frac{x}{\lambda} - vt \right)$$

em que a é a *amplitude* da onda, λ é o comprimento de onda (período espacial) e $v = 1/T$, inverso do período temporal (T), é a frequência do movimento.

Essa função de onda descreve as variações das componentes do campo elétrico ou magnético, em quaisquer instante t e posição x do espaço.

Baseando-se no comportamento de uma onda monocromática, é possível explicar vários fenômenos ópticos que envolvem a difração e a interferência da luz.

O experimento da dupla fenda de Young

No experimento da dupla fenda (Figura 1), o padrão de franjas claras e escuras em um anteparo, após a luz emergir de cada uma das fendas, resulta da superposição de ondas de mesma amplitude e comprimento de onda em uma região do espaço.

Essas franjas correspondem a máximos e mínimos da intensidade da onda ao longo do anteparo, e decorrem da diferença entre os dois caminhos para a luz se propagar até o anteparo. Dependendo dessa diferença ocorre uma superposição construtiva, que reforça a intensidade da luz, ou uma superposição destrutiva, que praticamente reduz a zero a intensidade da luz no anteparo.

*Palestra apresentada por Vitor Oguri na Sessão A da Lishep 2015, *A Importância da luz na Física: dos fótons aos higgs*, realizada na UEA, Manaus, Amazonas, 28 de julho de 2015.

[†]Electronic address: caruso@cbpf.br

[‡]Electronic address: oguri@uerj.br

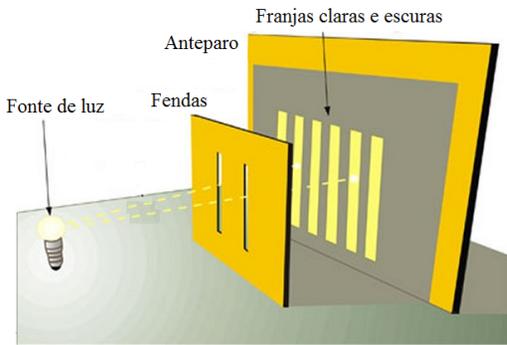


Figura 1: Esquema do experimento da dupla fenda.

Esse resultado pode ser explicado utilizando-se exponenciais complexas para representar as funções de onda como

$$ae^{i2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - vt\right)} \quad (1)$$

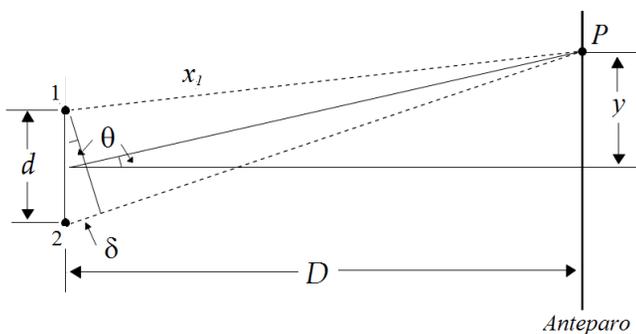


Figura 2: Esquema da diferença de caminhos no experimento da dupla fenda.

De acordo com o esquema mostrado na figura 2, as funções de onda $\Psi_{1 \rightarrow P}$ e $\Psi_{2 \rightarrow P}$, que representam as ondas emergentes das fendas 1 e 2 que alcançam o ponto P no anteparo, em um instante t, são proporcionais a

$$ae^{i\frac{2\pi}{\lambda}x_1} \quad e \quad ae^{i\left(\frac{2\pi}{\lambda}x_1 + \frac{2\pi}{\lambda}\delta\right)}$$

sendo δ a chamada *diferença de marcha* ou *diferença de caminho*.

A superposição linear resultante dessas funções,

$$\Psi_{1 \rightarrow P} + \Psi_{2 \rightarrow P} \propto ae^{i\frac{2\pi}{\lambda}x_1} \left(1 + e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\delta}\right)$$

implica que a intensidade I em um ponto P genérico do anteparo, proporcional ao quadrado do módulo da amplitude

resultante, é dada por

$$\begin{aligned} I &\propto \left| \Psi_{1 \rightarrow P} + \Psi_{2 \rightarrow P} \right|^2 = a^2 \left(1 + e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\delta}\right) \left(1 + e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\delta}\right) \\ &= a^2 \left(2 + \underbrace{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}\delta} + e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}\delta}}_{2\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}\delta\right)}\right) \\ &= 2a^2 \left(1 + \cos\frac{2\pi}{\lambda}\delta\right) = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\delta\right) \end{aligned}$$

ou seja,

$$I = I_0 \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda}\delta\right) \quad (2)$$

Desse modo, para pontos no anteparo para os quais a diferença de caminho é um múltiplo inteiro do comprimento de onda λ , ou seja, quando vale a relação

$$\delta = n\lambda \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

a interferência das ondas é construtiva, e a intensidade é máxima. Por outro lado, se a diferença de caminho é igual a um número ímpar da metade do comprimento de onda, a interferência das ondas é destrutiva e, portanto, a intensidade é mínima.

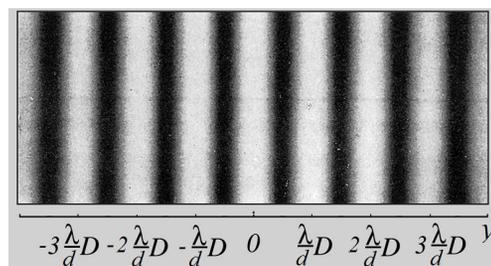


Figura 3: Franjas claras e escuras no experimento da dupla fenda.

As franjas claras e escuras ao longo do anteparo são mostradas na Fig. 3, onde estão indicados os pontos $y = n\lambda \frac{D}{d}$, de ocorrência dos máximos de intensidade.

Assim, pode-se estabelecer que:

O padrão de franjas claras e escuras no experimento da dupla fenda resulta da superposição de ondas que alcançam o anteparo pelos dois caminhos possíveis.

O Princípio do Tempo Mínimo de Fermat

Do ponto de vista clássico, apesar de se admitir que os fenômenos ópticos, em última instância, decorrem da

interação da luz com os elétrons, segundo a Eletrodinâmica Clássica, algumas das características de fenômenos como a reflexão e a refração da luz podem ser descritas pelos métodos da Óptica Geométrica.

De acordo com a Óptica Geométrica, a luz é representada por raios que se propagam no vácuo em linha reta.

Com base nessa hipótese, o francês Pierre Fermat, em 1657, deduz as leis da reflexão e da refração, ao adotar também o chamado *Princípio do Tempo Mínimo*:

A trajetória de um raio de luz entre dois pontos é aquela percorrida no menor intervalo de tempo.

Apesar da simplicidade, o princípio de Fermat não esclarece a questão: como a luz “sabe” *a priori* o caminho que corresponde ao tempo mínimo de percurso?

2. ELETRODINÂMICA QUÂNTICA

Ao considerar a interação de uma onda eletromagnética com os elétrons de um meio, o físico holandês H. Lorentz, em 1900, foi capaz de explicar a dispersão da luz em um meio dielétrico, e o inglês J.J. Thomson, em 1904, o espalhamento de raios X pela matéria.

No entanto, o espectro de radiação de corpo negro e, posteriormente, o efeito Compton, exigiram a criação do conceito de fóton e a elaboração de uma nova teoria que descrevesse esses fenômenos [1].

A Eletrodinâmica Quântica, usualmente chamada de QED, é a teoria quântico-relativística que descreve as interações eletromagnéticas entre partículas com carga elétrica e *spin* semi-inteiro (*férmions*, como os elétrons), na qual a energia dos campos eletromagnéticos está distribuída entre partículas sem massa, os fótons. Assim, diz-se que a interação eletromagnética entre dois elétrons é mediada pela troca de fótons.

As hipóteses de Feynman

De modo análogo à Eletrodinâmica Clássica, é possível também descrever os principais aspectos dos fenômenos ópticos com base em um princípio análogo ao de Fermat. No entanto, contrariamente à Óptica Geométrica, admite-se que o fóton se propaga de um lugar a outro por qualquer caminho concebível e com qualquer velocidade, maior ou menor que c (Figura 4).

Essa hipótese é a base da chamada formulação de *Integral de Caminho* da Mecânica Quântica, estabelecida pelo físico norte-americano R.P. Feynman, em 1948.

De acordo com a interpretação probabilística da teoria quântica, a cada um dos caminhos concebíveis para o fóton ir de um lugar a outro, associam-se quantidades complexas, análogas às funções de onda da Eletrodinâmica Clássica, chamadas amplitudes de probabilidade, de tal modo que a probabilidade de ocorrência de uma dada possibilidade é proporcional ao quadrado do módulo da amplitude correspondente.

Tanto o aparente valor c para a velocidade da luz no vácuo, como a propagação retilínea entre dois pontos do espaço, resultam da soma das amplitudes de probabilidades associadas

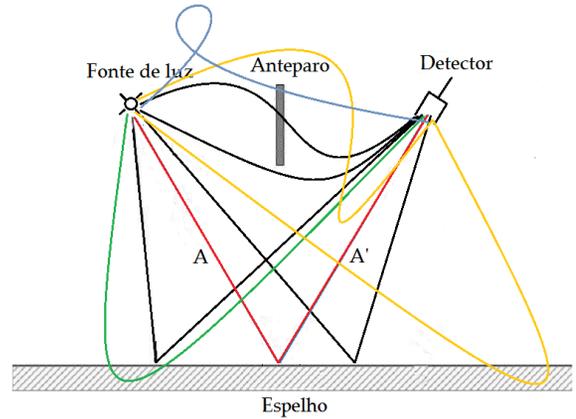


Figura 4: Esquema de propagação da luz segundo a formulação de Feynman.

a cada possível caminho. Para pontos tais que a distância entre eles é muito maior que o comprimento de onda da luz, somente caminhos próximos à trajetória retilínea, nos quais a velocidade do fóton é praticamente c , contribuem construtivamente para a soma das amplitudes. As contribuições de todos os outros caminhos praticamente se cancelam. Ou seja, em primeira aproximação, a luz obedece ao princípio do tempo mínimo de Fermat.

A reflexão por um espelho

Mesmo considerando apenas trajetórias retilíneas e velocidade c para o processo de reflexão da luz por um espelho, mostrado na Figura 4, o problema ainda admite uma infinidade de trajetórias possíveis. Novamente, a aparente igualdade entre o ângulo de incidência e o de reflexão da luz na superfície de um espelho resulta do cancelamento das contribuições das trajetórias que não satisfazem essa condição.

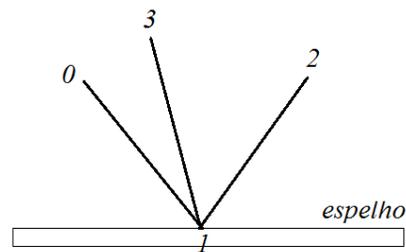


Figura 5: Esquema da reflexão da luz por um espelho.

De acordo com a figura 5, sejam $\Psi_{0 \rightarrow 1}$, $\Psi_{1 \rightarrow 2}$ e $\Psi_{1 \rightarrow 3}$ as amplitudes de probabilidade associadas, respectivamente, às trajetórias $0 \rightarrow 1$, $1 \rightarrow 2$ e $1 \rightarrow 3$ dadas por

$$\begin{cases} \Psi_{0 \rightarrow 1} = ae^{0,524i} \Rightarrow P_{0 \rightarrow 1} \propto |\Psi_{0 \rightarrow 1}|^2 = a^2 \\ \Psi_{1 \rightarrow 2} = ae^{0,611i} \Rightarrow P_{1 \rightarrow 2} \propto |\Psi_{1 \rightarrow 2}|^2 = a^2 \\ \Psi_{1 \rightarrow 3} = ae^{3,65i} \Rightarrow P_{1 \rightarrow 3} \propto |\Psi_{1 \rightarrow 3}|^2 = a^2 \end{cases}$$

Convertendo essas amplitudes à forma cartesiana,

$$\begin{cases} \Psi_{0 \rightarrow 1} = a(0,866 + 0,5i) \\ \Psi_{1 \rightarrow 2} = a(0,819 + 0,574i) \\ \Psi_{1 \rightarrow 3} = a(-0,874 - 0,487i) \end{cases}$$

as amplitudes resultantes,

$$\begin{cases} \Psi_{0 \rightarrow 1} + \Psi_{1 \rightarrow 2} = a(1,685 + 1,074i) = 1,998a e^{0,567i} \\ \Psi_{0 \rightarrow 1} + \Psi_{1 \rightarrow 3} = a(-0,008 + 0,013i) = 0,0153a e^{2,122i} \end{cases}$$

implicam

$$\begin{cases} P_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 2} \propto 3,993 a^2 \\ P_{0 \rightarrow 1 \rightarrow 3} \propto 0,00023 a^2 \end{cases}$$

De acordo com a representação cartesiana (Fig. 6), as amplitudes resultantes podem ser facilmente visualizadas.

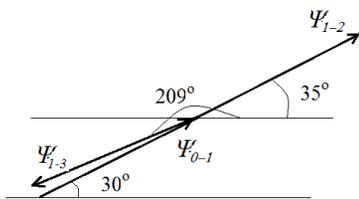


Figura 6: Soma de amplitudes.

Além do exemplo anterior, artificialmente construído, o exemplo a seguir, sugerido pelo próprio Feynman [2], revela de modo convincente o efeito da superposição de amplitudes de probabilidades associadas aos vários caminhos acessíveis a um fóton ao ir de um lugar a outro.

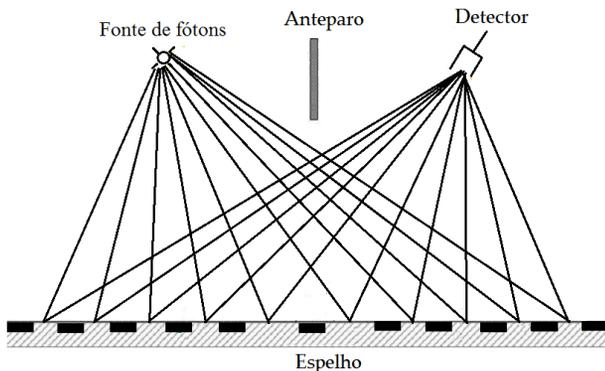


Figura 7: Rede de difração.

Feynman imagina que as regiões associadas a caminhos que cancelam outros caminhos vizinhos sejam removidas do espelho, como mostrado na Figura 7. Desse modo, apenas regiões do espelho que correspondem a caminhos que con-

tribuem para uma superposição construtiva de amplitudes de probabilidade participam do processo.

Mesmo com a remoção da parte central do espelho, na qual, segundo o princípio de Fermat, ocorre a reflexão, a intensidade da luz emergente da fonte de fótons que chega ao detector é reforçada.

A interferência de um único fóton

A princípio, poder-se-ia pensar que o processo de reflexão por um espelho fosse estatístico, no qual cada fóton percorreria um caminho distinto do outro, ou seja, estivesse associado a um grande número de fótons. No entanto, segundo a hipótese de Feynman, o fóton não sabe qual o caminho mais rápido, ele simplesmente vai por todos os caminhos concebíveis, ou seja, todos os diversos caminhos estão associados a um único fóton.

Em 1930, o físico inglês P. Dirac [3] já afirmava:

Cada fóton interfere somente com ele mesmo. A interferência entre dois fótons nunca ocorre.

As hipóteses de Dirac e Feynman removem a grande objeção que Lorentz e o dinamarquês Niels Bohr colocavam quanto ao caráter corpuscular da luz: *Como um feixe de partículas pode dar lugar a fenômenos como os de interferência e difração?*

Se as franjas de interferência no experimento da dupla fenda resultassem da interação entre dois fótons distintos, as leis de conservação de energia e *momentum* seriam violadas. A superposição de caminhos corresponde a uma soma de amplitudes de probabilidades e não de atributos cinemáticos como a energia e o *momentum* de uma partícula.

Em 1986, os experimentos de Orsay mostraram de modo convincente a chamada interferência de um único fóton [4].

A evolução desses experimentos pode ser descrita em três etapas:

• seleção de fótons individuais

Na primeira etapa, baseando-se no aparato utilizado nos experimentos de Freedman e Clauser (1972), o físico francês Alain Aspect e seus colaboradores de Orsay, obtêm uma sequência de fótons individuais.

A partir do bombardeio por dois feixes de laser de comprimentos de onda distintos, os átomos de um feixe de cálcio alcançam um estado excitado que decai em cascata, emitindo fótons de comprimento de onda $\lambda_0 \simeq 0,55 \mu\text{m}$, na faixa do verde, na transição para um estado intermediário cujo tempo de vida é da ordem de 4,7 ns e, posteriormente, fótons de comprimento de onda $\lambda \simeq 0,42 \mu\text{m}$, na faixa do violeta, na transição desse estado intermediário para o estado fundamental.

Esses fótons (verdes e violetas) são direcionados para dois sistemas de detecção D_0 e D_1 (Figura 8), compostos de foto-multiplicadoras e de módulos eletrônicos (discriminadores, contadores e portas lógicas), calibrados para detectar fótons verdes e violetas, respectivamente.

Ao ser detectado um fóton verde, por D_0 , um janela de tempo de 9 ns ($\sim 10^{-8}$ s) permite que qualquer fóton

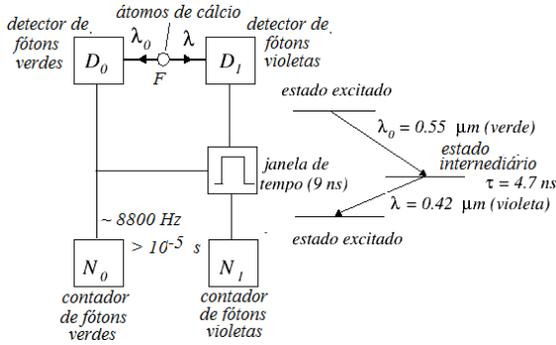


Figura 8: Seleção de fótons individuais.

violeta que apareça nesse intervalo seja também detectado e registrado pelo contador associado a D_1 .

Uma vez que esse intervalo é suficiente para detectar a presença de fótons violetas provenientes de decaimentos do estado intermediário dos átomos de cálcio ($9 \text{ ns} > 4,7 \text{ ns}$), e muito menor que o intervalo de tempo de 10^{-5} s entre a detecção de fótons verdes, qualquer fóton violeta registrado nesse intervalo de tempo está associado ao mesmo átomo do fóton verde que abriu a janela de tempo.

Assim, obtém-se uma sequência de fótons violetas que representam estados quânticos associados a apenas um único fóton.

• **caminhos excludentes**

Em uma segunda etapa, inicialmente, os fótons violetas são direcionados para um espelho semi-prateado (Figura 9), o qual para estados quânticos de luz associados a vários fótons, metade da intensidade é refletida e a outra metade transmitida. A partir desse primeiro espelho semi-prateado, os fótons podem seguir por dois caminhos distintos.

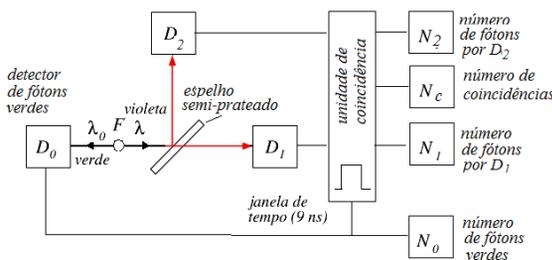


Figura 9: Caminhos excludentes.

Como na primeira etapa, cada fóton verde abre uma janela de tempo para selecionar fótons violetas associados ao mesmo átomo. Enquanto a janela está aberta, os dois sistemas de detecção (D_1 e D_2), associados aos dois caminhos distintos, após cerca de cinco horas, registram praticamente o mesmo número de fótons violetas ($N_1 \simeq N_2 \simeq 10^5$). No entanto, o número de coincidências de detecção em cada sistema durante o tempo que a janela esteve aberta foi da ordem de 10. Desse modo, praticamente, cada fóton violeta, ou

está associado ao caminho de transmissão do espelho, quando é detectado por D_1 , ou está associado ao caminho de reflexão do espelho, quando é detectado por D_2 . Ou seja, a passagem de um fóton por D_1 e a passagem por D_2 são eventos mutuamente excludentes. Nesse sentido, diz-se os fótons se comportam como partículas (clássicas).

Se a luz associada a um único fóton se comportasse como uma onda clássica, que fosse parcialmente refletida e parcialmente transmitida pelo espelho semi-prateado, o número esperado de coincidências de detecção seria da ordem de 10^5 .

• **interferência de um único fóton**

Na última etapa, para a observação de padrões de interferência, o grupo de Orsay utilizou um interferômetro de Mach-Zehnder, composto de dois espelhos semi-prateados e dois espelhos simples (Figura 10).

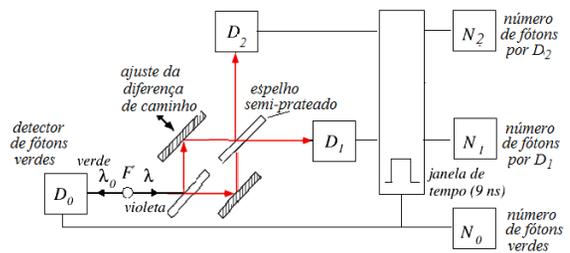


Figura 10: Interferência de um único fóton.

Nesse tipo de interferômetro, um sistema de precisão permite que um dos espelhos simples seja deslocado de modo que a diferença de caminho possa ser controlada. Desse modo, em vez de se observar a interferência ao longo de um anteparo, observa-se a interferência em um único ponto, permitindo que o sistema de detecção permaneça fixo.

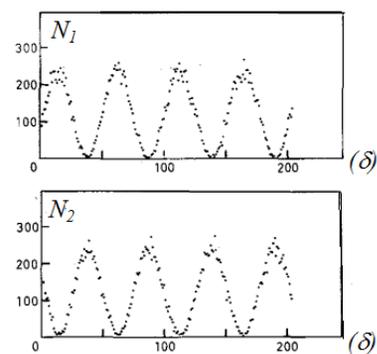


Figura 11: Padrões de interferência e correlação no experimento de Orsay.

Direcionando o feixe de fótons verdes, constituídos por estados quânticos de apenas um fóton, o grupo de Orsay constatou que havia uma correlação (Figura 11) entre as contagens nos dois sistemas de detecção (D_1 e D_2), e que para cada valor da diferença de caminho obtinha-se um padrão de interferência que mostrava

desde uma concentração máxima de fótons a uma concentração nula.

Se os fótons se comportassem como partículas (clássicas), as contagens pelos dois sistemas de detecção (D_1 e D_2) não seriam correlacionadas.

Desse modo, pode-se reproduzir a interferência de amplitudes de probabilidade associadas aos dois caminhos pelos quais um único fóton pode ir de um lugar a outro, evidenciando um certo caráter ondulatório (clássico) aos estados de um único fóton.

Essa “dualidade” de comportamento foi expressa pelo físico dinamarquês N. Bohr, dizendo que as partículas obedecem a um Princípio de Complementariedade.

A interferência de feixes de duas fontes

Como explicar a ocorrência de batimento entre sinais de frequências próximas, de duas estações de rádio, ou a interferência entre dois feixes de laser de fontes distintas?

Segundo a Eletrodinâmica Quântica, quando dois feixes coerentes são superpostos, não é possível identificar a qual feixe pertence qualquer um dos fótons [5]. A interferência sempre ocorre entre estados coerentes associados a caminhos distintos de um mesmo fóton, e não entre fótons distintos.

No experimento da dupla fenda, ao se fazer qualquer tentativa de identificar de qual feixe os fótons têm origem, a interferência não é mais observada.

Os diagramas de Feynman Todos os fenômenos que envolvem a interação eletromagnética decorrem de soluções da chamada *equação de Dirac*, estabelecida em 1928, a qual incorpora a cinemática relativística e o *spin* do elétron.

Segundo Feynman, os principais aspectos da QED derivam de três ações básicas:

- um fóton vai de um lugar a outro;
- um elétron vai de um lugar a outro;

- um elétron emite ou absorve um fóton.

Essas ações, usualmente, são representadas nos chamados diagramas de Feynman: uma linha ondulada para o fóton, uma linha reta para o elétron e uma junção de duas linhas retas e uma ondulada em um vértice representando a emissão ou a absorção de um fóton por um elétron (Figura 12).

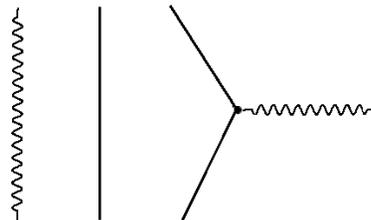


Figura 12: Ações básicas da QED.

De acordo com a interpretação probabilística da teoria quântica, a cada uma dessas ações básicas associam-se quantidades complexas, chamadas amplitudes de probabilidade, de tal modo que a probabilidade de ocorrência é proporcional ao quadrado do módulo dessas amplitudes.

A distribuição angular dos fótons espalhados por elétrons no interior da matéria foi calculada pela primeira vez, em primeira ordem, a partir da equação de Dirac, em 1929, por O. Klein e Y. Nishina [6].

Diagramas de Feynman de ordem superior, que implicam correções à distribuição angular dos fótons espalhados no efeito Compton, só foram calculadas em 1952, por Feynman e L. Brown [7].

Por suas predições acuradas envolvendo correções de ordens superiores, como o momento magnético anômalo do elétron, ou o deslocamento Lamb dos níveis de energia do átomo de hidrogênio, a QED serviu de modelo para todas as outras teorias da Física.

[1] F. Caruso & V. Oguri, 2016, Origens do Conceito de Fóton, *Ciência e Sociedade*, CBPF, v. 4, n. 2, p. 1-11.

[2] R.P. Feynman, 1985, *QED: The Strange Theory of Light and Matter*. Princeton Science Library.

[3] P.A.M. Dirac, 1957, *The Principles of Quantum Mechanics*, Oxford Press, 4th ed.

[4] P. Grangier, G. Roger & A. Aspect, 1986, Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences, *Europhysics Letters* **1**, n. 4, p. 173-179.

[5] C. Schiller, 2015, *Motion Mountain: The Adventures of Physics, vol. IV, The Quantum of Change*. The free physics textbook: <http://motionmountain.net/>.

[6] O. Klein & Y. Nishina, 1929, Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantenmechanik nach Dirac, *Zeitschrift für Physik*, **52**, p. 853-868.

[7] L.M. Brown & R.P. Feynman, 1952, Radiative Corrections to Compton Scattering. *Physical Review*, **85**, n. 2, p. 231-244.

Pedidos de cópias desta publicação devem ser enviados aos autores ou ao:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brasil
E-mail: socorro@cbpf.br/valeria@cbpf.br
http://www.biblioteca.cbpf.br/index_2.html

Requests for copies of these reports should be addressed to:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brazil
E-mail: socorro@cbpf.br/valeria@cbpf.br
http://www.biblioteca.cbpf.br/index_2.html