

INTERFERÔMETRO DE MACH-ZEHNDER

1. Soma e Divisão de Ondas

Quando dois pulsos de onda se cruzam em uma corda clássica, o pulso resultante tem uma amplitude que é a soma das amplitudes dos pulsos originais. Este é o princípio de *superposição* da Física Ondulatória Clássica: quando várias ondas passam por um ponto, a amplitude resultante é a *soma* das amplitudes componentes.

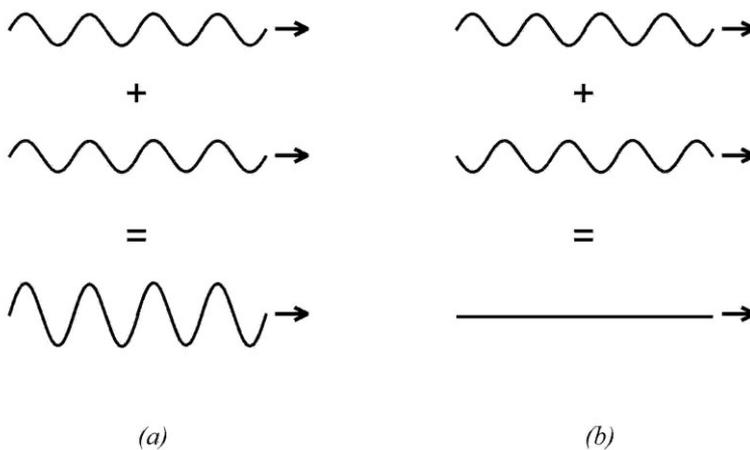


Figura II.1. Superposições: (a) construtiva (ondas em fase); (b) destrutiva (ondas fora de fase).

Para duas ondas contínuas de mesmo λ propagando-se na mesma direção e sentido, a superposição pode ser construtiva (ondas em fase) ou destrutiva (ondas deslocadas entre si por $\lambda/2$) (Fig. II.1), ou então algum caso intermediário.

Se uma onda de intensidade I_0 for dividida em duas partes de igual intensidade I' , por exemplo a luz se dividindo em um espelho semirrefletor S (Fig. II.2), qual é a amplitude final de cada onda? Como $I' = I_0/2$, é só usar a eq.(I.2) para ver que a amplitude final ψ' de cada componente não é a metade da amplitude ψ_0 da onda original, mas que $\psi' = \psi_0/\sqrt{2}$.

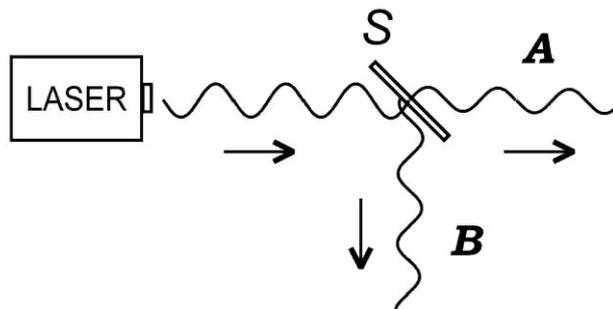


Figura II.2. Divisão de uma onda em duas componentes A e B de igual amplitude.

Pois bem, não poderíamos pegar as componentes A e B da Fig. II.2, acertar suas fases relativas, de forma a recombiná-las com superposição construtiva? Neste caso, a amplitude da onda resultante seria $\psi_0/\sqrt{2} + \psi_0/\sqrt{2} = \sqrt{2} \cdot \psi_0$, donde a intensidade final do feixe seria $2I_0$,

maior que a do feixe inicial! Será possível? Não, sabemos que não, pois violaria o princípio de conservação de energia. Não se podem recombinar dois feixes dessa maneira simples para obter uma superposição construtiva. Na seção seguinte veremos como se faz para recombinar experimentalmente amplitudes de onda.

2. Interferômetro de Mach-Zehnder Clássico

Vamos agora apresentar um arranjo experimental, envolvendo interferência de ondas, parecido com o experimento das duas fendas, mas num certo sentido mais simples. O aparelho em questão chama-se *interferômetro de Mach-Zehnder*.¹³

Para entender o funcionamento deste interferômetro, iremos considerar um feixe de luz como consistindo de ondas em uma dimensão. Um modelo ondulatório razoável para um feixe de luz, gerado por exemplo por uma lanterna, é de que ele consiste de um monte de “trens de onda”. Vamos considerar apenas um destes trens de onda.

O primeiro componente do interferômetro é um “espelho semirrefletor”, que divide o feixe de luz em duas partes, uma transmitida e uma refletida, de igual amplitude (conforme vimos na Fig. II.2). Já vimos que neste caso de divisão de ondas, se a amplitude do feixe inicial é ψ_0 , a do feixe transmitido é $\psi_0/\sqrt{2}$, assim como a do feixe refletido.

Além disso, o trem de onda refletido sofre um *deslocamento de fase* em relação ao trem transmitido através do espelho. Adotaremos a regra de que *a cada reflexão ocorre um avanço de $\frac{1}{4}$ de comprimento de onda ($\lambda/4$) em relação à onda transmitida*. Isso é válido para espelhos semirrefletores que não absorvem luz e que são simétricos.¹⁴

O esquema do interferômetro de Mach-Zehnder está na Fig. II.3. O feixe inicial passa por um espelho semirrefletor S_1 , que divide o feixe em um componente transmitido (A) e um refletido (B). Cada componente reflete então dos espelhos E_1 e E_2 , onde sofrem uma defasagem de $\lambda/2$. Voltam então a se cruzar no espelho semirrefletor S_2 , rumando então para os detectores (potenciômetros) D_1 e D_2 . O que acontece?

Como cada componente se divide em duas partes em S_2 , poderíamos esperar que cada detector mediria 50% do feixe. Mas não é isso que acontece! Observa-se, quando as distâncias percorridas pelos dois componentes forem exatamente iguais e o alinhamento dos espelhos for perfeito, que 100% do feixe original incide em D_1 , e 0% em D_2 !

Isso acontece devido à superposição construtiva em D_1 e à superposição destrutiva em D_2 (ver Fig. II.1). O feixe A se aproxima de S_2 com uma amplitude $\psi_0/\sqrt{2}$ e com um avanço relativo de $\lambda/2$ (devido a uma reflexão total em E_1); o feixe B se aproxima com mesma amplitude e um avanço de $3\lambda/4$, pois sofreu reflexões em S_1 e E_2 . No espelho semirrefletor S_2 , metade do feixe A é transmitida e metade é refletida, sendo que a mesma coisa ocorre para o feixe B . Consideremos as partes de A e de B que rumam para D_2 . O componente que percorreu o caminho A passa direto sem reflexão, permanecendo com avanço relativo de $\lambda/2$, e passando a ter uma amplitude $\psi_0/2$ após a divisão da onda; enquanto isso, o componente vindo de B sofre uma reflexão adicional (em S_2), ficando deslocado em λ (equivalente à defasagem nula), com

¹³ Este aparelho foi desenvolvido em torno de 1892 independentemente pelo alemão Ludwig Zehnder e pelo austríaco Ludwig Mach, filho de Ernst.

¹⁴ Ver ZEILINGER, A. (1981), “General properties of lossless beam splitters in interferometry”, *American Journal of Physics* 49, 882-3. Em classe, montamos um interferômetro no qual os espelhos semirrefletores são feitos através da deposição de uma fina camada metálica em uma das faces de um vidro transparente. Se a camada estivesse “sandwichada” no meio do vidro, o espelho seria simétrico, mas esse não foi o caso. Além disso, a camada metálica absorve uma pequena parcela da luz incidente. Assim, o avanço do feixe refletido em relação ao transmitido, no experimento montado em classe, não é de $\lambda/4$. Mencionaremos outras propriedades do interferômetro didático na seção XII.6.

amplitude $\psi_0/2$. Temos assim uma diferença de $\lambda/2$ entre os componentes de mesma amplitude, o que corresponde a uma superposição destrutiva. Ou seja, as amplitudes que atingiriam D_2 se anulam, e nada é detectado neste potenciômetro. No caso das partes que rumam para D_1 , o componente que vem por A sofre no total duas reflexões (em E_1 , S_2), enquanto que o que veio por B também sofre duas (em S_1 , E_2). Cada qual tem um deslocamento de fase de $3\lambda/4$, e assim não têm nenhuma diferença de fase entre si, resultando em uma superposição construtiva. Como cada um destes componentes que atingem D_1 tem amplitude $\psi_0/2$, eles se somam resultando numa amplitude ψ_0 , igual à do feixe incidente!

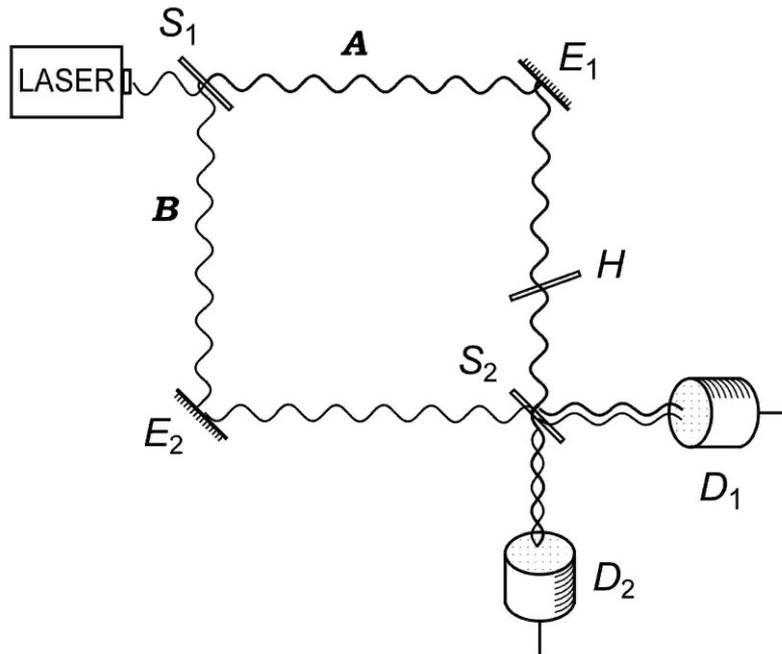


Figura II.3. Interferômetro de Mach-Zehnder.

Podemos agora dissolver o paradoxo mencionado no final da seção anterior notando que só é possível superpor construtivamente dois componentes de onda que rumam em diferentes direções (como os componentes A e B) se os dividirmos e ocasionarmos uma superposição destrutiva de parte dos componentes resultantes.

3. Interferometria de um único Fóton

Para transformar o arranjo precedente em um experimento quântico,¹⁵ no qual a dualidade onda-partícula seja relevante, é preciso diminuir a intensidade do feixe até que apenas poucos fótons incidam em S_1 por vez. Além disso, é preciso utilizar detectores sensíveis à presença de um único fóton, como é o caso de uma “fotomultiplicadora”, que tradicionalmente

¹⁵ O primeiro a descrever este experimento para explorar os fundamentos da Física Quântica parece ter sido Albert Einstein, citado nas pp. 62-3 por: BOHR, N. ([1949] 1995), “O debate com Einstein sobre problemas epistemológicos na física atômica”, in *Física atômica e conhecimento humano*, Contraponto, Rio de Janeiro, pp. 41-83. Quem o explorou mais a fundo, como um experimento de escolha demorada, foi WHEELER, J.A. (1983), “Law without Law”, in WHEELER, J.A. & ZUREK, W.H. (orgs.), *Quantum theory and measurement*, Princeton U. Press, pp. 182-213.

possui uma eficiência de 30% (ou seja, cerca de um terço dos fótons que nela incidem geram um sinal amplificado).¹⁶

Mencionamos que experimentos ópticos com feixes fraquíssimos, de forma que apenas um fóton se encontre por vez dentro do interferômetro, têm sido feitos desde o começo do século XX (a partir de G.I. Taylor). No entanto, em tais experimentos nunca sabemos quando o fóton está chegando no interferômetro. A partir de 1985, porém, tornou-se viável a preparação do que é chamado “estado monofotônico”, ou seja, um pacote de onda que carrega exatamente um quantum de energia e que atinge o interferômetro em um instante bem preciso (dentro dos limites impostos pelo princípio de incerteza).

Uma das maneiras de se fazer isso¹⁷ (Fig. II.4) é direcionando um feixe de laser em um cristal não-linear (como o fosfato monopotássico, sigla KDP) que tem a propriedade de transformar cada fóton incidente em dois fótons¹⁸ (cada qual com aproximadamente metade da energia do incidente) gerados simultaneamente e rumando em direções correlacionadas (processo conhecido como “conversão paramétrica descendente”). Quando um dos fótons do par for registrado em um detector D (uma fotomultiplicadora), sabe-se com certeza que o outro fóton está se aproximando de uma porta óptica P , que se abre durante um pequeno intervalo de tempo, deixando o fóton passar. Prepara-se assim um pacote de ondas com exatamente um fóton, cujo tempo de chegada no interferômetro é conhecido.

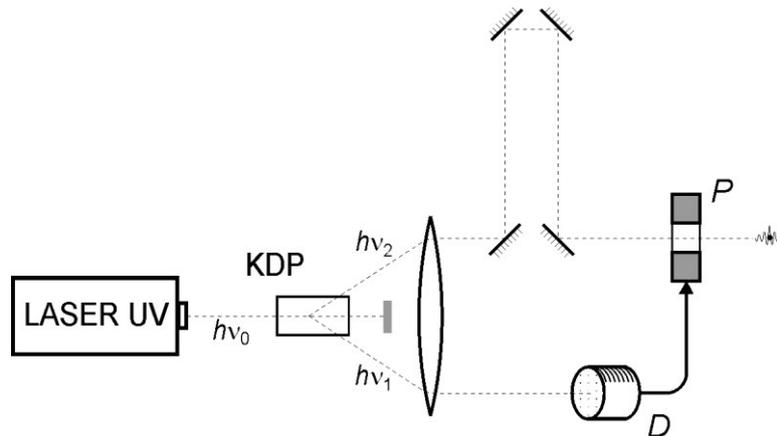


Figura II.4. Preparação de estado monofotônico. Esta preparação seria posicionada antes de S_1 , na Fig. II.3.

¹⁶ Hoje em dia há três classes de detectores de fótons individuais para luz de baixa intensidade: (i) baseados em vácuo, como o tubo fotomultiplicador; (ii) de estado sólido, como o CCD (dispositivo de carga acoplada) e o diodo de avalanche; (iii) baseados em temperatura criogênica, como o detector de nanofio supercondutor. Hoje a eficiência de detecção de fótons pode chegar a 70% em dispositivos de estado sólido a certos comprimentos de onda. Ver ACERBI, F. & PERENZONI, M. (2018), “High sensitivity photodetector for photon-counting applications”, in Britun, N. & Nikiforov, A. (orgs.), *Photon counting: fundamentals and applications*, IntechOpen, London, pp. 39-61.

¹⁷ HONG, C.K. & MANDEL, L. (1986), “Experimental realization of a localized one-photon state”, *Physical Review Letters* 56, 58-60, baseado na proposta de D. Klyshko (1977). Ver também BRAGINSKY, V.B. & KHALILI, F.Y. (1992), *Quantum measurement*, Cambridge U. Press, 1992, p. 5.

¹⁸ Começamos aqui a adotar implicitamente uma interpretação corpuscular, que fala em “fóton” como se fosse um objeto que se propaga como uma partícula. Na seção II.4 isso continua até gerar problemas conceituais!

O interferômetro de Mach-Zehnder para fótons únicos tem o mesmo comportamento que o caso clássico: todos os fótons incidem em D_1 , e nenhum em D_2 ! Tal experimento foi realizado em 1986 em Orsay, na França, por Grangier, Roger & Aspect.¹⁹ Ele exemplifica mais uma vez em que sentido “cada fóton só interfere consigo mesmo”.

4. Por Qual Caminho Rumou o Fóton?

A questão a ser colocada agora é a seguinte. No interferômetro da Fig. II.3, *depois que o fóton passou por S_1 , mas antes de incidir em S_2 , em qual caminho ele se encontra, em A ou em B?*

Vamos supor que o fóton se encontra em A, e não em B. Isso pode ser realizado experimentalmente retirando-se o espelho semi-refletor S_1 de seu lugar (Fig. II.5a). Nesse caso, o fóton incide em S_2 , e pode ser detectado *ou* em D_1 (50% de probabilidade²⁰) *ou* em D_2 (50%), não ocorrendo nenhuma interferência de componentes. Se supusermos que o fóton inicialmente rumou por B, e não por A (realizado pela substituição de S_1 por um espelho de reflexão total, Fig. II.5b), também teríamos 50% de chance de detectá-lo em D_2 .

Agora, se o fóton estivesse *ou* em A *ou* em B, continuaríamos a ter uma probabilidade de 50% de detectar o fóton em D_2 . Isso segue da própria definição do conectivo lógico “ou”: se em A é 50% e em B é 50%, então em “A ou B” tem que ser 50%. No entanto, vimos que no experimento da Fig. II.3, para um único fóton, a probabilidade de o fóton atingir D_2 não é 50%, é 0%! Logo, *é falsa a afirmação de que o fóton está ou em A ou em B!*

Isso é incrível! Vimos na seção I.3 que a luz é detectada na forma de partículas, e esperaríamos que tais partículas existissem durante a propagação da luz, seguindo trajetórias bem definidas (mesmo que desconhecidas). No entanto, parece que chegamos à conclusão de que os fótons não seguem trajetórias bem definidas. Como sair desse impasse?

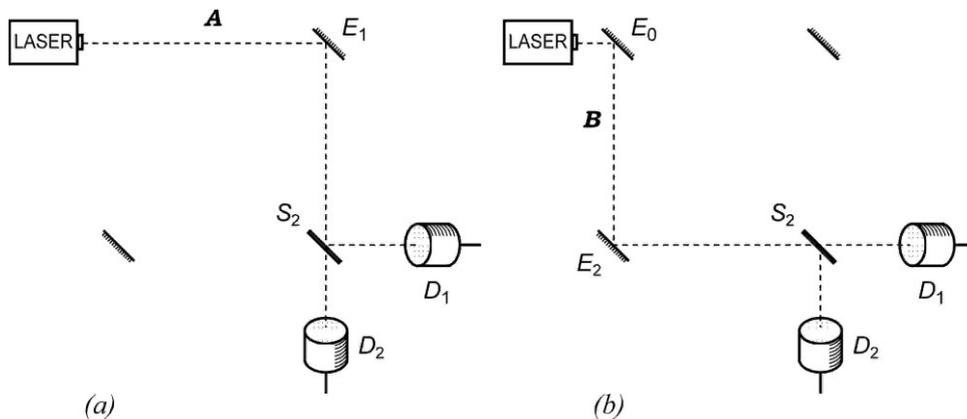


Figura II.5. Versões do interferômetro nos quais os fótons rumam por um caminho conhecido: (a) Espelho semirrefletor S_1 é removido; (b) S_1 é substituído por um espelho de reflexão total.

¹⁹ GRANGIER, P.; ROGER, G. & ASPECT, A. (1986), “Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences”, *Europhysics Letters* 1, 173-9.

²⁰ A rigor, probabilidades são definidas entre 0 e 1, mas no texto muitas vezes as exprimiremos em termos de porcentagens.

Há um punhado de saídas possíveis. Consideremos cinco delas, que seguem as interpretações simplificadas apresentadas anteriormente:

(1) *Interpretação Ondulatória*. Talvez o fóton possa se dividir simetricamente em dois “meio-fótons” no primeiro espelho semirrefletor S_1 . Em outras palavras, teríamos um pacote de onda que se dividiria em duas partes em S_1 , e estes se recombinariam em S_2 , conforme prevê a Física Ondulatória Clássica. O problema seria explicar por que em outros experimentos nunca detectamos meio fótons (voltaremos a isso na seção III.1).

(2) *Interpretação Corpuscular*. Conforme vimos acima, não dá para supor que o fóton segue um dos caminhos e nada vai pelo outro. Qualquer visão corpuscular tem extrema dificuldade em explicar fenômenos ondulatórios. Uma saída possível, porém, seria argumentar que a lógica ao nível quântico é de tipo “não clássica”. Se o conectivo “ou” fosse definido de maneira diferente, o raciocínio poderia ser invalidado.

(3) *Interpretação Dualista Realista*. Talvez o objeto quântico seja constituído por duas partes: o corpúsculo fóton e a sua onda associada. Assim, o fóton de fato seguiria uma trajetória, por A ou por B , mas simultaneamente a sua onda associada se dividiria em duas partes iguais, uma rumando por A e outra por B . Como já mencionamos, o corpúsculo seria um “surfista” que só pode navegar onde há ondas. Como as ondas se cancelam em direção ao detector D_2 , o fóton é obrigado a surfar para D_1 . Notamos que esta interpretação escapa do impasse do início desta seção, mesmo afirmando que o fóton está ou em A ou em B , ao postular que há algo (uma onda) no outro caminho (o que não é suposto nas situações da Fig.II.5).

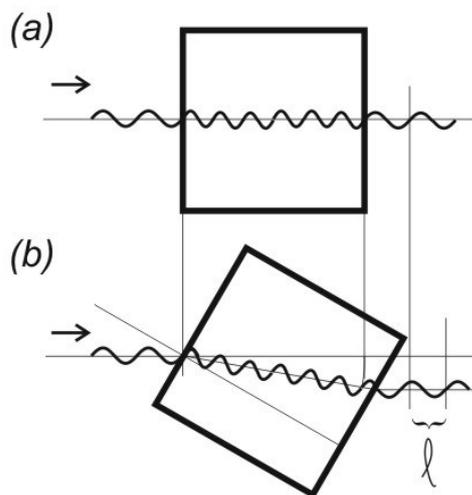
(4) *Interpretação da Complementaridade*. Um fenômeno pode ser ondulatório ou corpuscular, nunca os dois ao mesmo tempo. O experimento examinado exhibe franjas de interferência temporal, com a variação da fase de um dos caminhos (ver seção seguinte), e portanto é um fenômeno ondulatório; assim, *não tem sentido* perguntar onde está o fóton.

(5) *Interpretação Instrumentalista*. Não tem sentido ficar perguntando sobre a realidade por trás das medições; o conceito de “realidade” só atrapalha. A Teoria Quântica é estranha mesmo, mas suas previsões estatísticas estão todas corretas, e é isso que basta.

5. Variando a Fase de um Componente

Considerando o interferômetro de Mach-Zehnder, se um pedaço fino de vidro H fosse inserido no caminho A (ver Fig. II.3), o componente que o atravessa sofreria um deslocamento de fase. Isso ocorre porque no vidro a luz viaja a uma velocidade mais baixa, resultando em um comprimento de onda menor (a frequência da luz não muda: $v \cdot \lambda = V$) (Fig. II.6)

Figura II.6. (a) Luz monocromática incide em uma lâmina de vidro de índice de refração $n=1,5$, significando que a velocidade da luz no vidro é 1,5 menor do que no vácuo. Dado que a frequência da luz ν se mantém constante, seu comprimento de onda λ diminui em 1,5. (b) Ao inclinar a lâmina, a refração faz com que a luz tenha um caminho óptico maior dentro da lâmina, o que acaba alterando a fase da onda que sai da lâmina, em relação ao caso inicial. No exemplo, indica-se a diferença ℓ entre os pontos de ascensão das ondas, de tal forma que a defasagem é $\Delta\phi = 2\pi \ell / \lambda$.



A espessura e a orientação deste vidro podem ser escolhidas de forma que o avanço relativo em H seja, por exemplo, de $\lambda/2$. Neste caso, a defasagem adicional $\Delta\phi$ no caminho A é de $\frac{1}{2}$ ciclo, ou seja π radianos (ou 180° graus). O que aconteceria neste caso? Considerando as ondas da Fig. II.3, só que agora com o feixe A chegando em S_2 com um avanço relativo de $\lambda/2$, vê-se que a superposição construtiva passa a acontecer nos componentes rumando para D_2 , e a destrutiva nos componentes indo para D_1 (basta imaginar que o trem de onda mais grosso que aparece na figura é deslocado em $\frac{1}{2}$ comprimento de onda).

De fato, se a defasagem introduzida no componente A variar continuamente, obteremos uma variação na intensidade (número de fótons) detectada em cada detector que varia entre zero e um máximo, de acordo com $\cos^2\phi$ (ou $\sin^2\phi$), onde ϕ é o deslocamento de fase introduzido no caminho A . Foi exatamente isso que Grangier, Roger & Aspect observaram no experimento em que os fótons entravam um de cada vez no interferômetro (Fig. II.7).

Figura II.7. Resultados de Grangier et al. (ref. 19) para o número de fótons contados em cada detector a cada 15 segundos, em função da defasagem ϕ no caminho A.

