

MEDIÇÕES DE TRAJETÓRIA

1. Medições de Trajetória no Interferômetro

Por que, em um fenômeno ondulatório como o da Fig. II.3 (interferômetro de Mach-Zehnder), não tentamos medir por onde passa o fóton por meio de um detector supersensível, que não provoque distúrbio apreciável no fóton?²⁷

Essa situação está representada na Fig. V.1. A cada fóton que entra no interferômetro, podemos determinar se ele incide ou não no detector D_3 . Se o medirmos ali, vemos que ele tomou o caminho A ; senão, inferimos que ele foi por B (experimento de resultado nulo). Temos assim conhecimento sobre a trajetória do fóton, e o fenômeno é *corpuscular*. As probabilidades de incidir em D_1 e em D_2 são 50%. Mas se o detector D_3 fosse tão tênue que não provocasse distúrbio algum nos fótons? Será que continuaríamos a ter interferência em S_2 , e todos os fótons terminariam em D_1 , de maneira consistente com um modelo ondulatório? Se isso fosse possível, teríamos violado a versão forte da dualidade onda-partícula, pois teríamos conhecimento de trajetória juntamente com interferência!

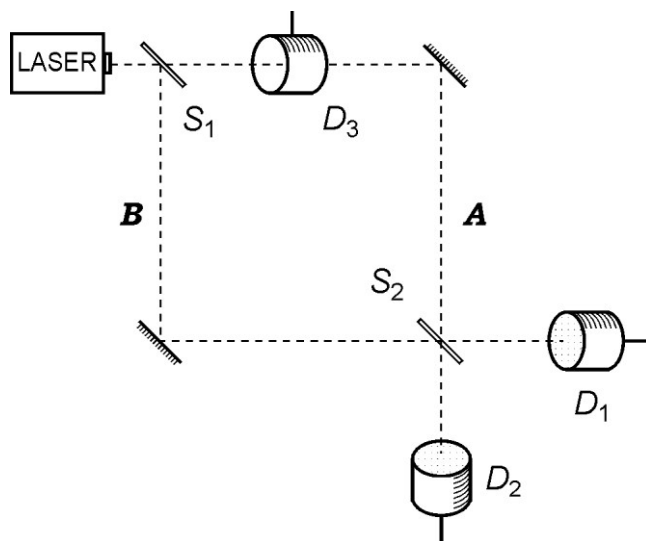


Figura IV.1. Medição não-destrutiva do caminho pelo qual ruma o fóton

Mas não é isso que acontece. O que ocorre é que mesmo com a presença do mais delicado detector possível no caminho A , a interferência deixa de ocorrer após S_2 ! Com a determinação do caminho dos fótons, eles deixam de interferir como ondas coerentes, e passam a ser detectados tanto em D_1 (50%) quanto em D_2 (50%)! Como as diferentes interpretações que já introduzimos explicariam este acontecimento? Por que a interferência desaparece quando se medem trajetórias?

²⁷ O conceito de “medição de não-demolição” foi desenvolvido por Braginski & Vorontsov em 1975 (ver seção X.6). A ideia básica é que o distúrbio do aparelho de medição sobre o objeto quântico seja dirigido para o observável conjugado àquele que se deseja medir. No caso da luz, o operador associado ao número de fótons é conjugado ao operador da fase da onda; assim, uma medição de não-demolição do número de fótons envolverá uma grande incerteza na fase da onda. Para uma resenha atualizada, ver XIA, K. (2018), “Quantum non-demolition measurement of photons”, in Britun, N. & Nikiforov, A. (orgs.), *Photon counting: fundamentals and applications*, IntechOpen, London, pp. 65-80.

(1) *Interpretação Ondulatória*. Uma maneira simples de se explicar o que acontece nesta situação é fazer uso da noção de “colapso”, que mencionamos na seção III.2 e exploraremos no Cap. VI. Sempre que uma medição é realizada, e um resultado obtido, a onda ψ , previamente espalhada, sofre uma redução súbita, passando a se localizar próximo de onde ela foi detectada (formando um “pacote de onda” semelhante a uma partícula). Assim, se o detector D_3 registrar um fóton, a onda some no caminho B ; se D_3 não registrar nada, a onda some em A e passa a existir só em B . Em ambos os casos, recai-se nas situações da Fig. II.5, e a probabilidade de detecção em cada detector passa a ser 50%. Schrödinger não gostava deste tipo de explicação envolvendo colapsos, e neste caso poderia usar a explicação envolvendo a “perda de coerência” dada pelas interpretações dualistas, que veremos a seguir. (No entanto, a noção de colapso continua sendo necessária, nesta interpretação, para o fenômeno corpuscular da Fig. III.1.)

(2) *Interpretação Corpuscular*. Esta visão já tem dificuldades em explicar a interferência para um elétron ou fóton único, quanto mais para explicar o presente problema! Os detectores simplesmente revelam as posições pré-existentes das partículas. Mas por que a interferência desaparece? Não basta supor que o detector D_3 provoca uma alteração no movimento do fóton, pois mesmo quando o fóton ruma por B a interferência desaparece (veremos mais sobre este “experimento de resultado nulo” na seção VIII.4).

(3) *Interpretação Dualista Realista*. Uma possível explicação dentro desta visão é a seguinte. A presença do detector de não-demolição D_3 , ligado em A , provocaria um distúrbio na fase do trem de onda que ruma por A . O valor deste deslocamento de fase seria imprevisível, mas dependeria do estado microscópico do detector D_3 no instante da passagem da partícula (esta visão é “criptodeterminista”, conforme definiremos na seção VII.2). Como a onda contínua que ruma por A passa a ter uma fase diferente, desconhecida (a onda por B permanece com a mesma fase), as superposições que ocorrem após S_2 podem tanto ser construtivas na direção de D_1 , quanto destrutivas, como podem também ser de tipo intermediário, conforme representada na Fig. II.7 (com a diferença que a defasagem não varia continuamente, mas aleatoriamente). Assim, para cada caso individual, a probabilidade de o fóton terminar em D_1 varia entre 0 e 1 (dependendo do valor da defasagem introduzida por D_3), mas na média, para vários fótons, a probabilidade de incidência em D_1 é 0,5, igual ao caso em que um dos caminhos é bloqueado (o fenômeno corpuscular da Fig. II.5). O detector, em suma, provoca uma *perda de coerência*²⁸ entre os componentes A e B .

(4) *Interpretação da Complementaridade*. Um fenômeno não pode ser ao mesmo tempo ondulatório e corpuscular. Quando medimos a posição do fóton, o fenômeno registrado é corpuscular, e assim não pode mais haver interferência. Para justificar estas afirmações, em 1927, Bohr desenvolveu uma explicação baseada no princípio da incerteza, que em essência é igual à explicação dada no parágrafo anterior, envolvendo fases aleatórias.²⁹

²⁸ O termo “decoerência” (ou “descoerência”) poderia ser usado para este processo. No entanto, este termo é normalmente aplicado para o caso em que a perda de coerência surge de um acoplamento do sistema com o ambiente (conforme examinamos no livro *Conceitos de física quântica*, vol. 2, seção XXXI.6). Está claro que o detector pode ser considerado o “ambiente”, mas para não misturarmos as questões, usaremos simplesmente a expressão “perda de coerência”.

²⁹ A explicação baseada em fases aleatórias foi bastante usada por David Bohm, em seu período ortodoxo, e também por Richard Feynman, conforme menciona o primeiro. Ver: BOHM, D. (1951), *Quantum theory*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs (NJ), pp. 120-4, 600-2.

(5) *Interpretação Instrumentalista*. Pode-se seguir a estratégia da interpretação ondulatória, mas considerando que as reduções de estado que ocorrem nas medições (tema a ser explorado mais para frente) são apenas uma descrição formal.

Para resumir, o que essas explicações têm em comum é que uma medição (em D_3) provoca um *distúrbio* incontornável no objeto quântico. Tal distúrbio pode ser de dois tipos: colapso (visão 1) ou perda de coerência (visões 3 e 4), resultando em uma perda de coerência das ondas envolvidas, impedindo a existência de um padrão estável de interferência. Notemos que tal perda de coerência poderia ocorrer sem que a medição em D_3 fosse realizada: bastaria existir um processo de interação com o objeto quântico (por exemplo, espalhamento por outras partículas), que introduzisse um distúrbio, para que surgissem fases aleatórias, provocando perda de coerência.

2. Medições de Posição são Repetíveis

Considere o interferômetro de Mach-Zehnder sem o segundo semi-espelho (fenômeno corpuscular), na situação em que um detector D_3 de não-demolição (visto na seção anterior) é colocado no caminho A , e outro D_4 no caminho B (Fig. IV.2). Neste caso, observaremos uma correlação entre contagens em D_3 e D_2 , e entre contagens em D_4 e D_1 . Ou seja, sempre que D_3 disparar, D_2 também o fará (supondo 100% de eficiência dos detectores). Isso é facilmente explicável considerando que o fenômeno é corpuscular.

Essa situação caracteriza a “repetibilidade” das medições de posição. Os detectores D_3 e D_4 medem a posição do pacote de onda incidente, e os resultados possíveis são o caminho A ou o caminho B . Ao fazermos uma repetição da medição, com os detectores D_1 e D_2 , sempre obteremos o mesmo resultado: A ou B .

A interpretação ondulatória recorre à noção de “colapso” que ocorreria após a primeira medição. Veremos que, no nível do formalismo, isto é expresso pela noção de “redução de estado”.

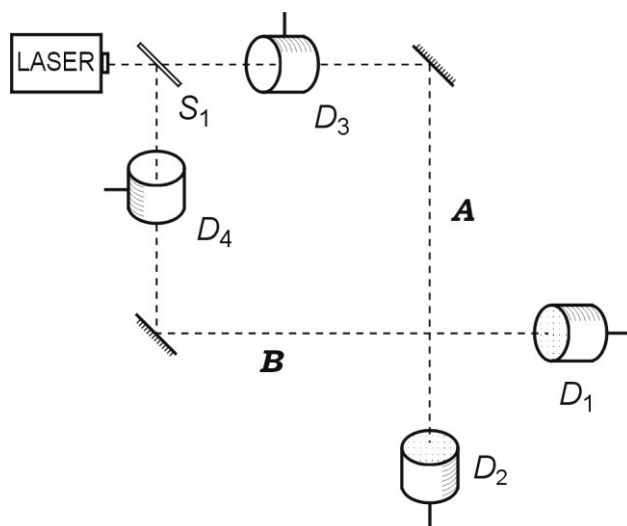


Figura IV.2. Arranjo experimental exemplificando a repetibilidade de medições de posição.

3. Medições nas Fendas no Experimento das Duas Fendas

Consideramos agora a situação em que, no experimento das duas fendas (seção I.3), medições de trajetória são feitas diante de cada fenda. Seguiremos a bem conhecida apresentação de Richard Feynman.³⁰ Imaginemos uma fonte de elétrons, todos com aproximadamente a mesma energia, que incidem (ao longo do eixo x) em um anteparo com dois furos apropriadamente separados. A uma certa distância atrás do anteparo se encontra uma parede na qual existe um detector móvel. A fonte de elétrons é bem fraca, de modo que o detector dispara apenas de vez em quando, indicando a chegada de apenas um elétron (ver Fig. IV.3).

O experimento consiste em colocar o detector em posições sucessivas ao longo do eixo y e contar, em um intervalo de tempo constante, o número de disparos do contador.³¹ Ao final, constrói-se um gráfico cuja curva exprime a frequência relativa com que os elétrons são detectados nas diferentes posições, o que indica as probabilidades de detecção. Se tal experimento fosse realizado, observar-se-ia uma curva de interferência típica de comportamento ondulatório, indicado por $|\psi_A(y) + \psi_B(y)|^2$ na Fig. IV.3.

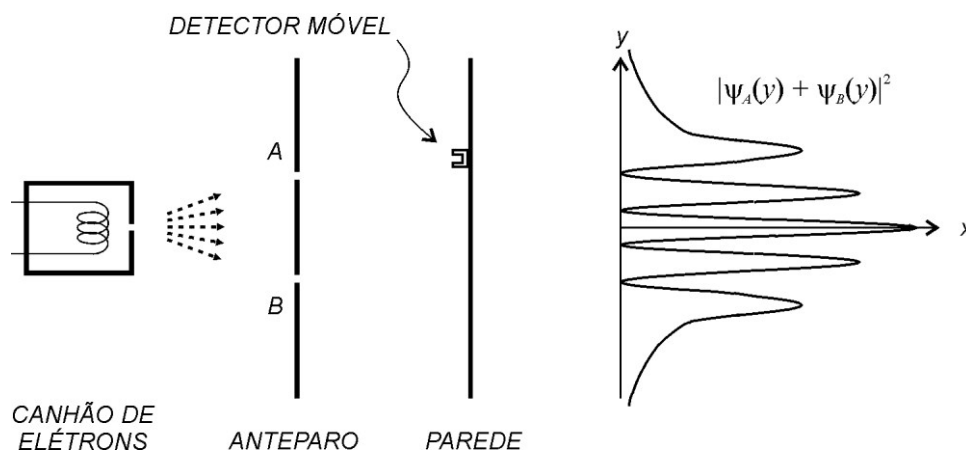


Figura IV.3: Experimento das duas fendas para elétrons, segundo Feynman.

Se o elétron se comportasse como uma bala de revólver incidindo em um anteparo resistente com dois furos, então as detecções em nosso experimento não exibiriam um padrão de interferência, mas formariam uma curva suave que seria a soma das curvas $|\psi_A(y)|^2$ e $|\psi_B(y)|^2$ obtidas quando cada um dos furos estivesse aberto sozinho (ver as curvas da Fig. IV.4). Como o elétron exibe um padrão de interferência, ele não se comporta como as balas de revólver.

Mesmo assim, cada elétron é absorvido “inteiro” pelo detector (isto é, transmite uma carga e uma massa mínima), nunca em partes, e assim ele é considerado uma partícula. O caso da luz desafia mais a nossa intuição, mas ela também é absorvida em pacotes mínimos, de

³⁰ FEYNMAN, R.P.; LEIGHTON, R.B. & SANDS, M. (1963), *The Feynman lectures on physics*, vol. I, Addison-Wesley, Reading (MA), pp. 1-1 a 1-9; tradução para o português: *Lições de física de Feynman - edição definitiva*, trad. A.V. Roque da Silva & K.R. Coutinho, Artmed Bookman, Porto Alegre, 2008.

³¹ A rigor, cada posição diferente do detector corresponde a um experimento diferente. Sendo assim, vemos que as franjas de interferência, típicas de fenômenos ondulatórios, envolvem uma *classe* de arranjos experimentais, que variam conforme a defasagem relativa dos feixes vindos das duas fendas. Vimos isso também com as franjas temporais que ocorrem no interferômetro de Mach-Zehnder (seção II.5), ao se variar continuamente a defasagem relativa entre os feixes dos caminhos A e B.

energia $h\nu$. Como a luz é sempre detectada como fótons individuais, temos a tendência de inferir que estes fótons mantêm sua individualidade enquanto não são observados. Tal intuição tende a ser ainda mais forte no caso de elétrons, o que se justifica por eles satisfazerem a conservação de número fermiônico.³² Mas se seguirmos esta intuição, teremos que admitir que o elétron passa *ou* pela fenda *A* *ou* pela *B*. Temos alguma maneira de verificar isso?

Einstein sugeriu, no 5º Congresso de Solvay em 1927, que a fenda pela qual a partícula passa poderia ser determinada usando um anteparo (no qual estão as fendas) móvel, medindo-se o sentido da velocidade final do anteparo. Considerando que o anteparo está sujeito à relação de incerteza, Bohr mostrou que a incerteza na posição das fendas “borraria” o padrão de interferência.³³

Feynman propôs que tentássemos medir a posição do elétron, quando ele passasse pelas fendas, por meio de uma fonte de luz colocada entre as fendas (Fig. IV.4). Um detector de luz D_A é colocado no outro lado da fenda *A*, e um detector adicional D_B é simetricamente disposto do outro lado da fenda *B*. Se um fóton é detectado em D_A , isto indica que ele passou pela fenda *A* (e analogamente com *B*). Constrói-se então um histograma indicando, para cada posição do detector de elétrons e para um mesmo intervalo de tempo, quantas contagens *em coincidência* foram registradas com o detector D_A . E, analogamente, constrói-se outro histograma para detecções em coincidência com D_B . O que se observa então é que o padrão de interferência desaparece tanto para as contagens em *A* quanto para em *B* (ver gráfico na Fig. IV.4). Somando-se estas contribuições, obtém-se um padrão geral sem franjas (Fig. IV.5a). Em conclusão: quando medimos por qual fenda os elétrons passam, eles se comportam como balas de revólver.

A explicação dada por Feynman para isso é que cada fóton espalhado provoca um distúrbio no movimento do elétron, introduzindo uma incerteza em sua posição y que acaba borrando o padrão de interferência.³⁴

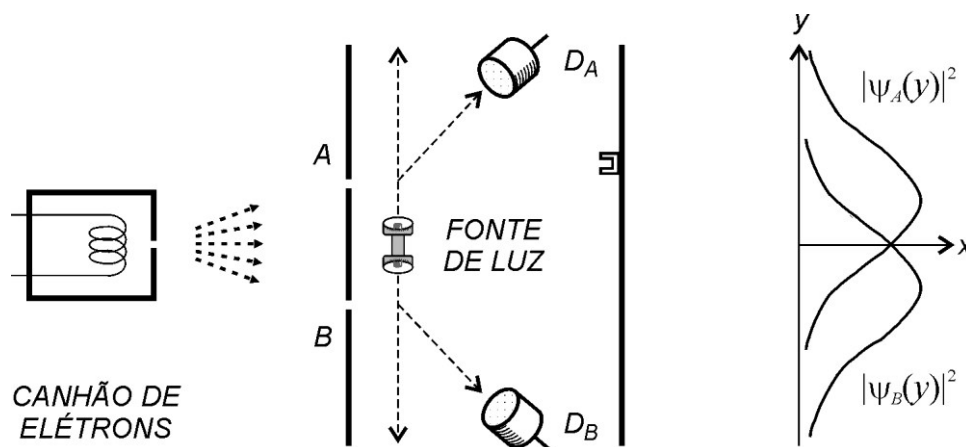


Figura IV.4: Proposta de Feynman para se determinarem as trajetórias dos elétrons.

Na figura a seguir, comparam-se os sinais com a franja de interferência usual (Fig. IV.5b) e a situação com perda de coerência, ou seja, sem interferência (fenômeno corpuscular)

³² Para o conceito de “número fermiônico”, ver *Conceitos de física quântica*, vol. 1, seção XVII.4.

³³ Ver BOHR (1949), op. cit. (nota 15), pp. 56-59; JAMMER (1974), op. cit. (nota 8), pp. 126-30. No livro *Conceitos de física quântica*, foi apresentada uma versão desta discussão para o interferômetro de Mach-Zehnder (seção V.2), mas como ela acabava não sendo usada em sala de aula, ela foi omitida na presente edição. Notar que a presente discussão aparece em *Conceitos de física quântica*, vol. 1, Cap. XX.

³⁴ O cálculo é apresentado também em GASIROWICZ, S. (1974), *Quantum physics*, Wiley, New York, p. 35.

(Fig.IV.5a). Notar que os picos de interferência atingem uma intensidade que é o dobro da intensidade do caso sem franjas. Considerando uma terceira situação (Fig.IV.5c), em que introduz-se uma defasagem de π (meio ciclo) entre as ondas das duas fendas, obtém-se um padrão antissimétrico. Uma propriedade curiosa é que a soma ponderada dos casos (b) e (c) resulta no padrão sem interferência (a). Em outras palavras, se um defasador for colocado defronte a uma das fendas, e alternar entre duas fases opostas (como 0 e π) de maneira aleatória, o resultado será igual ao do caso sem franjas de interferência.

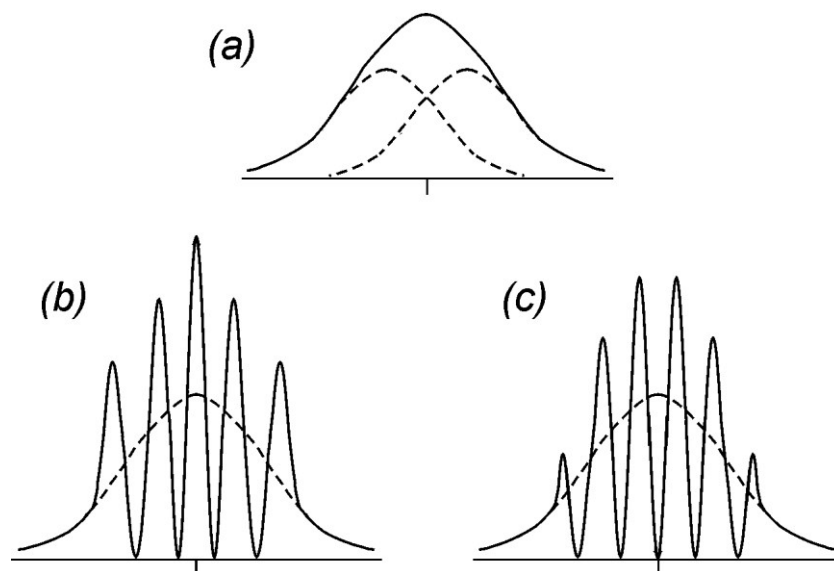


Figura IV.5: Distribuição de probabilidades no experimento das duas fendas. (a) Medindo-se a fenda por onde passa cada quantum, obtém-se uma distribuição de contagens sem franjas (cada curva pontilhada corresponde às passagens por uma das fendas). (b) Sem medirem-se as trajetórias, obtém-se as franjas de interferência do caso simétrico (a curva pontilhada indica a curva do caso a). (c) No caso antissimétrico, com uma defasagem relativa de π (avanço de $\lambda/2$) entre as ondas passando por cada fenda, obtém-se “anti-franjas”.