

O Interferómetro de Neutrões

J. M. B. LOPES DOS SANTOS

Laboratório de Física da Universidade do Porto
Praça Gomes Teixeira — 4000 PORTO

«Nenhum fenómeno elementar é um fenómeno até ser um fenómeno registado (observado)».

JOHN A. WHEELER

1. O interferómetro de neutrões

Este artigo é o segundo de uma série relativa a experiências contemporâneas que ilustram aspectos fundamentais da Mecânica Quântica [1]. O dispositivo representado na Fig. 1 tem permitido mais experiências nesta área do que qualquer outro. Várias conferências têm sido dedicadas exclusivamente a interferometria de neutrões, um campo da Física tornado possível por este dispositivo [2]. Embora o primeiro interferómetro deste tipo tenha sido construído em 1965, foi pela primeira vez utilizado com neutrões em 1974 por Rauch Treimer e Bonse (ver referências em [3c]).

Como o nome indica este interferómetro destina-se a realizar experiências de interferência com neutrões. Mas não precisamos de ondas (radiação electromagnética) para esse efeito? Como vimos no artigo anterior as ondas electromagnéticas são feixes de fotões que, do ponto de vista da Física moderna, não tem menos direito à designação de partículas que um electrão, neutrão ou protão: transportam energia e quantidade de movimento, são sempre detectados inteiros, etc. Tornar-se-á mais claro com o decorrer deste artigo que o comportamento de um feixe de «verdadeiras» partículas (neutrões) é realmente idêntico ao de fotões. Existe no entanto uma diferença (*), não fun-

damental, mas com algumas consequências práticas: o fotão tem uma massa em repouso

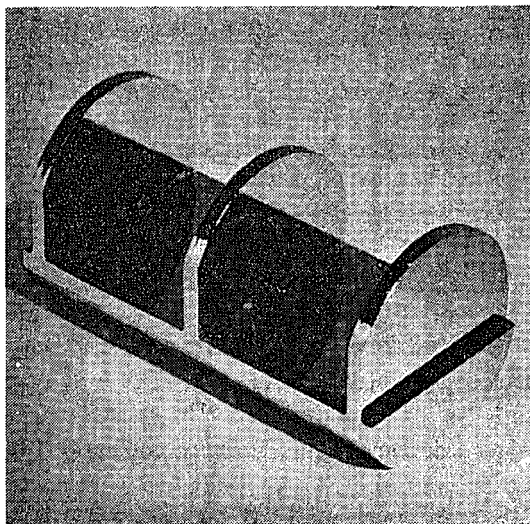


Fig. 1 — O interferómetro de neutrões é constituído por um cristal de silício, extremamente puro, com cerca de 8 cm de comprimento e 5 cm de lado. O cristal é cuidadosamente cortado de modo a ficar com três lâminas numa base comum. Os planos cristalinos das três lâminas estão perfeitamente alinhados pois pertencem ao mesmo cristal. Reproduzido da ref. [3b].

(*) Existe outra. O fotão é um bóson e o electrão, neutrão ou protão fermiões. Mas esta não é relevante para a nossa discussão.

nula. Isto pode parecer problemático — em Física pré-relativista tal partícula terá energia e quantidade de movimento nulas — mas no contexto da relatividade é perfeitamente razoável (ver caixa I). Mas em consequência desta

CAIXA I

Partículas de massa nula

Em relatividade a energia e quantidades de movimento de uma partícula são dadas por:

$$E = \gamma m v c^2 \quad (1a)$$

$$p = \gamma m v \quad (1b)$$

com:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-(v/c)^2}} \quad (c = \text{velocidade da luz}) \quad (2)$$

Destas relações tira-se:

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (3a)$$

$$v = \frac{pc^2}{E} \quad (3b)$$

Sendo $m = 0$ obtemos $E = pc$ e $v = c$. A possibilidade de ter $E \neq 0$ e $p \neq 0$ não contradiz a eq. (1) pois $\gamma \rightarrow \infty$ quando $v \rightarrow c$. Uma partícula de massa nula desloca-se sempre à velocidade da luz (para qualquer observador).

característica existe uma enorme diferença entre os comprimentos de onda de fótons e neutrões para as energias mais correntes. Usando a relação de De Broglie, $\lambda = h/p$, podemos exprimir o comprimento de onda do neutrão em termos da sua energia cinética $E_c = E - m_n c^2$.

$$\lambda = \frac{h}{m_n c} \frac{1}{\sqrt{E_c(E_c + 2m_n c^2)}}$$

(Ver eq. (3a) da caixa I). Por razões práticas é difícil arranjar feixes de neutrões com energia cinética inferior a $K_B T$ com T da ordem da temperatura ambiente ($T \approx 300$ K). Isso dá,

$$\lambda_n \approx 2,4 \text{ \AA},$$

cerca de três ordens de grandeza inferior aos comprimentos de onda de fótons na gama do

visível (4000 ~ 7000 Å). Esta diferença torna a observação dos aspectos ondulatórios de partículas com massa muito mais difícil. Um exemplo tornará isto claro. Recorde o leitor o interferómetro de Mach-Zehnder descrito no artigo anterior [1]. Suponha que vibrações mecânicas, de origem térmica ou outra, fazem oscilar rapidamente as distâncias entre divisores de feixe e espelhos. Se, para uma dada configuração, a diferença de caminhos ópticos dos dois braços variar da ordem de $\lambda/2$, a diferença de fase varia de π . A interferência passa de construtiva a destrutiva e vice-versa. A intensidade média deixará de variar com o deslocamento dos espelhos. As interferências desaparecem. Este problema (e outros semelhantes) serão tanto mais severos quanto menor for λ .

Princípio de funcionamento

Estes problemas são resolvidos com um interferómetro de neutrões, por este ser constituído por um único cristal de silício, extremamente puro e sem defeitos. Nele foram recortadas três lâminas paralelas. O princípio de funcionamento é inteiramente idêntico ao do interferómetro Mach-Zehnder. O papel dos divisores de feixes e espelhos é desempenhado por um conjunto de planos cristalinos do silício perpendiculares às faces das lâminas. Quando um feixe de neutrões com um dado comprimento de onda λ incide numa das lâminas segundo um determinado ângulo de incidência θ_B (que depende de λ) ele sofre reflexões múltiplas nesse conjunto de planos (que actua como uma guia de ondas) e emerge do outro lado da lâmina como dois feixes, um transmitido na direcção inicial e outro reflectido segundo um ângulo igual ao de incidência, (Fig. 2). Este efeito é, por si só, resultado das propriedades ondulatórias dos neutrões. Mas para a nossa discussão importa apenas o seguinte: o ângulo de incidência no *mesmo* conjunto de planos da segunda lâmina é, novamente θ_B . O alinhamento dos planos atômicos nas três lâminas é garantido pelo facto de se tratar de um único cristal de silício.

O leitor terá já adivinhado que os dois feixes reflectidos na segunda lâmina vão sobrepor-se na terceira, onde, de novo, incidem

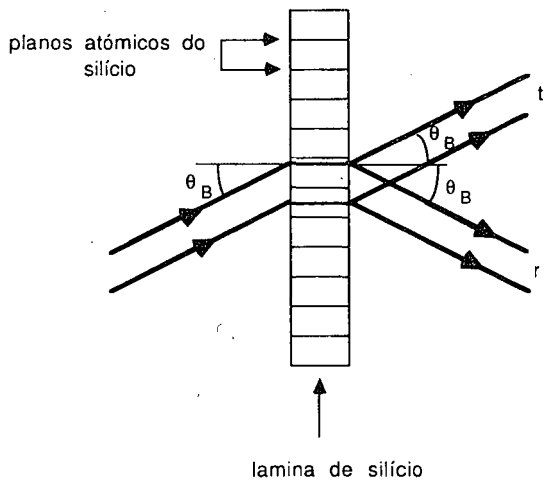


Fig. 2 — A lâmina de silício actua como um divisor de feixe para um ângulo de incidência θ_B . Para outros ângulos o feixe reflectido é quase inexistente.

com θ_B . Desta lâmina emergem portanto dois feixes cujas intensidades podemos medir com dois contadores (Fig. 3).

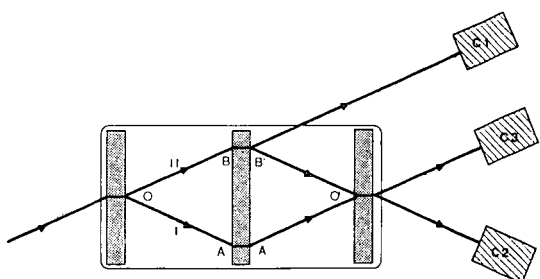


Fig. 3 — Esquema de funcionamento do interferómetro. O contador C_1 permite controlar a intensidade do feixe, as taxas de contagem C_2 e C_3 revelam a existência de interferências dos caminhos I e II.

Comparando com o interferómetro de Mach-Zehnder [1] vemos que a primeira e terceira lâminas desempenham o papel dos divisores de feixe, a segunda a dos espelhos. É importante notar que os elementos «ópticos» são planos cristalinos, não as faces das lâminas. É isso que permite manter diferenças de fase

bem determinadas quando o comprimento de onda é da ordem do angstrom.

Para observar interferências é necessário variar a diferença de fase entre dois caminhos. Neste caso é obviamente impossível alterar as posições dos «espelhos» ou divisores de feixe. Mas consegue-se este objectivo introduzindo entre duas lâminas uma placa de alumínio (ou outro material que não absorva neutrões). Uma rotação da placa faz variar as espessuras de alumínio atravessadas por cada feixe. Não é difícil mostrar que (Fig. 4)

$$\Delta t = t_{II} - t_I = 2T_0 \frac{\sin \theta_B \sin \delta}{\cos^2 \theta_B - \sin^2 \delta}$$

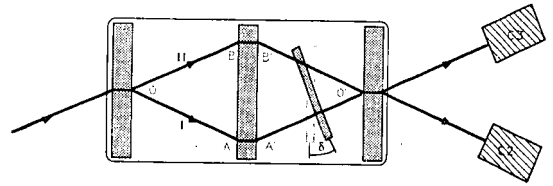


Fig. 4 — A rotação da placa de alumínio faz variar a diferença de fase dos dois caminhos porque o comprimento de onda dos neutrões no alumínio é diferente do vazio.

Na Fig. 5 reproduzem-se resultados de uma experiência deste tipo. A taxa de contagem de cada um dos contadores C_2 ou C_3 oscila sinusoidalmente com Δt .

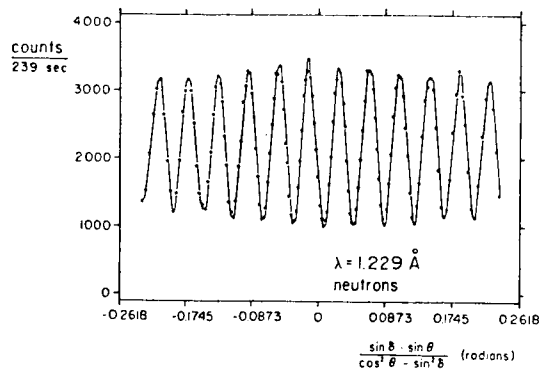


Fig. 5 — Oscilação da taxa de contagem de neutrões numa das saídas do interferómetro em função da diferença das espessuras de alumínio atravessadas por cada feixe (reproduzido de «Neutron Interferometry» Bonse e Rauch, Oxford University Press 1979).

A explicação ondulatória é muito simples. Como o comprimento de onda dos neutrões no alumínio, λ_{A1} , é diferente do vazio λ_n , (λ_n/λ_{A1} é no fundo, o índice de refracção do alumínio para neutrões) a espessura de alumínio implica uma variação de fase diferente da que ocorreria no vazio em igual distância,

$$\Delta\varphi_I = 2\pi t_I \left(\frac{1}{\lambda_{A1}} - \frac{1}{\lambda_n} \right)$$

$$\Delta\varphi_{II} = 2\pi t_{II} \left(\frac{1}{\lambda_{A1}} - \frac{1}{\lambda_n} \right)$$

portanto a diferença de fase entre os dois caminhos depende de $t_{II} - t_I$,

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_I - \Delta\varphi_{II} = \frac{2\pi}{\lambda_n} (t_I - t_{II}) \left(\frac{\lambda_n}{\lambda_{A1}} - 1 \right)$$

CAIXA II

A experiência de Collela, Overhauser e Werner

O princípio desta experiência é extremamente simples. Consideremos a Fig. 3. Suponhamos que o plano dos feixes de neutrões é horizontal. Se o interferómetro for rodeado em torno da direcção OA a secção B'O' do trajecto II passará a estar a uma altura superior à de OA. Como a energia potencial gravítica em B'O' é superior à de OA a energia cinética terá que ser menor (os neutrões são desacelerados ao «subir» OB). O comprimento de onda é determinado pela energia cinética.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2m_n E_c}}$$

À medida que o interferómetro roda o comprimento de onda $\lambda_{B'O'}$ varia e altera-se a diferença de fase dos dois caminhos. É fácil ver que a variação de λ é muito pequena

$$\lambda_{B'O'} - \lambda_{OA} \approx \frac{1}{2} \frac{h}{\sqrt{2m_n E_c^3}} \Delta E_c$$

$$\approx \lambda_{OA} \frac{1}{2} \frac{\Delta E_c}{E_c}$$

A diferença de energias $\Delta E = E_c(OA) - E_c(B'O')$ é

$$\Delta E_c = m_n' g d \sin \phi$$

em que m_n' é a massa gravítica do neutrão, g a aceleração da gravidade, d a distância entre

As intensidades em cada um dos contadores oscilam em antifase (como no interferómetro de Mach-Zehnder) com $\Delta\varphi$. É importante notar que esta oscilação nada tem a ver com eventuais interacções entre neutrões. O fluxo de neutrões nestas experiências anda à volta de 1 neutrão/segundo. O leitor pode facilmente calcular a velocidade dos neutrões usando os dados do texto ($m_n = 1,67 \times 10^{-27}$ Kg) e mostrar que é rara a existência de mais de um neutrão de cada vez no interferómetro. Como no caso dos fotões, a probabilidade de um neutrão ser detectado em C_2 (ou C_3) depende da configuração relativa dos dois caminhos. Apesar disso sabemos que o neutrão não se divide na primeira lâmina porque nesse caso

direcções de OA e B'O' e ϕ o ângulo de rotação em torno de OA. Usando $d \approx 2$ cm vem.

$$\Delta E_c \leq 3 \times 10^{-28} \text{ J} \sim 10^{-7} E_c$$

Isto é

$$\Delta\lambda \approx 10^{-7} \lambda.$$

Como é possível medir uma variação tão pequena de λ ? O importante é que a distância B'O' é por sua vez da ordem de $10^8 \lambda$; o que significa que, mesmo um $\Delta\lambda$ tão pequeno, pode dar origem a uma variação de fase equivalente a vários comprimentos de onda, isto é, várias oscilações completas (Fig. 6). É curioso notar que $\Delta\lambda \approx 10^{-17}$ m ou seja 100 vezes inferior ao raio de um prótão! Certamente a menor distância jamais medida!

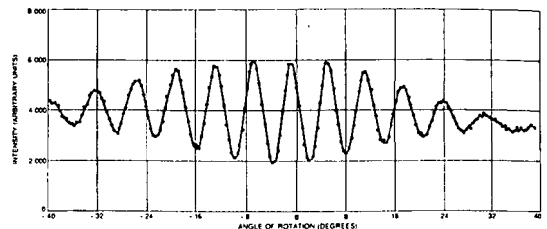


Fig. 6 — Taxa de contagem de um dos detectores em função do ângulo de rotação do interferómetro em torno do eixo OA (Fig. 3). Nesta experiência a previsão teórica da variação de fase devida à gravidade foi verificada a menos de 1% (reproduzido da ref. [3b]).

existiriam «fracções» de neutrão de todos os tamanhos e já teríamos detectado essas «partículas». Trata-se, claramente, do mesmo problema que encontramos com fotões!

2. A experiência de Summhammer

Das muitas experiências feitas com este dispositivo uma das mais belas é sem dúvida a de Collela Overhauser e Werner [4] que mediram a massa gravítica do neutrão. As massas de partículas que encontramos em tabelas são massas inerciais. Por exemplo, em espectroscopia de massa determinamos a aceleração de uma partícula carregada, sujeita a uma força conhecida. Para medir a massa gravítica de um corpo temos que o pesar, isto é, determinar a força de atracção gravítica exercida sobre ele por um corpo de massa conhecida, habitualmente a Terra. Mas a força de gravidade é tão fraca que é extremamente difícil detectar os seus efeitos numa única partícula, electrão, neutrão ou protão. Na caixa II está um resumo desta experiência espero que para deleite do leitor.

Mais interessante ainda do ponto de vista dos fundamentos da Mecânica Quântica, é a experiência realizada por Summhammer e seus colaboradores em Grenoble [5]. Estes autores arranjaram um processo de «marcar» os neutrões de modo a poder determinar na detecção qual o caminho por eles seguido no interferómetro. Basearam-se no facto de o neutrão possuir um momento magnético intrínseco que é proporcional ao spin (momento angular intrínseco). Trata-se como é óbvio de grandezas quânticas, com algumas particularidades: o módulo do momento magnético é fixo mas, como veremos, não é possível caracterizá-lo fixando os valores das três componentes μ_x , μ_y , μ_z . Mas o dispositivo usado nesta experiência fornece-nos ampla oportunidade para verificar e comentar este facto. Sem mais delongas sigamos um neutrão na sua viagem pelo interferómetro.

Viajando com um neutrão

Todo o dispositivo está mergulhado num campo magnético uniforme que define a direcção do eixo zz , $\mathbf{B} = B_0z$ (Fig. 7). Ainda antes

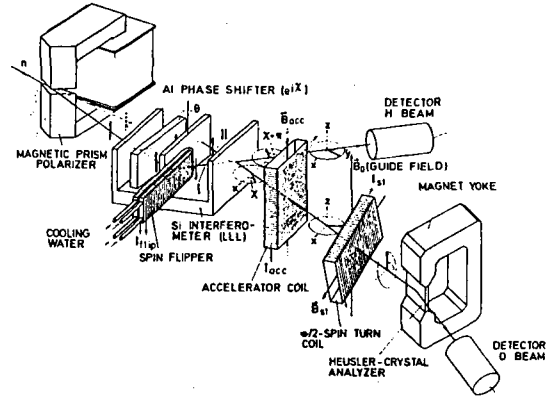


Fig. 7 — O dispositivo de Summhammer. À esquerda está o magneto que separa os neutrões de acordo com o valor de μ_z . No interferómetro está a placa de alumínio e o solenóide de inversão de μ_z . As duas bobinas, o magneto com cristal de Heusler e o detector permitem contar apenas os neutrões com um valor determinado de uma componente de μ .

do interferómetro o neutrão passa entre os pólos de um magneto no qual existia um campo também segundo z mas muito mais intenso e não uniforme. Num campo $\mathbf{B} = Bz$ a energia do neutrão tem uma contribuição devida ao seu momento magnético.

$$E = - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = - \mu_z B$$

No magneto, B varia com a coordenada y . Cada neutrão sentirá uma força lateral

$$F_y = + \mu_z \frac{dB(y)}{dy}$$

Verifica-se que qualquer feixe de neutrões se divide em dois neste dispositivo com desvios simétricos relativamente à direcção inicial. Isso significa que μ_z só pode ter dois valores que designaremos por $+\mu_n$ (ou \uparrow_z) e $-\mu_n$ (ou \downarrow_z). Este mesmo resultado é válido para qualquer outra componente de μ (outra direcção de \mathbf{B}). Por exemplo, se tomarmos o feixe com μ_z para

cima (\uparrow_z) e o fizemos passar num magneto semelhante, com campo segundo yy encontramos metade dos neutrões com $\mu_y = +\mu_n (\uparrow_y)$ e metade com $\mu_y = -\mu_n (\downarrow_y)$. A recíproca também é verdadeira. Um neutrão do feixe com μ_y para cima (ou μ_y para baixo) tem agora igual probabilidade de ter $\mu_z = +\mu_n$ ou $\mu_z = -\mu_n$. As diferentes componentes de μ são um exemplo do que designamos por variáveis complementares no artigo anterior [1]. A determinação de uma delas ($\mu_z = +\mu_n$) implica uma indeterminação no valor da outra ($\mu_y = \pm\mu_n$ com igual probabilidade).

Mas voltemos à nossa viagem. Ao atingir o interferómetro o destino do neutrão vai depender do seu ângulo de incidência relativamente aos planos atômicos do silício. Se este não for θ_B ele não será reflectido e perder-se-á sem atingir os detectores C_2 ou C_3 . Isto permite, rodando o interferómetro em torno de zz , seleccionar para a experiência neutrões com um dado valor de μ_z . Entre a primeira e a segunda lâmina do interferómetro o neutrão atravessa uma placa de alumínio, aí colocada com o único propósito de poder variar a fase relativa dos dois caminhos do interferómetro. Se seguir o caminho II o neutrão chega ao detector com o mesmo valor de μ_z com que entrou no interferómetro. A interacção com o silício ou o alumínio não afectam μ_z . No caminho I é colocado um dispositivo que inverte o momento magnético. Envolve essencialmente um campo magnético estático normal a z . Controlando o valor desse campo pode-se garantir que um neutrão que chegue com $\mu_z = +\mu_n$ saia, com probabilidade quase um, com $\mu_z = -\mu_n$ (e vice-versa). É um feito experimental aplicar este campo apenas na região de um dos feixes quando a separação máxima entre eles é de 2 cm. Isso é conseguido com um solenóide dobrado em U. Finalmente a detecção é feita com análise de polarização, ou seja com a possibilidade de contar apenas os neutrões com um valor determinado de uma das componentes de μ . Isso poderia ser feito, em princípio, recorrendo a um magneto como o de entrada. Na prática a separação que se consegue entre os dois feixes é insufi-

ciente para permitir a detecção separada. Se o leitor estiver interessado em conhecer em detalhe o modo de detecção, poderá consultar o artigo original.

O funcionamento deste dispositivo está bem resumido na série de resultados experimentais da Fig. 8 reproduzida do artigo em causa. Representa-se nos vários gráficos o número de neutrões com $\mu_n = +\mu_z$ em diversas situações. Em (a) e (b) o feixe II está bloqueado. Obtém-se uma taxa de contagem apenas para

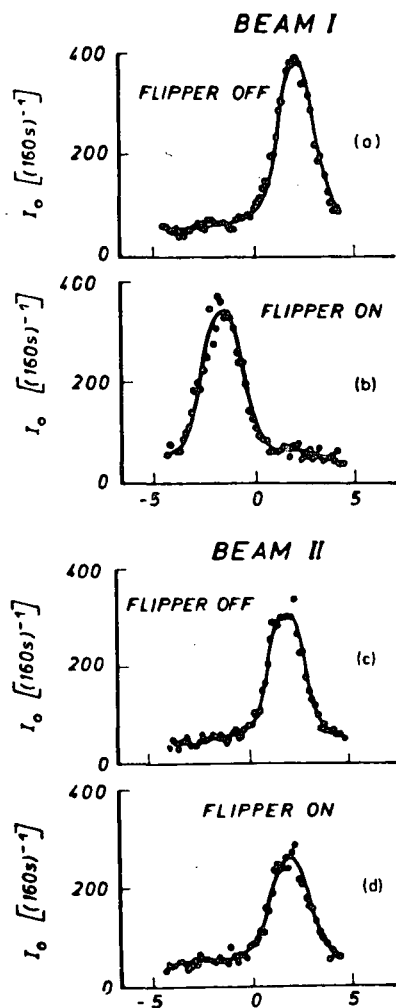


Fig. 8 — Taxas de contagem de uma das saídas do interferómetro em função do ângulo de rotação deste em torno de zz :

- (a) Feixe II bloqueado, inversor de μ_z desligado.
- (b) Feixe II bloqueado, inversor de μ_z ligado.
- (c) Feixe I bloqueado, inversor de spin ligado.
- (d) Feixe I bloqueado, inversor de spin desligado (reproduzido da ref. [5]).

uma dada posição do interferómetro (um pico em cada caso). No caso da Fig. (a) (inversor de spin desligado) o pico ocorre para uma posição do interferómetro para a qual o ângulo de incidência do feixe de $\mu_z = \mu_n$ (\uparrow_z) é θ_B . Se o inversor de spin estiver ligado, (b), a taxa de contagem é máxima se os neutrões admitidos com ângulo de incidência θ_B forem os de $\mu_z = -\mu_n$ (\downarrow_z).

Isto mostra que, nas posições correspondentes aos picos, os neutrões que entram no interferómetro tem um valor definido de μ_z e que o inversor de spin funciona. Em (c) e (d) o caminho I está bloqueado. Neste caso o inversor de spin não tem qualquer efeito: os neutrões detectados viajam por II.

Um caminho ou dois?

As experiências que vamos discutir a seguir são feitas com neutrões à entrada com $\mu_z = +\mu_n$ e inversor de spin ligado. Nesta situação quando detectamos um neutrão com $\mu_z = \mu_n$ (\uparrow_z) sabemos que ele seguiu o caminho II. Não apenas medimos μ_z como determinamos o seu trajecto no interferómetro. Esta taxa de contagem não é alterada se I for bloqueado (*). Neste caso podemos concluir que a taxa de contagem não deve oscilar com a rotação da placa de alumínio. Esta conclusão é correcta como se pode ver na Fig. 9 (a). Obviamente o mesmo acontece com a taxa de neutrões com $\mu_z = -\mu_n$ (\downarrow_z) e portanto com a taxa total. Estes resultados mostram que um neutrão com μ_z para cima seguiu o caminho II no interferómetro e um com μ_z para baixo seguiu o caminho I.

Qualquer neutrão tem $\mu_z = +\mu_n$ ou $\mu_z = -\mu_n$, se esta componente de momento magnético for medida. Mas esta medição, feita após a saída do interferómetro não pode alterar o que se passou enquanto o neutrão lá estava. Em conclusão todos os neutrões seguiram um e só um caminho no interferómetro. Não há lugar para a ocorrência de interferências independentemente da análise de polarização que fizermos. Esta conclusão no entanto é *falsa*. Se contarmos o número de neutrões com um dado valor de uma outra componente de μ ,

por exemplo $\mu_y = +\mu_n$, encontramos uma oscilação da taxa de contagem com a rotação da placa de alumínio, indicação clara da interferência dos dois caminhos (Fig. 9(b)). Note-se que não estamos a lidar com outro tipo de neutrões. Um neutrão com $\mu_y = +\mu_n$ teria $\mu_z = \pm\mu_n$ se medíssemos μ_z . Quer isto dizer que o comportamento do neutrão no interferómetro depende do que lhe fizermos depois?!

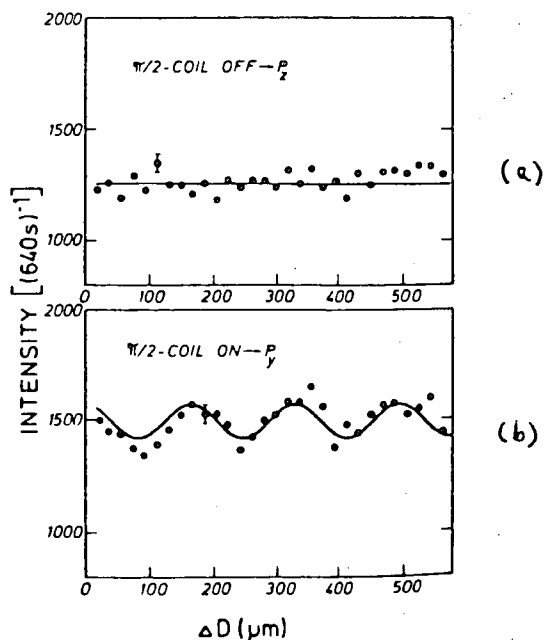


Fig. 9 — Variação das taxas de contagem de neutrões com a diferença de espessuras de alumínio:

(a) Neutrões com $\mu_z = +\mu_n$ (\uparrow_z)

(d) Neutrões com $\mu_y = \mu_n$ (\uparrow_y)

As oscilações só surgem se a componente de μ medida excluir a possibilidade de determinar o trajecto do neutrão no interferómetro (reproduzido da ref. [5]).

O leitor deve estar agora com a sensação de que acabou de ler uma novela policial barata em que o autor guarda para o seu detective mais indícios do que dá aos seus leitores. Na realidade os factos são estes e tentei descrevê-los com detalhe suficiente para que

(*) Esta comparação não é explicitamente referida no artigo. Mas as taxas de contagem que se obtêm dos máximos da Fig. 7(c) (d) e da Fig. 9(a) são muito semelhantes.

o leitor possa avaliar por si o seu significado. Mas os factos não falam por si e importa talvez reexaminar algumas das premissas que nos conduziram a tão absurda conclusão!

A medição de μ_z e a determinação do caminho seguido

O fenómeno de interferências já nos levou a desconfiar da existência de trajectos definidos. Podemos ser tentados a questionar a associação feita entre um valor de μ_z e um caminho determinado dentro do interferómetro. Que significa dizer que um neutrão com $\mu_z = +\mu_n$ seguiu o caminho II? Nesta experiência o valor de μ_z é o *único* registo do caminho seguido e portanto não existe um modo independente de verificar empiricamente esta correlação. Para elucidar este ponto terei de mencionar extensões possíveis desta experiência que não foram, desta vez, concretizadas. Já dissemos atrás que podemos bloquear o caminho I sem afectar a taxa de contagem de neutrões com $\mu_z = +\mu_n$. A Mecânica Quântica prevê, de facto, que nenhuma modificação imaginável nas condições do caminho I alterará a taxa de contagem de neutrões com μ_z para cima (desde que essa alteração não modifique o facto de um neutrão ficar com μ_z para baixo com probabilidade 1, se passar por I). É neste sentido que podemos afirmar que um neutrão com $\mu_z = +\mu_n$ atravessou o interferómetro pelo caminho II. Vejamos um exemplo. Suponhamos que a inversão de spin é conseguida recorrendo a uma cavidade com *um* quantum de radiação electromagnética de energia $\hbar\omega = 2\mu_n B_0$ que é precisamente a diferença de energia entre $\mu_z = -\mu_n$ e $\mu_z = +\mu_n$ no campo magnético B_0 . Podemos supor que o neutrão ao passar na cavidade, tem probabilidade 1 de inverter o seu spin absorvendo um quantum (*). O que a Mecânica Quântica nos afirma então é que se um neutrão depois de sair do interferómetro tiver $\mu_z = \mu_n$ (\uparrow_z) uma inspecção da cavidade revelará que a sua energia não se alterou. Não passou lá nenhum neutrão. Se por outro lado detectarmos um neutrão com $\mu_z = -\mu_n$ a energia da cavidade terá diminuído de $2\mu_n B_0$. Medindo μ_z fica determinado o valor de qualquer outro registo que possamos ter feito da passagem do neutrão no interferó-

metro. Neste sentido parece de facto incontroversa a associação entre um valor de μ_z e um trajecto determinado no interferómetro.

A Mecânica Quântica e a realidade

Não é por esta via que a Mecânica Quântica escapa à necessidade de subverter a causalidade e admitir que o passado pode ser alterado no presente. É por outra bem mais subtil e radical. Do ponto de vista quântico o problema do raciocínio que fizemos sobre esta experiência reside no facto de supormos que *algo* acontece entre duas medições. Que o neutrão *atravessa* o interferómetro por um ou outro caminho, ou pelos dois, que o quantum é absorvido ou não ou só parcialmente etc.

Aquilo que constitui a história de um sistema — algo que verdadeiramente não pode ser reescrito no futuro — é o conjunto de registos irreversíveis obtidos com aparelhos de medida apropriados — o disparo de um contador, o enegrecimento de um grão numa chapa fotográfica, uma cintilação num detector etc. Estes registos são obtidos recorrendo a procedimentos que podem ser destritos sem ambiguidades de modo que qualquer observador qualificado pode em princípio executá-los. Por outro lado é um facto incontroverso da nossa experiência que os resultados destas observações são também isentos de ambiguidade, na medida em que recolhem o consenso geral da comunidade de observadores.

A descrição quântica de um sistema após a última das observações sobre ele realizadas tem um estatuto muito diferente dessas próprias observações. Um sistema é descrito por um conjunto de números complexos — amplitudes de probabilidade — sujeitas a determinadas relações matemáticas e que variam no tempo de um modo determinista segundo as equações de Mecânica Quântica. Cada amplitude de

(*) Neste caso a taxa de contagem de neutrões com um dado valor de μ_z não oscila com a rotação do alumínio. Mas a observação de interferências é ainda possível se medirmos o número de neutrões para os quais μ_z toma dado valor e a cavidade está num dado estado, que não é nenhum dos estados com 1 ou 0 quanta mas uma sobreposição linear deles.

probabilidade está relacionada com um resultado possível de uma medição. O quadrado do seu módulo é a probabilidade de obtenção desse resultado se um dispositivo de medida apropriado interagir com o sistema, concretizando essa medição. Uma especificação completa destas amplitudes é o que designamos por «estado do sistema». Mas não há nada no formalismo quântico que nos sugira que o «estado do sistema» é uma propriedade intrínseca, uma condição na qual o sistema se encontra independentemente de qualquer observação e que determina o modo como ele interage com os sistemas de medida. Muito pelo contrário. O exemplo da experiência de Summhammer (com a variante da cavidade) torna isto bem claro. O neutrão tem amplitudes não nulas de viajar (isto é, ser detectado se os detectores estiverem no lugar) pelos caminhos I e II. Consequentemente a cavidade tem amplitudes não nulas de ter um ou zero quanta. Mas se μ_z for medido com o neutrão já fora do interferómetro, e o valor encontrado for $+\mu_n$ (\uparrow_z), a amplitude de a cavidade ter zero quanta passa a ser nula. No entanto não houve qualquer interacção física com a cavidade. Não pode ter havido mudança do seu «estado físico» no sentido clássico. O que houve sim foi um novo acto de observação que naturalmente altera as nossas expectativas relativamente a observações futuras já que permitiu excluir algumas das possibilidades admitidas pelas observações anteriores a esta.

O que fazem os sistemas físicos entre observações? O que são eles na «realidade» quando ninguém os observa? Estas perguntas, por legítimas que possam parecer, não tem cabimento na Mecânica Quântica. O objecto da Mecânica Quântica não é essa realidade preexistente que está à espera de ser descoberta mas sim o que John Wheeler descreveu com algum sentido poético do seguinte modo [6]:

«O que chamamos realidade consiste (Fig. 10) em alguns postes de ferro de observação os quais ligamos com uma elaborada construção de imaginação e teoria feita de papel-maché».

Mais do que o seu indeterminismo intrínseco, foi este aspecto da Mecânica Quântica

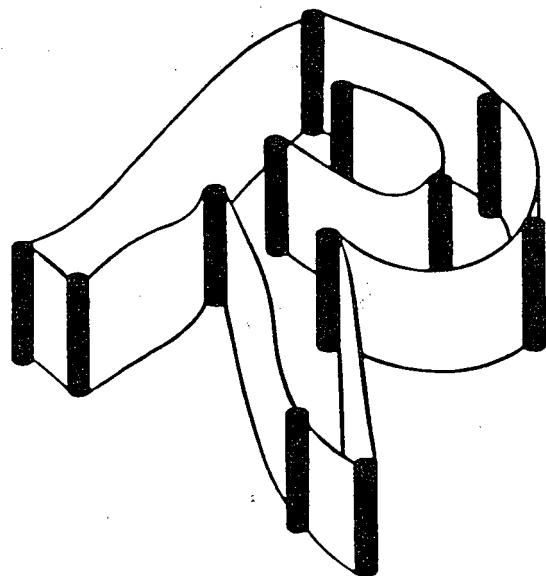


Fig. 10 — O que chamamos realidade, simbolizado pela letra «R» do diagrama, consiste numa construção de imaginação e teoria em papel-maché, ajustada entre alguns postes de ferro de observação (ref. [6]).

que Einstein nunca aceitou. Até ao fim da sua vida persistiu na procura de uma teoria mais compreensiva que representasse acontecimentos, não apenas as suas probabilidades de ocorrência.

REFERÊNCIAS

- [1] LOPES DOS SANTOS, J. M. B. — *Gazeta de Física*, n.º 1, 1989.
- [2] As actas de uma conferência recente — «Matter Wave Interferometry» encontram-se em *Physica B+C*, **151**, n.ºs 1 e 2, 1988.
- [3] Alguns artigos introdutórios:
 - (a) WERNER, S. A. — *Physics Today*, **33** (Dez.) p. 24, 1980.
 - (b) GREENBERGER, D. M., OVERHAUSER, A. W. — *Sci Amer.*, 242 (Maio) p. 66, 1980.
- Um artigo mais avançado:
 - (c) GREENBERGER, D. M. — *Reviews of Mod Phys.*, **55**, p. 875, 1983.
- [4] COLLELA, R., OVERHAUSER, A. W., WERNER, S. A. — *Phys. Rev. Lett.*, **34**, p. 1472, 1975.
- [5] SUMMHAMMER, J., BADUREK, G., RAUCH, H., KISCHKO, U., ZELINGER, A. — *Phys Rev.*, **A27**, p. 2523, 1983.
- [6] WHEELER, J. A. — Em «Quantum Theory Theory and Measurement», p. 194-195, ed. Wheeler, J. A., Zurek, W. H., Princeton University Press., 1983.