

Conceitos de Física Quântica

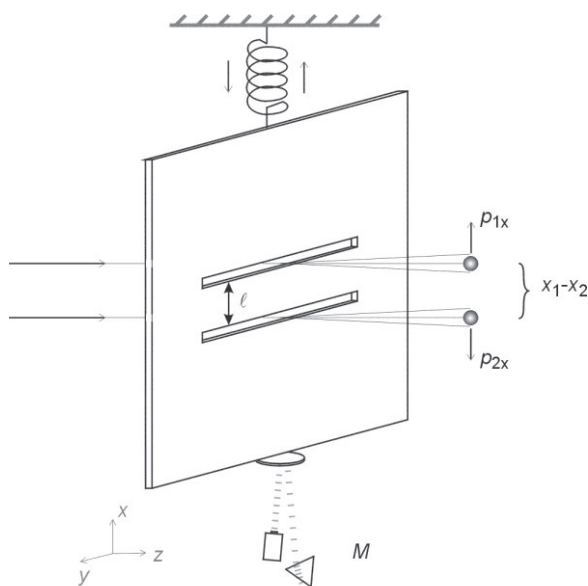
Vol. II



Osvaldo Pessoa Jr.

Conceitos de Física Quântica

Vol. II



4ª edição



2019

Copyright © 2019 Editora Livraria da Física
4ª Edição

Direção editorial: José Roberto Marinho

Edição revisada segundo o Novo Acordo Ortográfico da Língua Portuguesa

Dados Internacionais de Catalogação na publicação (CIP)
(Câmara Brasileira do Livro, SP, Brasil)

Pessoa Junior, Osvaldo
Conceitos de física quântica, vol. I / Osvaldo Pessoa Jr. –
4. ed. – São Paulo: Editora Livraria da Física, 2019.

Bibliografia.
ISBN 978-85-7861-636-6

1. Física 2. Teoria quântica I. Título.

19-30936

CDD-539

Índices para catálogo sistemático:
1. Física quântica 539

Todos os direitos reservados. Nenhuma parte desta obra poderá ser reproduzida
sejam quais forem os meios empregados sem a permissão da Editora.
Aos infratores aplicam-se as sanções previstas nos artigos 102, 104, 106 e 107
da Lei N° 9.610, de 19 de fevereiro de 1998



Editora Livraria da Física
www.livrariadafisica.com.br

SUMÁRIO

** Indica seções que podem ser puladas sem perda de continuidade.*

Volume I: SISTEMAS DE UM QUANTUM

Volume II: SISTEMAS DE QUANTA CORRELACIONADOS

Cap. XXI: INTERFEROMETRIA COM DUAS PARTÍCULAS

- | | |
|--|-----|
| 1. Afastando ou Removendo o Detector de Trajetória | 195 |
| 2. Explicação através da Ortogonalidade dos Estados Correlacionados | 196 |
| 3. Proposta de Medição de Trajetória sem Distúrbio | 197 |
| * 4. Apagador Quântico | 200 |
| 5. Interferômetro de Mach-Zehnder para Duas Partículas Correlacionadas | 202 |

Cap. XXII: PARADOXO DE EINSTEIN, PODOLSKY & ROSEN

- | | |
|---|-----|
| 1. O Argumento de Incompleteza de EPR | 205 |
| 2. Completeza e Correção | 206 |
| 3. Elementos de Realidade | 206 |
| 4. Localidade | 207 |
| 5. O Estado Correlacionado usado por EPR | 208 |
| 6. O Argumento: Redução Não-Local mais a Hipótese de Localidade | 210 |
| 7. Contrafactuais e o Esquema do Argumento | 210 |
| 8. As Respostas de Bohr e de Pauli | 211 |
| 9. O Dilema de EPR segundo as Diferentes Interpretações | 213 |

Cap. XXIII: EXPLORANDO O PARADOXO DE EPR

- | | |
|---|-----|
| 1. Estados Correlacionados de Spin | 215 |
| 2. Não-Separabilidade | 217 |
| 3. Argumento da Incompleteza com Spins | 217 |
| 4. Um Argumento Errôneo: Medições Simultâneas | 218 |
| 5. Argumento da Incompleteza: Versão de Redhead | 219 |
| 6. A Análise de Furry | 221 |
| 7. Primeiros Testes contra Teorias Locais | 222 |

Cap. XXIV: TEORIAS DE VARIÁVEIS OCULTAS	
1. Definição de Teoria de Variáveis Ocultas	225
2. Motivações para uma TVO	226
3. Um Modelo Simples em 2 Dimensões	227
4. Aditividade dos Valores Médios	229
5. Prova de Impossibilidade de von Neumann	229
6. Recepção da Prova de von Neumann	231
Cap. XXV: O DUALISMO REALISTA DE DE BROGLIE E BOHM	
1. O Dualismo de Louis de Broglie	233
2. A Teoria de David Bohm	236
3. O Potencial Quântico	238
4. Trajetórias no Experimento das Duas Fendas	239
5. Medições de Momento não seriam Fidedignas	242
6. Contextualismo Ambiental	244
7. Fótons descrevem Trajetórias?	245
8. O Universo Indiviso	246
Cap. XXVI: OUTRAS TVOS E PROVAS DE IMPOSSIBILIDADE	
1. Interpretações Hidrodinâmicas e Estocásticas	249
2. Previsões de Tempos de Relaxação e Experimentos	250
*3. O Lema de Gleason	251
*4. O Teorema de Kochen-Specker	253
*5. Uma Versão mais Simples do Teorema de KS	255
Cap. XXVII: A DESIGUALDADE DE BELL	
1. Origens da Desigualdade	257
2. Probabilidades e Correlações	258
3. Cálculo da Correlação no Caso Quântico	261
4. Fatorabilidade e Localidade	262
5. A Desigualdade de Bell, versão simplificada	263
6. Violação da Desigualdade pela Mecânica Quântica	265
Cap. XXVIII: APROFUNDANDO A DESIGUALDADE DE BELL	
1. Três Suposições Básicas na Derivação da Desigualdade	267
2. Derivação Original de Bell	269
* 3. Desigualdades envolvendo Probabilidades	270
4. TVOs Estocásticas	272
5. Dois Tipos de Não-Localidade	274

Cap. XXIX: VIOLAÇÃO EXPERIMENTAL DA DESIGUALDADE DE BELL	
1. Rumo às Desigualdades Fortes com Fótons	279
2. As Limitações Experimentais	281
3. A Hipótese de Não-Realce	283
4. Desigualdades Fortes para Testes Ópticos	285
5. Previsões da MQ e Experimentos com Fótons Visíveis	286
6. Testes da Desigualdade de Bell envolvendo Espalhamento	288
Cap. XXX: EXPLORANDO A DESIGUALDADE DE BELL	
1. Conclusões sobre as Limitações das TVOs	289
2. Desigualdade sem Variáveis Ocultas: Contrafactuais	290
3. A Impossibilidade de Comunicação Superluminosa	292
4. Comunicação Quântica	293
5. Teorema de Bell sem Desigualdades	295
Cap. XXXI: REVENDO O PROBLEMA DA MEDIÇÃO	
1. Concepções Idealistas ligadas ao Problema da Medição	299
2. O Programa de Amplificação Termodinâmica	300
3. Provas de Insolubilidade	302
4. Algumas Soluções para o Problema da Medição	304
5. Sistemas Abertos	306
6. Decoerência	308
7. A Fronteira entre o Clássico e o Quântico	310
8. Superposições Macroscópicas	311
EXERCÍCIOS VOL. II	315
ÍNDICE ONOMÁSTICO	323
ÍNDICE REMISSIVO	327

INTERFEROMETRIA COM DUAS PARTÍCULAS

1. Afastando ou Removendo o Detector de Trajetória

Na seção V.1 examinamos um experimento análogo ao de Feynman (Fig. XX.2) com o interferômetro de Mach-Zehnder, no qual se inseria um medidor de não-demolição em uma das trajetórias. Naquele exemplo, vimos que o desaparecimento do padrão de interferência podia ser explicado de duas maneiras: através da noção de *colapso*, que se segue a uma medição, ou através da noção de *perda de coerência*, que envolve a introdução de fases aleatórias entre os componentes que passam por cada fenda. O exemplo dado por Feynman, porém, permite que façamos uma interessante modificação do experimento.

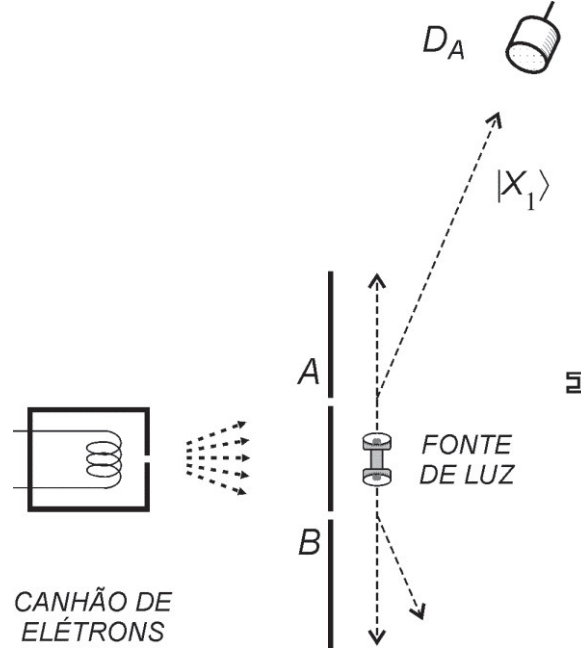
O que aconteceria se os detectores D_A e D_B da Fig. XX.2 fossem colocados a uma grande distância, de forma que os elétrons caíssem na tela detectora antes de os fótons atingirem D_A e D_B (Fig. XXI.1)? Haveria padrão de interferência ou não? Neste caso, os elétrons atingem a tela sem que anteriormente tenha havido colapso. No entanto, somos obrigados a concluir que não há padrão de interferência. Isso pode ser visto invocando o princípio da complementaridade (seção III.2, cap. XV). Se houvesse padrão de interferência, o fenômeno seria ondulatório; mas quando os fótons acabassem sendo detectados em D_A ou D_B , saber-se-ia por qual fenda cada elétron passou, e o fenômeno seria corpuscular. Mas como é impossível ter ao mesmo tempo os dois tipos de fenômenos, concluímos que não pode haver padrão de interferência.

Mas agora, o que aconteceria se os detectores D_A e D_B fossem completamente removidos? Nunca saberíamos as trajetórias. Neste caso, há padrão de interferência? Novamente, a resposta é “não”. Se, quando os elétrons chegam na tela, um padrão de interferência fosse formado, nada impediria que detectores D_A e D_B fossem rapidamente inseridos lá longe, o que daria informação sobre as trajetórias dos elétrons. Só o fato de podermos “em princípio” determinar as trajetórias com uma modificação feita à distância torna o fenômeno corpuscular.

Vemos assim que a mera interação dos fótons com os elétrons destrói o padrão de interferência. E uma explicação, que chamamos de *perda de coerência*, é que os fótons introduzem alterações irregulares nas fases das ondas eletrônicas (visão ondulatória), ou alternativamente, nos momentos dos elétrons (visão corpuscular). Na seção seguinte, porém, veremos que o formalismo quântico pode

dar conta deste efeito sem falar explicitamente em fases aleatórias, no princípio de incerteza ou no princípio de complementaridade.

Figura XXI.1: Experimento com detectores colocados a uma grande distância.



2. Explicação através da Ortogonalidade dos Estados Correlacionados

Existe uma explicação formal para a perda de coerência que se segue à interação dos fótons com os elétrons, explicação esta que não menciona explicitamente o distúrbio provocado pelos fótons no estado dos elétrons. O ponto de partida é perceber que há uma “correlação” entre os estados dos fótons e os do elétron.

Suponha que quando um fóton é espalhado na fenda A , ele passa para o estado $|X_1\rangle$, ao passo que se ele for espalhado na fenda B , ele passa para o estado $|X_2\rangle$, sendo que estes dois estados são ortogonais: $\langle X_1 | X_2 \rangle = 0$. A eq. XX.4 escreve-se agora com um termo adicional:

$$(XXI.1) \quad |\psi(\vec{r})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot |\psi_A(\vec{r})\rangle \otimes |X_1\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot |\psi_B(\vec{r})\rangle \otimes |X_2\rangle .$$

Fazendo uso das eqs. (X.2) e (X.11), a probabilidade de detectar o elétron no ponto $\vec{R}$ da tela é:

$$\begin{aligned}
 \text{Prob}(\vec{R}) &= \left| \psi(\vec{R}) \right|^2 = \\
 &= \frac{1}{2} \left(\left| \psi_A(\vec{R}) \right|^2 \langle X_1 | X_1 \rangle + \left| \psi_B(\vec{R}) \right|^2 \langle X_2 | X_2 \rangle + \right. \\
 &\quad \left. + \psi_A(\vec{R})^* \psi_B(\vec{R}) \langle X_1 | X_2 \rangle + \psi_B(\vec{R})^* \psi_A(\vec{R}) \langle X_2 | X_1 \rangle \right) = \\
 &= \frac{1}{2} \left(\left| \psi_A(\vec{R}) \right|^2 + \left| \psi_B(\vec{R}) \right|^2 \right) .
 \end{aligned}
 \tag{XXI.2}$$

Os termos de interferência desapareceram! Por quê? Isto ocorreu devido à ortogonalidade de $|X_1\rangle$ e $|X_2\rangle$, que anula os dois termos de interferência.

Assim, basta que estados ortogonais do sistema estejam correlacionados com estados ortogonais de outros sistemas para que a interferência desapareça, e o fenômeno seja corpuscular. Iniciamos desta maneira o estudo de sistemas de *duas* partículas acopladas, que nos interessarão de agora em diante neste curso.

Mas espera aí! Suponha que não há fótons interagindo com os elétrons. Quando o elétron passa pelas fendas, ele não interage com o anteparo? Sim! E o anteparo não poderia também ser representado por estados ortogonais $|X_1\rangle$ e $|X_2\rangle$, correspondendo a se o elétron passou pela fenda *A* ou *B*, respectivamente? Isso não destruiria o padrão de interferência? Sabemos que a resposta é “não”, simplesmente por causa do experimento das duas fendas. Mas como explicar isso? Uma maneira de entender esta situação é considerando que o anteparo, como todo objeto macroscópico em geral, está em um estado análogo a um “estado coerente” (seção XVII.6). Desta forma, a remoção ou adição de quanta devido à passagem do elétron não vai alterar seu estado (conforme aconteceu na seção XIX.5).

3. Proposta de Medição de Trajetória sem Distúrbio

As idéias expostas acima originaram de um interessante experimento-de-pensamento proposto por Scully, Englert & Walther¹⁵⁰. Eles sugeriram realizar o experimento das duas fendas

¹⁵⁰SCULLY, ENGLERT & WALTHER (1991), *op. cit.* (nota 63).

¹⁵¹Uma das primeiras resenhas sobre interferometria atômica é: PRITCHARD, D.E. (1991): “Atom Optics”, *Atomic Physics 12*. Mais recente é BERMAN, P.R. (org.) (1997), *Atom Interferometry*, Academic, Nova Iorque. Uma introdução aos micromasers se encontra em: HAROCHE, S. & KLEPPNER, D. (1989): “Cavity Quantum Electrodynamics”, *Physics Today* 42(1), 24-30.

com átomos, técnica esta desenvolvida na década de 1990. Para determinar por “qual caminho” o átomo passou (isto é, por qual das duas fendas), eles propuseram inserir uma cavidade de “micromaser” antes de cada fenda¹⁵¹.

Usando átomos de rubídio (peso atômico 86), um feixe de laser excita os átomos antes de eles entrarem nas cavidades (ver Fig. XXI.2), e dentro destas cavidades eles têm alta probabilidade de emitir um fóton (frequência de microonda: 21 GHz), retornando para o estado fundamental.

O fóton dentro da cavidade ressonante não possui momento bem definido. Assim, esses autores argumentam que o momento dos átomos que emitiram tais fótons não seria alterado pela emissão do fóton, podendo-se dizer que este processo *não* introduz um *distúrbio* nos graus de liberdade externos dos átomos, apenas em seus graus internos (eletrônicos). Em outras palavras, a interação com os micromasers não introduziria fases aleatórias no vetor de estado representando o movimento dos átomos, e o princípio de incerteza não poderia ser invocado para explicar o possível desaparecimento do padrão de interferência!

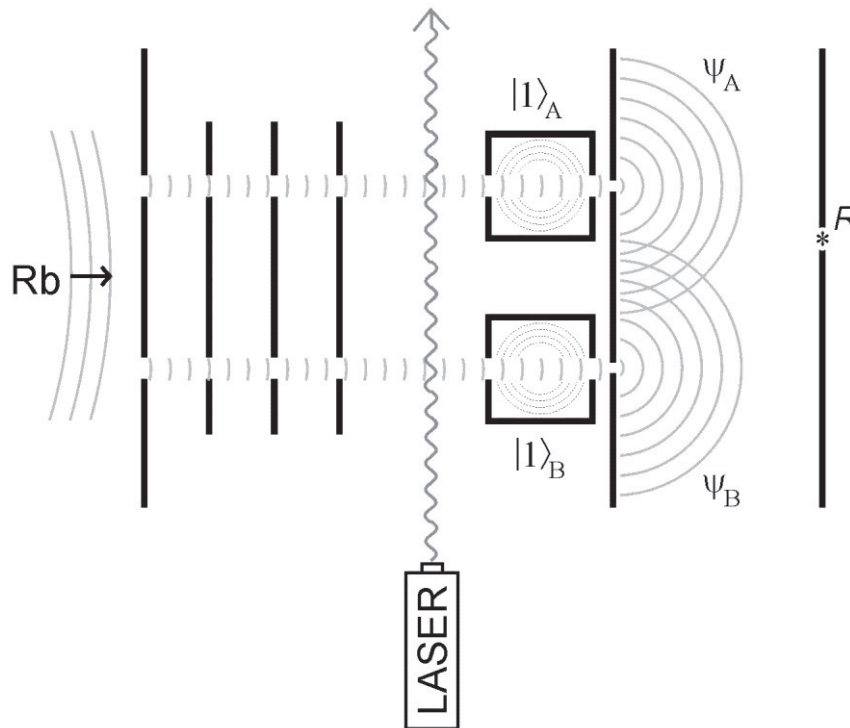


Fig. XXI.2: Proposta de Scully et al. (1991) para uma detecção “welcher weg” sem distúrbio.

Mas enfim, neste experimento, o padrão de interferência (que existiria se os micromasers fossem desligados) é mantido ou desaparece? Se ele se mantém, violar-se-ia o princípio da complementaridade pois teríamos ao mesmo tempo um fenômeno ondulatório (padrão de interferência) e corpuscular (qual caminho). Apesar do experimento não ter sido ainda realizado, experimentos semelhantes indicam claramente que o padrão de interferência desapareceria com o uso dos micromasers.

A explicação apresentada por Scully *et al.* para o desaparecimento da franja de interferência segue a que foi dada na seção XXI.2, envolvendo a ortogonalidade dos estados finais do aparelho. A chave da explicação está em representar o vetor de estado não apenas do átomo mas também do detector micromaser.

Existem três estados ortogonais possíveis para o micromaser. Se ele estiver desativado, ou seja, não contiver nenhum fóton dentro da cavidade, então representamos seu estado por $|X_0\rangle$. Se um átomo passar pelo micromaser encostado na fenda A , emitindo um fóton dentro da cavidade, então teremos $|X_1\rangle$. Se isto ocorrer para a outra fenda, teremos $|X_2\rangle$.

Após a passagem do átomo pelas cavidades, o estado do sistema composto (cavidade + átomo) é dado pela eq.(XXI.1). Este estado não é “fatorável”, existindo uma correlação entre os estados do átomo e a do micromaser. É nesse sentido que se fala aqui em *não-separabilidade* entre cavidade e átomo, mesmo que eles estejam distantes entre si (veremos bastante disso nos capítulos seguintes).

Mostra-se então, conforme vimos anteriormente, que a probabilidade de detecção em um ponto da tela, para o estado da eq.(XXI.1), é dada pela eq.(XXI.2), não havendo assim interferência.

A explicação dada ao desaparecimento do padrão de interferência devido à ortogonalidade de estados do aparelho de medição, que estão acoplados ao estado do objeto, é correta. Como isso envolve uma perda de coerência, poder-se-ia talvez pensar que essa explicação dá conta também da redução (colapso) do vetor de estado, mas isso não é o caso.

O que tem sido discutido no experimento-de-pensamento proposto por Scully e seus colegas da Universidade de Munique é a asserção de que as cavidades de micromaser não introduzem um distúrbio nos graus de liberdade externos do átomo, e que portanto o princípio da complementaridade seria aplicável mesmo em situações em que o distúrbio associado ao princípio da incerteza não se aplicaria. Trocando em miúdos, *a complementaridade seria anterior ao princípio da incerteza!* Quem criticou esta tese foi o grupo de Óptica Quântica da Universidade de Auckland, na Nova Zelândia,

¹⁵²A primeira crítica a SCULLY *et al.* (1991), *op. cit.* (nota 63), foi STOREY, P.; TAN, S.; COLLETT, M. & WALLS, D. (1994): “Path Detection and the Uncertainty Principle”, *Nature* 367, 626-8. O debate seguiu-se em ENGLERT, B.-G.; SCULLY, M.O. & WALTHER, H.; STOREY, P.; TAN, S.; COLLETT, M. & WALLS, D. (1995): “Complementarity and Uncertainty”, *Nature* 375 (1995) 367-8. A reconciliação foi apresentada por WISEMAN & HARRISON (1995), *op. cit.* (nota 63).

¹⁵³Esta situação foi realizada na prática, pela primeira vez, em um fascinante experimento de DÜRR, S.; NONN, T. & REMPE, G. (1998): “Origin of Quantum-Mechanical Complementarity probed by a ‘Which-Way’ Experiment in an Atom Interferometer”, *Nature* 395, 33-7. Neste experimento, um feixe de átomos frios é difratado por ondas estacionárias de luz. Ao invés da *posição* dos átomos entrarem em correlação com um campo de microondas, é seu *momento* que entra em superposição emaranhada.

* Esta seção pode ser pulada sem perda de continuidade.

associado ao físico D. Walls. Eles argumentaram que a cavidade ainda transfere momento para o átomo (na direção transversal ao movimento), já que o padrão de interferência muda (lembramos da seção XX.5).

Após acirrado debate¹⁵², concluiu-se que de fato o grupo de Munique descobriu um efeito novo. Numa situação análoga àquela imaginada por Feynman (seção XX.2, mas sem fendas), um feixe colimado de elétrons (δx pequeno) sofre um espalhamento (δx aumenta) ao ser inspecionado por um feixe de luz. Já na situação imaginada pelo grupo de Munique, envolvendo um feixe de átomos passando por um micromaser, isso não ocorre.

No tocante à questão de se a complementaridade precede o princípio de incerteza, só é possível manter a explicação envolvendo distúrbios (mantendo o princípio de incerteza em pé de igualdade com a complementaridade) admitindo-se a existência de um novo tipo de distúrbio, um *distúrbio não-local*.¹⁵³ Mas o que exatamente seriam estes distúrbios não-locais? E por que uma descrição em termos de distúrbios é equivalente a uma descrição formal sem distúrbios aleatórios explícitos?

XXI.4 Apagador Quântico*

Os experimentos que estamos examinando neste capítulo envolvem a interação de duas ou mais partículas. No experimento proposto por Scully *et al.* (Fig. XXI.2), um átomo fica em um estado “emaranhado” com o fóton das cavidades. Um estado *emaranhado* é tal que, ao escrevermos o estado das partículas envolvidas (eq. XXI.1), não é possível “fatorar” a equação, ou seja, escrever o estado do átomo à esquerda multiplicando o estado do fóton à direita: por exemplo, $|\psi(\vec{r})\rangle \otimes |X\rangle$. Veremos daqui por diante, neste livro, que tais estados emaranhados são muito interessantes em Fundamentos da Mecânica Quântica, dando margem ao paradoxo de EPR e ao teorema de Bell.

Quando o átomo entra no estado emaranhado da eq.(XXI.1) com outra partícula, o padrão de interferência na tela detectora desaparece. Isto significa que o fenômeno é irremediavelmente corpuscular? Bem, como nós podemos ainda medir a localização do fóton, na cavidade *A* ou *B*, então temos ainda uma possibilidade de obter informação sobre a trajetória do átomo. Pelo princípio de complementaridade, isto impede que haja um padrão de interferência tipicamente ondulatório.

Porém, o que aconteceria se a informação sobre trajetória fosse *apagada*, apagada de uma maneira irreversível? Neste caso,

talvez fosse possível observar algum padrão de interferência, não diretamente na tela, mas em algum outro lugar... Isto seria possível? Sim! Por incrível que pareça, sim!

O truque é *medir* (a medição é um processo irreversível) um observável associado ao fóton que não seja sua posição, mas um observável cujos auto-estados são combinações lineares dos auto-estados $|X_1\rangle$ e $|X_2\rangle$ de posição, ou seja, cujos auto-estados são $\frac{1}{\sqrt{2}}(|X_1\rangle + |X_2\rangle)$ e $\frac{1}{\sqrt{2}}(|X_1\rangle - |X_2\rangle)$. Isto pode ser feito passando-se um átomo de rubídio adicional (sondas) por cada cavidade, na direção normal ao plano da Fig. XXI.2. Onde quer que haja um fóton, este será necessariamente absorvido pelos átomos. Se houver um fóton na cavidade *A*, representaremos o estado final dos dois átomos sonda por $|Y_{10}\rangle$, significando que o primeiro átomo está excitado (pois absorveu o fóton), e o segundo não. Se houver um fóton na cavidade *B*, o estado final dos átomos será $|Y_{01}\rangle$.

Assim, após a passagem dos dois átomos sonda, o estado das cavidades passa a ser $|X_0\rangle$ e a dos átomos é uma superposição envolvendo $|Y_{10}\rangle$ e $|Y_{01}\rangle$ (pois o fóton nas cavidades estava na superposição da eq. XXI.1). Antes de os átomos de rubídio originais, que rumam para as telas, de fato serem detectados na tela, o estado global do sistema é:

$$|\psi(\vec{r})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|X_0\rangle(|\psi_A(\vec{r})\rangle \otimes |Y_{10}\rangle + |\psi_B(\vec{r})\rangle \otimes |Y_{01}\rangle). \quad (\text{XXI.3})$$

Vemos que a informação sobre o caminho do átomo original ainda está presente, desta vez nos estados dos dois átomos sonda.

Para medir o observável desejado, é preciso que os átomos sonda entrem em uma cavidade especial, que funciona da seguinte maneira: se o estado dos átomos for $|Y_+\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|Y_{10}\rangle + |Y_{01}\rangle)$, ocorre com certeza a emissão de um fóton nesta terceira cavidade; se for $|Y_-\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(|Y_{10}\rangle - |Y_{01}\rangle)$, com certeza não ocorre uma emissão¹⁵⁴. É esta medição que apaga a informação sobre a trajetória do átomo original.

Após esta última medição, qual é o estado dos átomos originais (supondo que eles ainda não foram medidos)? Para responder a esta pergunta, escrevamos a eq.(XXI.3) na base dos auto-estados $|Y_+\rangle, |Y_-\rangle$ sendo medidos:

¹⁵⁴Este experimento de pensamento é explicado em ENGLERT, B.-G.; FEARN, H.; SCULLY, M.O. & WALTHER, H. (1992): “An Atomic-Beam Quantum-Eraser Gedanken Experiment”, in TOMBESI, P. & WALLS, D.F. (orgs.): *Quantum Measurements in Optics*, Plenum, New York, pp. 55-62. Sobre cavidades de micromaser, além de HAROCHE & KLEPPNER (1989), *op. cit.* (nota 151), temos por exemplo: DAVIDOVICH, L.; MAALI, A.; BRUNE, M.; RAIMOND, J.M. & HAROCHE, S. (1993): “Quantum Switches and Nonlocal Microwave Fields”, *Physical Review Letters* 71, 2360-3. A primeira realização de um apagador quântico foi: HERZOG, T.J.; KWIAT, P.G.; WEINFURTER, H. & ZEILINGER, A. (1995): “Complementarity and the Quantum Eraser”, *Physical Review Letters* 75, 3034-7.

$$(XXI.4) \quad |\psi(\vec{r})\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} |X_0\rangle \left(|\psi_{V=1}^+(\vec{r})\rangle \otimes |Y_+\rangle + |\psi_{V=1}^-(\vec{r})\rangle \otimes |Y_-\rangle \right).$$

Os estados $|\psi_{V=1}^+(\vec{r})\rangle$, $|\psi_{V=1}^-(\vec{r})\rangle$ que apareceram são justamente aqueles correspondendo ao padrão de interferência simétrico e antissimétrico das eqs. XX.4 e 7, e das Figs. XX.3b e c! Toda vez que um fóton é registrado na terceira cavidade, isto está associado ao auto-estado $|Y_+\rangle$: o que a eq.(XXI.4) então nos diz é que o átomo associado que se dirige para a tela irá se acumular em um padrão de interferência simétrico! Ou seja, todos os átomos (originais) associados ao auto-estado $|Y_+\rangle$ formam um padrão tipicamente *ondulatório*! E analogamente, se um fóton não for registrado na terceira cavidade, tal medição de resultado nulo está associada à formação de um padrão de interferência antissimétrico, constituindo novamente um fenômeno ondulatório!

É desta forma que o apagador quântico transforma um fenômeno corpuscular em ondulatório. Alguém que só observa a tela detectora de átomos vê um padrão sem franjas, que é a soma dos padrões simétrico e antissimétrico (Fig. XX.3). Ele pode até achar que o fenômeno é corpuscular, mas estará errado!

5. Interferômetro de Mach-Zehnder para Duas Partículas Correlacionadas

Este capítulo é uma introdução às estranhas propriedades exibidas por dois quanta correlacionados, que levam ao paradoxo de EPR e ao teorema de Bell (a serem explorados nos capítulos seguintes). Antes de tocar nestes temas clássicos da Filosofia da Mecânica Quântica, apresentaremos aqui um efeito bastante surpreendente que consiste no interferômetro de Mach-Zehnder para dois fótons correlacionados.

Um par de fótons do espectro visível, emitidos no mesmo instante, pode ser gerado ao incidir um feixe ultravioleta em um cristal de KDP, um processo conhecido como “conversão paramétrica descendente” (ver seção II.2). A Fig. XXI.3 representa este processo, cuja única diferença em relação ao interferômetro de Mach-Zehnder usual é a presença de *dois* fótons, um rumando pelo caminho *A* e outro por *B*.

O que acontece neste experimento? A probabilidade de um fóton chegar em D_1 continua sendo 0, como no interferômetro para *um* fóton?

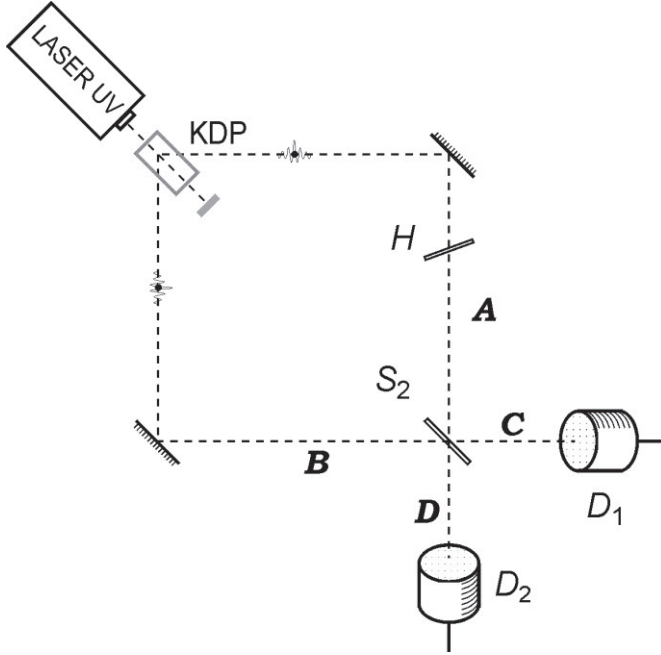


Fig. XXI.3. Interferômetro de Mach-Zehnder para duas partículas correlacionadas.

Para descrever este experimento, devemos escrever o estado da luz de maneira simetrizada (eq. XVII.2), onde uma defasagem ϕ é introduzida no caminho A após a passagem do pulso pelo defasador H :

$$|\Psi(t_1)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\phi} |\psi_1\rangle_A \cdot |\psi_2\rangle_B + |\psi_1\rangle_B \cdot e^{i\phi} |\psi_2\rangle_A \right). \quad (\text{XXI.5})$$

Esta expressão pode ser interpretada como uma superposição de dois estados: (i) o fóton 1 segue o caminho A e o fóton 2 segue o caminho B ; (ii) o fóton 1 segue por B e o fóton 2 por A .

Consideremos agora o que acontece após a passagem de cada amplitude pelo semi-espelho S_2 . A amplitude que rumo por A se divide em dois componentes, sendo que a reflexão introduz uma fase adicional i (seção II.1). Um processo análogo ocorre com o componente B :

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_A &\xrightarrow{\hat{U}(t_2, t_1)} \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi\rangle_D + i|\psi\rangle_C) \\ |\psi\rangle_B &\xrightarrow{\hat{U}(t_2, t_1)} \frac{1}{\sqrt{2}} (|\psi\rangle_C + i|\psi\rangle_D) \end{aligned} \quad (\text{XXI.6})$$

Usando as eqs. (XXI.5) e (XXI.6), exprimimos da seguinte maneira o estado no instante t_2 , após a passagem por S_2 mas antes da detecção:

$$\begin{aligned} |\Psi(t_2)\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{2}} e^{i\phi} (|\psi_1\rangle_D + i|\psi_1\rangle_C) (|\psi_2\rangle_C + i|\psi_2\rangle_D) + e^{i\phi} (|\psi_1\rangle_C + i|\psi_1\rangle_D) (|\psi_2\rangle_D + i|\psi_2\rangle_C) = \\ &= \frac{e^{i\phi}}{2\sqrt{2}} (|\psi_1\rangle_D |\psi_2\rangle_C + i|\psi_1\rangle_D |\psi_2\rangle_D + i|\psi_1\rangle_C |\psi_2\rangle_C - |\psi_1\rangle_C |\psi_2\rangle_D + |\psi_1\rangle_C |\psi_2\rangle_D \\ &\quad + i|\psi_1\rangle_C |\psi_2\rangle_C + i|\psi_1\rangle_D |\psi_2\rangle_D - |\psi_1\rangle_D |\psi_2\rangle_C) \end{aligned}$$

Os termos cruzados se cancelam, e o estado final em t_2 é:

$$(XXI.7) \quad |\Psi(t_2)\rangle = \frac{ie^{i\phi}}{\sqrt{2}} (|\psi_1\rangle_D |\psi_2\rangle_D + |\psi_1\rangle_C |\psi_2\rangle_C)$$

Temos assim uma superposição de dois termos, cada um indicando que um *par de fótons* rumo para um dos detectores! Se os detectores forem preparados para fazer contagens em coincidência, nenhuma coincidência será detectada!¹⁵⁵ Tal resultado é realmente surpreendente, e dá uma idéia dos estranhos efeitos que têm sido explorados com interferometria de duas partículas. Para prosseguirmos, no entanto, será preciso examinarmos com cautela, nos próximos capítulos, dois conceitos centrais envolvidos nestes efeitos: *realismo* e *não-localidade*.

¹⁵⁵ Este experimento foi realizado por HONG, C.K.; OU, Z.Y. & MANDEL, L. (1987): *Physical Review Letters* 59, 2044. Agradeço a Luiz Carlos Ryff por me deixar clara a derivação.

PARADOXO DE EINSTEIN, PODOLSKY & ROSEN

1. O Argumento de Incompleteza de EPR

Em 1935, Einstein e dois colegas de Princeton, o ucraniano Boris Podolsky e o norte-americano Nathan Rosen, publicaram um trabalho no *Physical Review* que chacoalhou as bases da Mecânica Quântica. Nas palavras de Leon Rosenfeld, companheiro de Bohr, “este ataque caiu sobre nós como um raio dos céus”.¹⁵⁶

A idéia de EPR foi considerar um sistema de *duas* partículas quânticas *correlacionadas*, de tal forma que a medição direta em uma delas (que chamaremos “partícula nº 1”, localizada digamos na Terra) constituísse uma medição indireta na outra (a “partícula nº 2”, na Lua, por exemplo). Pelo postulado da projeção, o estado global do sistema se altera instantaneamente com a medição, mesmo que as partículas estejam longes uma da outra. Tal redução de estado é *não-local*, pelo menos no nível do formalismo. No entanto, EPR introduziram uma hipótese de *localidade*, que dizia, grosso modo, que a escolha sobre qual observável medir na Terra não pode afetar instantaneamente (ou com velocidade maior do que a da luz) o estado da partícula na Lua. Com duas suposições contraditórias (a não-localidade embutida no formalismo quântico, e a localidade aceita intuitivamente pela maioria dos físicos da época), não é de se espantar que EPR conseguissem argumentar que a Mecânica Quântica é *incompleta*: “Somos assim forçados a concluir que a descrição quântica da realidade física através das funções de onda não é completa”.¹⁵⁷

Repassemos o argumento com um pouco mais de detalhe. Na Terra, *posso* medir um observável A_1 , e com isso o estado da partícula nº 2 se reduziria a um auto-estado de A_2 . Mas na Terra eu também *poderia* medir um observável B_1 , incompatível com A_1 (ou seja, cujos operadores associados não comutam), e assim na Lua o estado da partícula nº 2 se reduziria a um auto-estado de B_2 (que é incompatível com A_2). Agora, veja bem: pela hipótese da *localidade*, nada que eu faça na Terra pode afetar instantaneamente (ou a uma velocidade maior do que a da luz) a *realidade* na Lua. Mas como eu posso medir tanto A_1 quanto B_1 , na Terra, então tanto um auto-estado de A_2 quanto um de B_2 têm realidade simultânea na Lua, ao contrário do que diz a Mecânica Quântica (pois A_2 e B_2 são incompatíveis).

¹⁵⁶Rosenfeld, L. (1967), citado em WHEELER & ZUREK, *op.cit.* (nota 6), p. 142.

¹⁵⁷EINSTEIN, A; PODOLSKY, B. & ROSEN, N. (1935): “Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete?”, *Physical Review* 47, 777-80. Reproduzido in WHEELER & ZUREK (1983), *op.cit.* (nota 6), pp. 138-41. Tradução por C.W. Abramo em: *Cadernos de História e Filosofia da Ciência* 2 (1981) 90-96. Citação da p. 96.

Assim, esta não daria conta de todos os detalhes da realidade, ela seria *incompleta*.

Eis, em poucas palavras, o argumento de EPR. Vamos agora examinar com mais cuidado cada uma das hipóteses utilizadas.

2. Completeza e Correção

A primeira condição usada por EPR em seu argumento se refere à *completeza* de uma teoria, que representaremos pela letra **C**: “todo elemento da realidade física deve ter uma contrapartida na teoria física”.

¹⁵⁸Se X é uma condição *necessária* para Y, então Y implica X. Se X for uma condição *suficiente* para Y, então X implica Y.

Conforme salientam EPR, esta é uma condição *necessária* para a completeza, ou seja, esta condição por si só não garante que a teoria seja de fato completa (não é uma condição suficiente)¹⁵⁸. (Por exemplo, dois elementos distintos da realidade poderiam ter a *mesma* contrapartida em uma teoria física, de forma que a teoria não seria completa, apesar de satisfazer **C**. A condição **C** também permite que a teoria postule entidades inexistentes).

Uma teoria falsa poderia satisfazer **C**, mas EPR não estão interessados neste caso. Eles aceitam que o formalismo da Mecânica Quântica é correto, ou seja, suas afirmações são verdadeiras. Em especial, aceitam a validade do postulado da projeção **PP**, mesmo quando há duas partículas envolvidas.

3. Elementos de Realidade

O argumento de EPR procura mostrar que existe um elemento de realidade que não tem contrapartida na teoria. O que seria um “elemento de realidade”? A famosa definição de EPR [p. 91] é a seguinte:

R: “Se, sem de modo algum perturbar um sistema, pudermos prever com certeza (ou seja, com probabilidade igual à unidade) o valor de uma quantidade física, então existe um elemento de realidade física correspondente a essa quantidade física.”

¹⁵⁹REDHEAD, M. (1987): *Incompleteness, Non-Locality and Realism*, Clarendon, Oxford. Ver pp. 71-81.

Esta *condição de elemento de realidade* pode ser refinada, segundo sugestão do filósofo da física inglês Michael Redhead, em sua excelente análise do argumento de EPR¹⁵⁹. Ele [p. 72] sugere a seguinte modificação:

R': “Se pudermos prever com certeza, ou de qualquer maneira com probabilidade um, o resultado da medição de uma quantidade física no instante t , então no instante t existe um