

INSTITUTO DE FÍSICA

UMA ABORDAGEM REALÍSTICA DA NÃO-LOCALIDADE
QUÂNTICA E SUAS CONSEQUÊNCIAS
EXPERIMENTAIS

DOUTORADO

LUIZ CARLOS BANDEIRA RYFF

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
ILHA DO FUNDÃO - CIDADE UNIVERSITÁRIA - BLOCO "A" - 5º e 4º
RIO DE JANEIRO - RJ - BRASIL

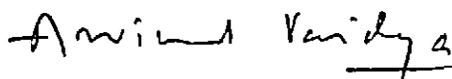
"UMA ABORDAGEM REALÍSTICA DA NÃO LOCALIDADE QUÂNTICA E SUAS CON-
SEQUÊNCIAS EXPERIMENTAIS".

LUIZ CARLOS BANDEIRA RYFF

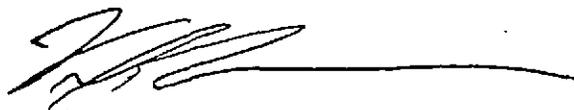
9742

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO DE FÍSICA DA UNIVER-
SIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECES-
SÁRIOS À OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR.

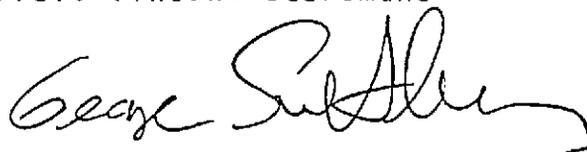
APROVADA POR:



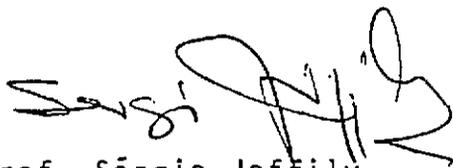
Prof. Arvind Narayan Vaidya



Prof. Vincent Buonomano



Prof. George Svetlichny



Prof. Sérgio Joffily



Prof. Luiz Felipe A. de U. Canto

Rio de Janeiro - Brasil

17 de janeiro de 1992

“Because of the evidence in favour of quantum mechanics from the experiments based upon Bell’s theorem, we are forced either to abandon the strong version of EPR’s criterion of reality – which is tantamount to abandoning a realistic view of the physical world (perhaps an unheard tree falling in the forest makes no sound after all) — or else to accept some kind of action-at-a-distance.” (J.F. Clauser e A. Shimony, Rep. Prog. Phys. 41, 1881, 1978)

“Useful as it is under everyday circumstances to say that the world exists ‘out there’ independent of us, that view can no longer be upheld.” (J.A. Wheeler, em Quantum Theory and Measurement)

“The reason I want to go back to the idea of an aether is because in these EPR experiments there is the suggestion that behind the scenes something is going faster than light.”

“Yes. One wants to be able to take a realistic view of the world, to talk about the world as if it is really there, even when it is not being observed. I certainly believe in a world that was here before me, and will be here after me.” (J.S. Bell, em The ghost in the atom)

“For me this is the real problem with quantum theory: the apparently essential conflict between any sharp formulation and fundamental relativity.” (J.S. Bell, em Speakable and unspeakable in quantum mechanics)

“Every physicist really believes that (that the external world exists independently of our observations).”

“I would be quite ready to relinquish locality.”

“I don’t say abandon relativity theory. I’m saying it’s going to be an approximation to a much broader point of view, just as Newtonian mechanics is an approximation to relativity.”

“So long as the present type of experiment is done, the theory of relativity will still be saved. But if we could manage to get deeper than that then we might find that there was something faster than light.” (D. Bohm, em The ghost in the atom)

Resumo

Uma abordagem realística não local da mecânica quântica é proposta, e quatro experiências com fótons correlacionados, que podem servir para testar esta abordagem, são discutidas. Na primeira é possível investigar o papel da interação de um sistema quântico com um aparato macroscópico (detector) no chamado colapso do vetor de estado. Na segunda, que combina experiências de não localidade e de dualidade onda-partícula, o papel da interação com um polarizador é investigado. Na mesma linha da segunda, a terceira levanta questões ligadas ao colapso parcial do vetor de estado. Na quarta, possíveis maneiras de investigar as propriedades da interação não local requerida pelo realismo são sugeridas. A extensão da abordagem ao caso de fótons produzidos por meio da conversão paramétrica da luz é examinada.

Abstract

A realistic approach to quantum nonlocality is proposed, and four experiments that can be used to test this approach, using pairs of correlated photons, are discussed. The first experiment proposed would allow us to investigate the role of the interaction of a quantum system with a macroscopic apparatus (detector) in the so-called collapse of the state vector. The second would investigate the interaction with a polarizer. Following the line of the second, the third experiment raises questions concerning the partial collapse of the state vector. The fourth suggests ways of investigating some possible properties of the superluminal interaction needed to explain nonlocality according to realism. The extension of this approach to include pairs of photons produced via parametric down-conversion of light is discussed.

Agradecimentos

O apoio do professor Franco Selleri representou um importante estímulo durante o desenvolvimento das idéias apresentadas nesta tese. Da mesma forma, o encorajamento dos meus colegas do Instituto de Física, em particular do velho amigo Rui Nazareth, foi decisivo para que eu resolvesse finalmente apresentar as minhas idéias sobre o realismo e a não localidade quântica unificadas na forma de tese.

Agradeço, ainda, ao Carlos e ao Marcelo pelas excelentes figuras.

Esta tese é dedicada à memória de três professores e amigos: Plinio Sussekind Rocha, Adel da Silveira e Carlos Marcio do Amaral.

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Apêndices

Lista de Notas

CAPÍTULO 1 - O REALISMO, O PROBLEMA DA MEDIDA E A COMPLETEZ DA MECÂNICA QUÂNTICA	1
CAPÍTULO 2 - O ARGUMENTO EPR E O TEOREMA DE BELL	6
2.1. O argumento EPR	6
2.2. O teorema de Bell	7
2.3. Consequências do teorema de Bell	9
CAPÍTULO 3 - OBTENÇÃO DA DESIGUALDADE DE BELL PARA O CASO DE PARES DE FÓTONS CORRELACIONADOS.....	14
CAPÍTULO 4 - TESTE DAS DESIGUALDADES DE BELL USANDO POLARIZADORES DE DOIS CANAIS	22
CAPÍTULO 5 - A VIOLAÇÃO DA DESIGUALDADE DE BELL E O REALISMO	28
CAPÍTULO 6 - A DUALIDADE ONDA-PARTÍCULA	36
CAPÍTULO 7 - ALGUMAS OBSERVAÇÕES CRÍTICAS	41
CAPÍTULO 8 - UMA ABORDAGEM REALÍSTICA DA NÃO LOCALIDADE E DA DUALIDADE ONDA-PARTÍCULA ^(5,34)	45
8.1. A dualidade onda-partícula do ponto de vista do realismo	45
8.2. A não localidade do ponto de vista do realismo	46
8.3. Comparação com situações concretas	51
CAPÍTULO 9 - UMA PROPOSTA PARA TESTAR A DETECÇÃO INDIRETA .	57

CAPÍTULO 10 - DISCUSSÃO DE EXPERIÊNCIAS COMBINADAS DE NÃO LOCALIDADE E DE DUALIDADE ONDA-PARTÍCULA	68
CAPÍTULO 11 - UMA PROPOSTA PARA TESTAR O REALISMO NÃO LOCAL ^(5,34)	75
CAPÍTULO 12 - OUTRAS POSSÍVEIS COMPARAÇÕES ENTRE O REALISMO NÃO LOCAL E A INTERPRETAÇÃO USUAL DA MECÂNICA QUÂNTICA ⁽³⁴⁾	84
CAPÍTULO 13 - EXTENSÃO DA ABORDAGEM AO CASO DE FÓTONS DE MOMENTOS CORRELACIONADOS	96
CAPÍTULO 14 - CONSIDERAÇÕES SOBRE O POSSÍVEL PROCESSO DE INTERAÇÃO SUPERLUMINAL	101
CAPÍTULO 15 - CONCLUSÕES	113
REFERÊNCIAS	124

Lista de Figuras

Fig. 1. Esquema experimental para a demonstração do teorema de Bell	8
Fig. 2. Orientações para se obter violação máxima das desigualdades de Bell no caso de partículas de spin $1/2$	10
Fig. 3. Uma fonte (S) emite dois fótons correlacionados (ν_1, ν_2) em sentidos opostos	15
Fig. 4. Esquema experimental para derivar a desigualdade de Bell no caso de fótons	16
Fig. 5. Orientações dos polarizadores para se obter violação máxima da desigualdade de Bell no caso de fótons	17
Fig. 6. Produção de pares de fótons correlacionados	22
Fig. 7. Os fótons são selecionados por meio de filtros (F_1, F_2)	23
Fig. 8. Um fóton (ν) é "cindido" num divisor de feixe (B.S.)	36
Fig. 9. (ν) é cindido em B.S.1 e recombinado em B.S.2. M_1 e M_2 são espelhos	37
Fig. 10. Um fóton com polarização paralela a \vec{a} é cindido num polarizador de dois canais orientado na direção \vec{b}	39
Fig. 11. ν , cindido no Pol.I, é recombinado em B.S., atingindo o Pol.II no mesmo estado de polarização inicial (paralelo a \vec{a})	39
Fig. 12. Uma fonte (S) emite dois fótons correlacionados (ν, ν'). ν atinge o pol.I e é detectado antes de ν' alcançar o pol.II. Um dos detectores foi removido	47
Fig. 13. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). O interferômetro faz com que a luz que atinge o pol.III esteja no mesmo estado de polarização em que se encontrava ao alcançar o pol.II. A distância entre o pol.I e S pode ser variada, assim como as orientações dos pol.I e III	50
Fig. 14. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). $L_1 > L_3$, onde $L_1(L_3)$ é a distância do pol.I(III) à fonte	68

Fig. 15. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). Os interferômetros são concebidos de forma a termos a luz incidindo no pol.III (IV) no mesmo estado de polarização em que se encontrava ao incidir sobre o pol.I (II). As distâncias são estabelecidas de forma a termos ν alcançando o pol.I antes de ν' ter atingido o pol.II, e ν' alcançando o pol.IV antes de ν ter atingido o pol.III. RM é um espelho removível, o que nos permite realizar dois tipos de experiências: com RM no lugar e com RM removido 71

Fig. 16. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados. O interferômetro é concebido de forma a que a luz que segue a direção $\vec{\alpha}$ se encontre num estado de polarização perpendicular a \vec{b} 85

Fig. 17. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). O interferômetro é idealizado de forma a que a luz que nele incide num estado de polarização paralela a \vec{b} e segue a direção $\vec{\alpha}(\vec{I})$ interfira construtivamente (destrutivamente). ν' é detectado antes de ν alcançar o pol.I 87

Fig. 18. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados. Um dos fótons pode seguir as direções A e D, e o outro as direções B e C. $\phi_1 \dots; H_1 \dots; M_A, \dots;$ e U_1, \dots e L_1, \dots são, respectivamente, deslocadores de fase, divisores de feixe, espelhos e detectores. U_1, U_2, L_1 e L_2 indicam as posições dos detectores na experiência original proposta por Horne, Shimony e Zeilinger (HSZ) 96

Fig. 19. Orientações dos pol.I (\vec{a}), II (\vec{b}) e III (\vec{c}) 105

Relação dos Apêndices

Apêndice 1 Função ou coeficiente de correlação	13
Apêndice 2 A primeira desigualdade de Bell	18
Apêndice 3 Preparação do estado correlacionado de dois fótons (caso ideal).....	20
Apêndice 4 As desigualdades de Clauser e Horne	31
Apêndice 5 Demonstração da relação (a.15)	35
Apêndice 6 A desigualdade de Bell com a inserção de placas de um quarto de onda	65
Apêndice 7 Dois modelos simples de variáveis ocultas não locais	81
Apêndice 8 Derivação das fórmulas (132a,b)	100
Apêndice 9 Obtenção das fórmulas (141a,b)	107
Apêndice 10 Obtenção das fórmulas (146a,b) e (148a,b)	109
Apêndice 11 A violação das desigualdes de Bell e o realismo local	116
Apêndice 12 Um cálculo mais realista para a experiência do cap. 11	121

Notas

Nota 1	5
Nota 2	11
Nota 3	44
Nota 4	55
Nota 5	55
Nota 6	56

CAPÍTULO 1

O REALISMO, O PROBLEMA DA MEDIDA, E A COMPLETUDE DA MECÂNICA QUÂNTICA

Segundo a definição de Clauser e Shimony,⁽¹⁾ realismo é o ponto de vista filosófico segundo o qual existe uma realidade externa com propriedades definidas, independente desta realidade estar sendo observada ou não por alguém. Ora, a mecânica quântica só nos fornece a probabilidade de obter certo resultado ao realizarmos uma medida sobre um sistema físico. Em princípio, ela não nos fornece nenhuma informação sobre o estado *real* do sistema. Em consequência disso, alguns físicos consideram a mecânica quântica uma teoria incompleta. Para outros, entretanto, a idéia de estado real de um sistema não teria sentido. A realidade existiria na forma de “potência”, a qual seria “atualizada” através do ato de medida.^(2,3)

Naturalmente, se não existe uma realidade objetiva com propriedades definidas, o que vem a ser um “ato de medida”? Diferentes respostas, nenhuma delas totalmente satisfatória, foram propostas.^(3,4) Uma delas, por exemplo, sugere a interferência de um observador consciente responsável pelo “colapso” do vetor de estado; outra introduz a distinção entre aparatos macroscópicos de medida, submetidos às leis de física clássica, e sistemas microscópicos, submetidos às leis quânticas; outra, ainda, propõe a cisão do mundo em muitos mundos a cada medida. Todas essas interpretações já foram devidamente discutidas na literatura e suas limitações apontadas.^(3,4) É interessante, porém, enfatizar alguns aspectos insatisfatórios dessas interpretações. De acordo com a primeira, a própria existência do Universo físico depende da existência da consciência de um observador. Dessa forma, um ponto escuro só apareceria numa chapa fotográfica sobre a qual partículas fossem lançadas ao se observar a chapa; um gato poderia não estar nem vivo nem morto enquanto não fosse observado; um aparelho não registraria o resultado de uma medida enquanto a leitura do resultado não fosse efetuada pelo

experimentador; em particular, a existência do passado, incluindo a explosão inicial, seria determinada pela presença do observador no presente.^(3,4)

De acordo com a segunda, um aparelho de medida, apesar de constituído de partículas microscópicas submetidas às leis da mecânica quântica, não está submetido a essas mesmas leis. Em consequência, o aparelho tem uma existência objetiva, enquanto as partículas das quais é constituído existem apenas em potência. As limitações dessa interpretação se tornam ainda mais evidentes se considerarmos o caso da detecção indireta (a ser discutida em maior detalhe adiante). Por exemplo, se uma partícula pode seguir N direções diferentes, e dispomos de detectores apenas ao longo de $N - 1$ das direções possíveis, se nenhum dos detectores registrar a presença da partícula, podemos concluir que esta seguiu a direção sem detector. Temos então uma medida sem que tenha ocorrido nenhum processo irreversível de interação com algum aparelho de medida.

A terceira interpretação não esclarece quando e onde ocorre a medida ou, neste caso, quando ocorre o processo de cisão. Além disso, não explica satisfatoriamente os fenômenos de interferência (nesse caso dois universos ou ramos diferentes teriam que se fundir num só). De certa forma, nesta interpretação um gato poderia estar vivo e morto ao mesmo tempo.

Naturalmente, a pergunta que se coloca é por que, apesar de tudo, a mecânica quântica funciona, e, uma vez que funciona, por que se preocupar com tais problemas de fundamentos. Podemos responder à primeira pergunta dizendo que a mecânica quântica encerra um programa, e que esse programa tem se mostrado factível. Partimos da suposição de que será sempre possível descrever um sistema por meio de estados quânticos (sendo uma das nossas tarefas descobrir quais são esses estados), de que esses estados evoluem de acordo com as leis da mecânica quântica, e de que, em situações concretas, será sempre possível encontrar uma interpretação adequada para o termo "medida". A situação é semelhante àquela que encontramos no caso da mecânica clássica, na qual supomos que o movimento de qualquer corpo será sempre descrito pela segunda lei

de Newton, cabendo-nos a tarefa de descobrir quais são as forças que atuam sobre o corpo. A mecânica, seja ela clássica ou quântica, estabelece uma estrutura na qual os fenômenos físicos devem ser encaixados. O programa consiste precisamente em procurar encaixar os fatos nessa estrutura. O programa clássico se mostrou limitado. O programa quântico, porém, se mostrou até agora um programa viável. No entanto, como veremos adiante, existem situações nas quais saber se uma medida foi realizada ou não, deixa de ser uma questão óbvia. Tais situações ainda não foram testadas experimentalmente, ainda que propostas nesse sentido já tenham sido feitas.⁽⁵⁾ Isto em parte responde à segunda pergunta (por que se preocupar com tais problemas). Existem, porém, outras razões para nos interessarmos por certos problemas de fundamentos. Na minha opinião, estaríamos sendo muito apressados e ingênuos se supusessemos que no futuro todo e qualquer fenômeno físico seria corretamente explicado por meio da teoria tal como se apresenta no momento, sem outras modificações ou melhorias. Em particular, não há nenhuma vantagem em se postular que a mecânica quântica é uma teoria completa e acabada. Esta me parece uma atitude não científica e até dogmática (ainda que alguns físicos importantes a tenham defendido). Adotá-la seria correr o risco de nos prendermos a uma visão limitada da realidade, ainda que perfeitamente consistente. Por outro lado, se aceitamos que a mecânica quântica (para usar uma expressão de Popper⁽⁶⁾) não é “o fim da estrada”, o que devemos fazer? Uma atitude prudente, dada a complexidade do problema, seria continuar levando adiante o programa quântico até tropeçar num fato novo que revelasse as limitações desse programa. Não devemos esquecer, porém, que Faraday descobriu a lei da indução eletromagnética por estar procurando um fato novo. Além disso, como veremos, as violações da desigualdade de Bell, a despeito de representarem uma confirmação espetacular da mecânica quântica, podem ser encaradas como um fato novo. Agora sabemos que se existe uma realidade externa, mesmo que inacessível ao nosso conhecimento, então alguma forma de ação a distância deve ser introduzida.⁽¹⁾ Com isso saímos do campo da filosofia para entramos no campo da experiência. De acordo com o teorema de Bell, se a mecânica quântica é correta, como

a experiência parece indicar, nos restam duas alternativas: ou abandonamos o realismo, ou aceitamos alguma forma de interação superluminal (ver nota ao final deste capítulo). Como tem sido enfatizado,⁽¹⁾ as duas opções são radicais. Na minha opinião, porém, a primeira é ainda mais radical do que a segunda, e não deveria ser adotada na falta de uma base teórica e experimental mais sólida do que aquela de que dispomos atualmente. O ponto de vista realístico tem desempenhado um papel importante na evolução da física, tendo sido essencial para o surgimento da termodinâmica estatística num período durante o qual uma discussão semelhante à que agora se trava tinha lugar. Vale a pena lembrar que naquela época alguns físicos consideravam o conceito de átomo inútil e metafísico.⁽⁷⁾

Uma das vantagens de se adotar uma interpretação realística dos fenômenos físicos consiste em fazer com que deixe de existir um problema da medida. A realidade não precisa ser atualizada através do ato de medida, ela tem uma existência autônoma, independente de qualquer tipo de observação. Mas se esse ponto de vista é correto, devemos admitir que a mecânica quântica no estágio em que se encontra, não é uma teoria completa. Não me parece que por causa disso o realismo deva ser considerado algo absurdo e sem sentido. Resta saber, isto sim, dado o contexto atual da física, em que medida uma abordagem realística pode ser útil. Na verdade, de um ponto de vista prático, a formulação de modelos realísticos detalhados e elaborados pode ser questionada. Seria prematura, uma vez que não dispomos de dados suficientes para propor tais modelos, e não traria nenhuma vantagem evidente sobre a teoria usual. Além disso, os fenômenos do micro mundo parecem ser demasiadamente complexos para serem descritos por meio de imagens mentais. É bem verdade que já existem teorias realísticas não locais.^(8,9) Porém, elas não são facilmente testáveis, e são geralmente vistas apenas como provisórias ou como curiosidades interessantes. Em tais teorias, o ato de detecção, ou mais precisamente, a absorção de um quantum de energia por um átomo, deve jogar um papel privilegiado, produzindo os mesmos efeitos que o usual colapso do vetor de estado.⁽⁸⁾ Como mostrarei, esta hipótese, além de complicada, dificilmente

pode ser justificada de um ponto de vista realístico, sendo desnecessária para explicar os resultados experimentais da mecânica quântica e levando a discordâncias com esta teoria no caso da detecção indireta.

A utilidade da abordagem realística reside no fato de nos permitir formular um *projeto realístico*, que consiste em procurar as consequências experimentais do realismo em situações concretas. A contribuição essencial do nosso trabalho consiste precisamente em mostrar que novas previsões experimentais podem ser obtidas a partir de algumas hipóteses simples e fisicamente razoáveis baseadas num ponto de vista realístico, e que, assim como o realismo local, o realismo não local também pode ser objeto de investigação experimental. Como mostraremos, para isto os fenômenos ligados à dualidade onda-partícula devem ser incluídos na nossa abordagem.

Nota 1. A introdução de uma interação superluminal, como é exigido pelo teorema de Bell, se quisermos manter o realismo e a mecânica quântica, não implica necessariamente na possibilidade de comunicação superluminal. Em princípio, não temos, portanto, nenhuma contradição observável com a teoria da relatividade.

CAPÍTULO 2

O ARGUMENTO EPR E O TEOREMA DE BELL

2.1. O argumento EPR

Um argumento famoso baseado no realismo e que procura demonstrar a incompletude da mecânica quântica foi apresentado por Einstein, Podolsky e Rosen (EPR).⁽¹⁰⁾ O estudo desse argumento, da “prova” de von Neumann⁽¹¹⁾ e da teoria causal de Bohm,⁽¹²⁾ levou Bell à formulação do seu teorema.⁽¹³⁾ O argumento, simplificado por Bohm,⁽¹⁴⁾ pode ser resumido da seguinte forma:

Consideremos um sistema de duas partículas neutras de spin 1/2 que se movem em sentidos opostos e que constituem um estado singleto representado por

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|+\rangle|-\rangle - |-\rangle|+\rangle). \quad (1)$$

$|\psi\rangle$ pode ter sido gerado, por exemplo, pelo decaimento de um sistema de spin zero num processo no qual ocorre conservação do momento angular. Cada uma das partículas passa por um aparato de Stern-Gerlach ($S - G$), sendo que o ket $|+\rangle$ representa uma partícula com spin no sentido do campo magnético, enquanto $|-\rangle$ representa uma partícula com spin oposto. O argumento EPR é baseado em dois postulados. (I) se, sem perturbar um sistema, podemos prever com certeza o valor de uma quantidade física, então existe um elemento de realidade correspondente a essa quantidade; (II) nenhuma interação pode se propagar com velocidade superior à da luz. Efetuemos, então, uma medida de spin sobre a partícula 1. Suponhamos que ela tenha sido encontrada com o spin “para cima” (i.e., no sentido do campo magnético). Por meio da expressão (1) concluimos que a partícula 2 está com o spin “para baixo”. De acordo com (I) e (II) a partícula 2 já estava nesse estado de spin antes da medida, já que esta foi realizada sobre a partícula 1. Ora, é possível mostrar que a expressão (1) é invariante por rotações em torno do eixo de propagação.⁽¹⁵⁾ Poderíamos, então, ter realizado a nossa experiência

com o nosso aparato fazendo um ângulo de 90^0 com a direção anterior. (P. ex.: digamos que a experiência tenha sido realizada com o campo magnético do aparato de $S - G$ na direção x . Ela poderia igualmente ter sido realizada com o campo na direção y .) (Ver nota ao final deste capítulo). Como anteriormente, poderíamos concluir que a partícula 2 tinha um spin definido, agora numa direção perpendicular à anterior. Mas, de acordo com o formalismo da mecânica quântica, uma partícula não pode estar simultaneamente em dois autoestados de spin associados a direções ortogonais, já que os operadores correspondentes não comutam. Segundo EPR, isto mostra que a mecânica quântica não fornece uma descrição completa da realidade.

A resposta usual dos que não aceitam o argumento EPR está baseada na rejeição do critério (I) para reconhecer um elemento de realidade.⁽¹⁶⁾ Na verdade, a própria idéia de realidade objetiva, no sentido metafísico do termo, por assim dizer, é rejeitada. Um sistema físico constituiria uma totalidade, sem que isso implique em interações superluminais. Ocorreria *apenas* a atualização de uma potencialidade através do ato de medida.

2.2. O teorema de Bell

Os testes experimentais das desigualdades de Bell vieram esclarecer a questão levantada pelo argumento EPR, tirando-a do campo puramente filosófico. Sabemos agora que estamos diante de uma realidade nova, qualquer que seja o significado que se pretenda dar ao termo *realidade*.

Bell⁽¹³⁾ mostrou que a prova de von Neumann⁽¹¹⁾ de que teorias realísticas não poderiam reproduzir os resultados da mecânica quântica não era tão geral quanto se pensava. Em particular, a teoria causal de Bohm⁽¹²⁾ reproduzia resultados da mecânica quântica. Uma característica do modelo de Bohm era o fato de ser não local, ou seja, de admitir interações a distância. Bell mostrou, através do seu teorema, que essa era uma característica essencial que todos os modelos realísticos deveriam possuir caso se quizesse obter as mesmas previsões da mecânica quântica.

Após o trabalho de Bell, muitas demonstrações diferentes do seu teorema apareceram,^(1,17) inclusive uma nova demonstração do próprio Bell. Uma demonstração bastante simples e esclarecedora é a seguinte:⁽¹⁹⁾

Consideremos novamente o dispositivo experimental proposto por Bohm para discutir o argumento EPR, estando as partículas no estado (1). Cada um dos aparatos de $S - G$ pode ser orientado segundo duas direções diferentes: \vec{a}, \vec{a}' e \vec{b}, \vec{b}' , respectivamente. Vamos atribuir o valor $+1(-1)$ à medida correspondente à observação de uma partícula com polarização “para cima (baixo)” (Fig. 1). Para cada par de partículas que atingem os detectores, podemos então determinar, dependendo da orientação escolhida para os aparatos de $S - G$, as quantidades $ab, ab', a'b$ e $a'b'$, onde a, b, a' e b' podem ter os valores $+1$ ou -1 . Dado um par de partículas, a hipótese de realismo nos permite

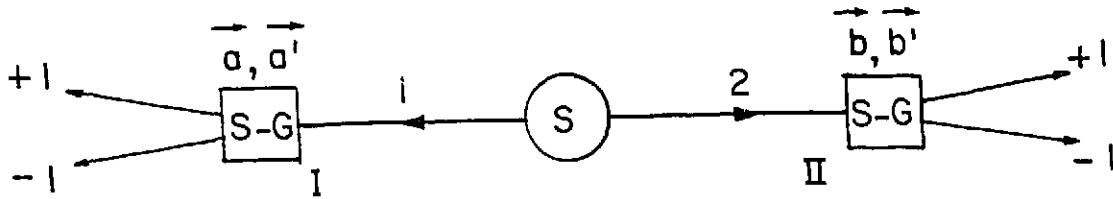


Fig. 1. Esquema experimental para a demonstração do teorema de Bell.

definir a quantidade $S = ab - ab' + a'b + a'b'$. Naturalmente, um aparato $S - G$ só pode estar orientado segundo uma única direção de cada vez. Portanto, ou medimos ab ou $a'b'$, por exemplo. Na verdade usamos aqui o que se chama de definição contrafactual de realismo. Estamos admitindo que os resultados de todas as medidas possíveis estão previamente determinados pelo estado real do sistema que está sendo medido e pelo estado real do aparato de medida, mesmo que esses estados reais sejam desconhecidos. Logo, a quantidade S deve ter um valor definido, ainda que nós o desconheçamos. A hipótese de localidade (negação de interações superluminais) nos permite concluir que o valor de a nos termos ab e ab' , por exemplo, é o mesmo, visto que a orientação

do aparato II, que em princípio pode ser modificada enquanto as partículas estão se movendo, não deve influir no resultado da medida sobre a partícula 1. Reescrevendo S na forma $a(b - b') + a'(b + b')$, é fácil verificar que S só pode assumir dois valores, 2 e -2. Considerando que N pares atinjam os detectores, temos então

$$\left| \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i b_i - a_i b'_i + a'_i b_i + a'_i b'_i \right| \leq 2, \quad (2)$$

ou,

$$\Delta \equiv \left| E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b') \right| \leq 2, \quad (3)$$

onde

$$E(a, b) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_i b_i, \text{ etc.} \quad (4)$$

$E(a, b)$ é o valor médio da grandeza ab , que nesse caso coincide com a função de correlação (ver apêndice 1). É claro que se as medidas não apresentarem nenhuma correlação, o valor médio será nulo. A desigualdade (3) (desigualdade CHSHB) foi obtida independentemente por Clauser, Horne, Shimony e Holt⁽²⁰⁾ e por Bell,⁽¹⁷⁾ sendo diferente da primeira desigualdade obtida por Bell (ver apêndice 2), a qual era inadequada para ser testada experimentalmente. Para certos ângulos a desigualdade (3) é violada pela mecânica quântica. De fato, é fácil mostrar que de acordo com o formalismo quântico,⁽¹⁾ $E(a, b) = -\cos(a, b)$. Logo, escolhendo $\vec{a}, \vec{a}', \vec{b}$ e \vec{b}' como mostra a Fig. 2, temos $\Delta = 2\sqrt{2} > 2$. É possível mostrar⁽²¹⁾ que para a escolha da Fig. 2 temos violação máxima da desigualdade.

2.3. Consequências do teorema de Bell

A conclusão inevitável é que, se a mecânica quântica é correta, pelo menos uma das premissas utilizadas na demonstração do teorema de Bell, baseada no realismo e na localidade, respectivamente, deve ser falsa. É bem verdade que a seguinte objeção poderia ser levantada contra a nossa argumentação: ao usarmos uma definição contrafactual de

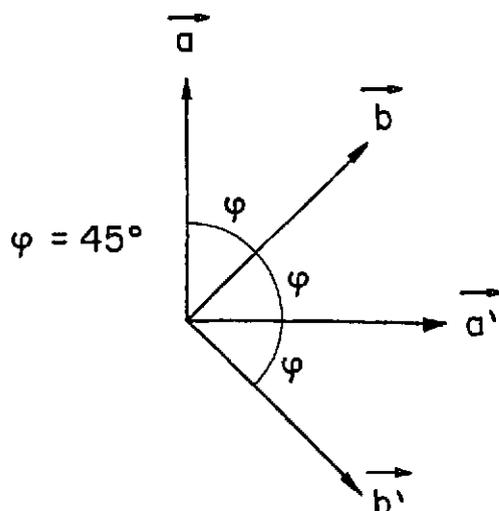


Fig. 2. Orientações para se obter violação máxima das desigualdades de Bell no caso de partículas de spin $1/2$.

realismo estamos considerando apenas teorias deterministas. Seria então possível encontrar uma teoria realística local e estocástica que reproduzisse os resultados da mecânica quântica? É fácil verificar que não. Para isto basta considerar o esquema da Fig. 1 com os aparatos I e II orientados na mesma direção, \vec{a} , por exemplo. Numa situação ideal, se o resultado da medida efetuada sobre a partícula 1 é $+1$, a medida efetuada sobre a partícula 2 deve ter necessariamente como resultado o valor -1 . Naturalmente, em vez da direção \vec{a} poderíamos ter escolhido qualquer outra. Logo, os resultados de todas as medidas possíveis sobre a partícula 2 (e também sobre a partícula 1, é claro) devem estar previamente determinados e a escolha da definição contrafactual é perfeitamente justificada.

O teorema de Bell só mostra que as previsões de teorias realísticas locais não podem coincidir com as previsões da mecânica quântica em todos os casos. Não mostra, porém, que os fatos físicos não podem ser descritos por meio de teorias realísticas lo-

cais. Isto só a experiência poderia fazer. Por outro lado, algumas previsões da mecânica quântica, válidas para situações ideais, poderiam não ser corretas. Como, a rigor, não existem experiências ideais, isto nunca poderia ser totalmente esclarecido. Em princípio, poderíamos ter então uma teoria estocástica local que não reproduzisse todas as previsões da mecânica quântica, mas que não pudesse ser distinguida desta em situações concretas, em particular, violando também a desigualdade (3). Para confrontar os nossos resultados com a experiência seria então importante expandir nossa demonstração de forma a incluir teorias estocásticas. É possível fazer isso,⁽¹⁾ mas, como seria de se esperar, não se pode obter dessa forma uma correlação mais forte do que aquela que se obtém no caso de teorias deterministas, e acabamos obtendo a mesma desigualdade (3).⁽²²⁾ Surgem também algumas dificuldades ao se considerar situações concretas. Uma das partículas do nosso par correlacionado pode não atingir o sistema coletor, seguindo outra direção; muitas das partículas que atingem os detectores simplesmente não são registradas, devido à baixa eficiência dos detectores; e a correlação entre as partículas não é ideal. Ao examinarmos os testes experimentais da desigualdade de Bell veremos como estas dificuldades são contornadas por meio de hipóteses adicionais.

É importante esclarecer, porém, que estamos procurando uma abordagem realística que reproduza *todas* as previsões da mecânica quântica para o caso das experiências já realizadas, mesmo sabendo que, a rigor, nem todas as previsões podem ser verificadas, uma vez que as condições ideais nunca se cumprem. Isto exclui todas as abordagens realísticas *locais*, que, como vimos, teriam que ser deterministas para satisfazer a esta condição. De qualquer forma, mais adiante iremos examinar outra derivação da desigualdade de Bell que é também válida para teorias realísticas locais estocásticas.

Nota 2. Ao admitirmos a idéia de que poderíamos ter realizado a nossa experiência com o aparato de Stern-Gerlach em outra orientação, como fizemos ao examinar o argumento de Einstein, Podolsky e Rosen, estamos partindo da suposição de que existe algo como *vontade livre*. Se estivéssemos num universo super deter-

minado, onde não existissem propriamente leis físicas, isto não seria possível, pois, nesse caso, tudo já estaria previamente estabelecido. O argumento EPR e o teorema de Bell perderiam a validade. A rigor, não pode haver verdadeira ciência, no sentido de projeto científico, sem vontade livre. Devemos ser livres para decidir que experiências devem ser realizadas, por exemplo, ou que rumo deve tomar a nossa pesquisa.

Apêndice 1

Função ou coeficiente de correlação

Duas variáveis aleatórias $A(a)$ e $B(b)$ são correlacionadas se o valor médio do seu produto é diferente do produto dos valores médios. Isso pode ser expresso de maneira quantitativa através da função de correlação

$$r(A, B) = \frac{\overline{A \cdot B} - \bar{A} \cdot \bar{B}}{(\bar{A}^2 \cdot \bar{B}^2)^{1/2}} .$$

Quando $\bar{A} = \bar{B} = 0$ e $\bar{A}^2 = \bar{B}^2 = 1$, como acontece na desigualdade de Bell,

$$r(A, B) = \overline{A \cdot B} \equiv E(a, b) .$$

CAPÍTULO 3

OBTENÇÃO DA DESIGUALDADE DE BELL PARA O CASO DE PARES DE FÓTONS CORRELACIONADOS

As experiências mais precisas realizadas para testar a desigualdade de Bell usaram pares de fótons correlacionados,^(23,24) tendo sido sugeridas no importante trabalho de Clauser, Horne, Shimony e Holt.⁽²⁰⁾ Nesse caso, em lugar de se medir o spin das partículas, mede-se a polarização dos fótons. Há, pelo menos, três boas razões para isto. Primeiro, é possível obter fontes bastante estáveis e intensas de fótons correlacionados, na faixa do visível; segundo, existem bons polarizadores na região do visível; e terceiro, as polarizações são diretamente observáveis.

Na experiência de Aspect, Grangier e Roger,⁽²³⁾ que é a que vai nos interessar, uma cascata atômica do tipo $J = 0 \rightarrow J = 1 \rightarrow J = 0$ produz fótons correlacionados. Numa situação ideal, na qual os fótons são emitidos em sentidos opostos, o sistema de dois fótons pode ser representado pelo ket^(1,25,26)

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle |R\rangle + |L\rangle |L\rangle), \quad (5)$$

onde $|R\rangle$ e $|L\rangle$, respectivamente, representam estados de polarização circular à direita e à esquerda (ver apêndice 3). Na prática, as lentes do nosso sistema coletor devem subtender um ângulo θ diferente de zero, do contrário o número de fótons registrados seria nulo. Em consequência, em geral os fótons coletados não foram emitidos em sentidos opostos (considerando o átomo emissor, que recua, temos um problema de três corpos). Neste caso o sistema não pode ser representado por (5). Não obstante, como foi mostrado,^(25,26) mesmo para $\theta \approx 60^\circ$, a aproximação representada por (5) é excelente. Vamos, portanto, utilizá-la. Veremos adiante quais as correções que devem ser introduzidas em situações concretas.

Nas experiências medimos a polarização linear dos fótons. Devemos, portanto, reescrever (5) em termos dessas polarizações. De acordo com a Fig. 3, usando resultados bem conhecidos,⁽²⁷⁾ temos

$$(\nu_1) \begin{cases} |R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle + i|y\rangle) \\ |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle - i|y\rangle) \end{cases} \quad (6.a)$$

e

$$(\nu_2) \begin{cases} |R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle - i|y\rangle) \\ |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle + i|y\rangle) \end{cases}, \quad (6.b)$$

onde $|x\rangle$ ($|y\rangle$) representa um estado de polarização paralela (perpendicular) à direção \vec{x} . Substituindo (6.a,b) em (5), obtemos

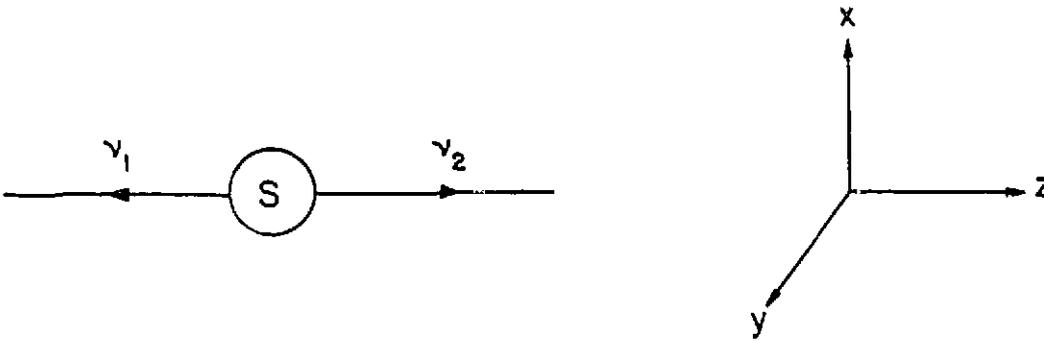


Fig. 3. Uma fonte (S) emite dois fótons correlacionados (ν_1, ν_2) em sentidos opostos.

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|x\rangle|x\rangle + |y\rangle|y\rangle). \quad (7)$$

Como (7) é invariante por rotações em torno do eixo z (ver adiante), se um dos fótons é encontrado num determinado estado de polarização linear ao efetuarmos uma medida, podemos concluir que o outro fóton se encontra no mesmo estado, qualquer que seja a direção escolhida para se medir a polarização.

Para derivar a desigualdade de Bell imaginamos o esquema experimental representado na Fig. 4. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν_1, ν_2).

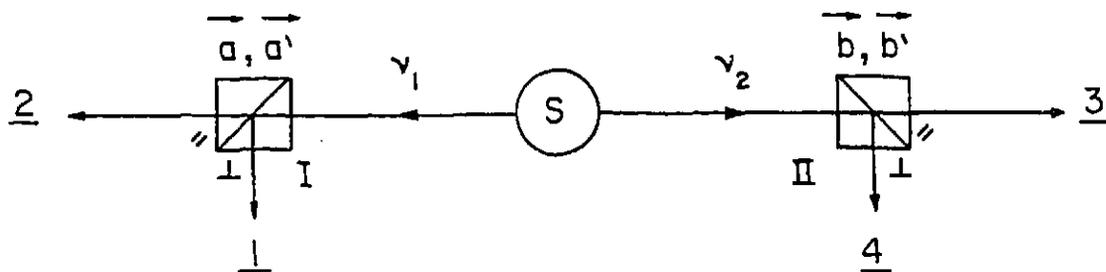


Fig. 4. Esquema experimental para derivar a desigualdade de Bell no caso de fótons.

Os fótons passam por polarizadores de dois canais antes de serem detectados. Se o polarizador I está orientado segundo a direção \vec{a} , por exemplo, a luz incidente com polarização paralela (perpendicular) a \vec{a} é transmitida (refletida). Naturalmente, o raciocínio utilizado anteriormente para se demonstrar o teorema de Bell pode ser repetido aqui, e a desigualdade (3) continua válida. Vejamos, então, a previsão da mecânica quântica neste caso. A função de correlação pode ser escrita em termos das probabilidades de detecção dos fótons:

$$E(a, b) = P_{++}(a, b) + P_{--}(a, b) - P_{+-}(a, b) - P_{-+}(a, b), \quad (8)$$

onde $P_{+-}(a, b)$, p.ex., é a probabilidade de se detectar ν_1 no estado de polarização paralela a \vec{a} (valor +1 atribuído à medida), e ν_2 no estado de polarização perpendicular a \vec{b} (valor -1 atribuído à medida) e assim por diante.

Tirando vantagem da invariância rotacional de $|\psi\rangle$, podemos reescrever (7) em termos de $|a\rangle$ e $|a_{\perp}\rangle$, estados de polarização paralela e perpendicular a \vec{a} , respectivamente:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle|a\rangle + |a_{\perp}\rangle|a_{\perp}\rangle). \quad (9)$$

Por outro lado,⁽²⁷⁾

$$\begin{cases} |a\rangle = \cos(a, b)|b\rangle + \sin(a, b)|b_{\perp}\rangle \\ |a_{\perp}\rangle = -\sin(a, b)|b\rangle + \cos(a, b)|b_{\perp}\rangle \end{cases} \quad (10)$$

Logo, substituindo (10) em (9), obtemos

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos(a, b) |a\rangle |b\rangle + \sin(a, b) |a\rangle |b_{\perp}\rangle - \sin(a, b) |a_{\perp}\rangle |b\rangle + \cos(a, b) |a_{\perp}\rangle |b_{\perp}\rangle \right]. \quad (11)$$

[Se efetuarmos a substituição (10) também para ν_1 iremos obter $|\psi\rangle = (1/\sqrt{2})(|b\rangle |b\rangle + |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}\rangle)$, o que prova a invariância rotacional de (7)].

Portanto, de acordo com o postulado fundamental da mecânica quântica,

$$\begin{cases} P_{++}(a, b) = P_{--}(a, b) = \frac{1}{2} \cos^2(a, b) \\ P_{+-}(a, b) = P_{-+}(a, b) = \frac{1}{2} \sin^2(a, b) \end{cases} \quad (12)$$

Substituindo (12) em (8), obtemos

$$E(a, b) = \cos^2(a, b) - \sin^2(a, b) = \cos 2(a, b). \quad (13)$$

Logo, de acordo com a mecânica quântica,

$$\Delta = \left| \cos 2(a, b) - \cos 2(a, b') + \cos 2(a', b) + \cos 2(a', b') \right|, \quad (14)$$

e para as orientações mostradas na Fig. 5, temos $\Delta = 2\sqrt{2}$, violando a desigualdade (3).

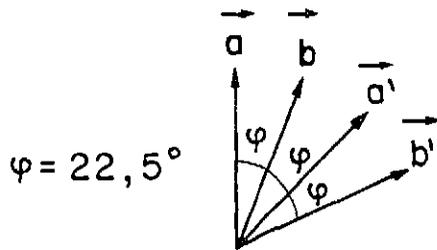


Fig.5. Orientações dos polarizadores para se obter violação máxima da desigualdade de Bell no caso de fótons.

Apêndice 2

A primeira desigualdade de Bell

(aqui adaptada ao caso de fótons de polarizações correlacionadas)

O teorema de Bell está, originariamente, baseado numa desigualdade diferente da desigualdade (3). Para obtê-la, vamos considerar a situação na qual o polarizador I (II) na Fig. 4 pode ser orientado alternadamente nas direções \vec{a} e \vec{b} (\vec{b} e \vec{c}). Vamos introduzir as quantidades a_1 , b_1 , b_2 , e c_2 , cujos valores podem ser $+1$ ou -1 . $b_1(b_2)$, por exemplo, é definido da seguinte maneira: $b_1(b_2) = +1$ quando $\nu_1(\nu_2)$ for encontrado com polarização paralela a \vec{b} , e $b_1(b_2) = -1$ quando $\nu_1(\nu_2)$ for encontrado com polarização perpendicular a \vec{b} . Numa situação ideal, em que o estado de dois fótons é representado por (9) (correlação perfeita), temos

$$b_1 = b_2 . \quad (a.1)$$

Naturalmente, o polarizador II não pode estar orientado nas duas direções \vec{b} e \vec{c} ao mesmo tempo. Isto é, só podemos medir ou b_2 ou c_2 . No entanto, a hipótese determinista nos garante que se o polarizador II estivesse orientado na direção \vec{c} um valor definido da quantidade c_2 , que não sabemos qual é, mas que estaria precisamente determinado, seria obtido (definição contrafactual de realidade objetiva). Por outro lado, a hipótese de localidade nos diz que se o polarizador II estivesse orientado na direção \vec{c} isso não iria modificar o valor obtido para a_1 . Logo, uma teoria realística local e determinista nos permite definir a quantidade $a_1 b_2 - a_1 c_2$ para um par de fótons. Usando a relação (a.1) e notando que $b_1^2 = 1$, podemos então escrever que

$$a_1 b_2 - a_1 c_2 = a_1 b_1 - a_1 c_2 = a_1 b_1 - a_1 b_1 b_1 c_2 = a_1 b_1 (1 - b_1 c_2) . \quad (a.2)$$

Considerando um número N suficientemente grande de eventos, temos

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_1^i b_2^i - a_1^i c_2^i) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N a_1^i b_1^i (1 - b_1^i c_2^i) . \quad (a.3)$$

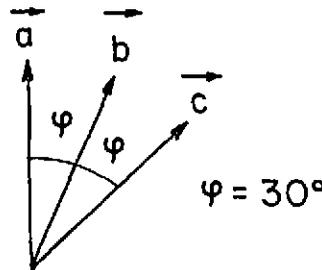
Como $a_1 b_1, b_1 c_2 = \pm 1$, obtemos

$$\left| \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_1^i b_2^i - a_1^i c_2^i) \right| \leq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (1 - b_1^i c_2^i), \quad (a.4)$$

que nos fornece, pela definição de valor médio,

$$|E(a, b) - E(a, c)| \leq 1 - E(b, c). \quad (a.5)$$

Para as orientações dos polarizadores representadas na Figura, obtemos, usando (13),



$E(a, b) = -E(a, c) = 1/2$ e $E(b, c) = 1/2$, o que mostra que a desigualdade (a.5) é violada pela mecânica quântica neste caso. Logo, uma teoria realista local e determinista não pode “imitar” a mecânica quântica. Como vimos que qualquer teoria realista local que pretenda imitar a mecânica quântica deve ser determinista, concluímos que uma teoria realista local não pode reproduzir todos os resultados da mecânica quântica.

O problema com a desigualdade (a.5) reside no fato dela estar assentada sobre a condição (a.1). Na prática os polarizadores nunca estão perfeitamente alinhados, e, mesmo que estivessem, eles não são ideais. Além disso, a correlação não é perfeita. Logo, a condição (a.1) nunca é satisfeita. Naturalmente, teorias de variáveis ocultas que violem (a.1) e (a.5) são em princípio possíveis. Decorre daí a necessidade de se basear as comparações experimentais entre a mecânica quântica e o realismo local em outros tipos de desigualdades, como a desigualdade (3), por exemplo.

Apêndice 3

Preparação do estado correlacionado de dois fótons (caso ideal)

Veremos agora como é possível preparar o estado de dois fótons representado pela expressão (5). A derivação rigorosa e geral foi obtida por Horne.⁽²⁶⁾ Uma outra maneira de se obter os mesmos resultados foi indicada por Shimony.⁽²⁵⁾

Consideremos um par de fótons emitidos numa cascata do tipo dipolo elétrico na qual os estados do átomo são caracterizados por $J = 0 \rightarrow J = 1 \rightarrow J = 0$. Em geral os fótons podem ser emitidos em quaisquer direções. Vamos considerar apenas aqueles emitidos ao longo do eixo dos z . Como os fótons são originados de transições diferentes, eles são distinguíveis pelas suas energias. Vamos então designá-los por ν_1 e ν_2 , respectivamente. Como, nos estados inicial e final do átomo, $J = 0$, o momento angular do par de fótons deve ser nulo. O estado de dois fótons mais geral que satisfaz a esta condição é dado por

$$\begin{aligned} |2 \text{ fóts.} \rangle = & a|R+ \rangle_1 |L+ \rangle_2 + b|L+ \rangle_1 |R+ \rangle_2 + c|R- \rangle_1 |L- \rangle_2 + \\ & + d|L- \rangle_1 |R- \rangle_2 + e|R+ \rangle_1 |R- \rangle_2 + f|L+ \rangle_1 |L- \rangle_2 + \\ & + g|R- \rangle_1 |R+ \rangle_2 + h|L- \rangle_1 |L+ \rangle_2 , \end{aligned}$$

onde $|R+ \rangle_1$ significa fóton ν_1 num estado de polarização circular à direita e se propagando na direção $+z$, etc.

Como a cascata é do tipo dipolo elétrico, os estados do átomo durante a cascata devem ser ou par \rightarrow ímpar \rightarrow par, ou ímpar \rightarrow par \rightarrow ímpar. Em qualquer dos casos a conservação da paridade implica em que o estado de dois fótons deve ser par. Como $P|R+ \rangle_1 = |L- \rangle_1$, etc., devemos ter $a = d$, $b = c$, $e = h$ e $f = g$.

Consideremos agora o estado do sistema completo antes e depois da cascata:

$$|J = 0, m = 0 \rangle |\text{nenhum fóts.} \rangle \rightarrow |J = 0, m = 0 \rangle |2 \text{ fóts.} \rangle .$$

Se o sistema de coordenadas é girado de 180° em torno de algum eixo perpendicular ao eixo dos z , o estado inicial não é alterado, mas no estado de dois fótons cada $+$ se transforma num $-$ e vice-versa. Comparando então os estados antes e depois da rotação, vemos que $a = b$ e $e = f$. Logo,

$$\begin{aligned}
 |2 \text{ fóts. } \rangle = & a(|R+ \rangle_1 |L+ \rangle_2 + |L+ \rangle_1 |R+ \rangle_2 + |R- \rangle_1 |L- \rangle_2 + |L- \rangle_1 |R- \rangle_2) + \\
 & + e(|R+ \rangle_1 |R- \rangle_2 + |L+ \rangle_1 |L- \rangle_2 + |R- \rangle_1 |R+ \rangle_2 + \\
 & + |L- \rangle_1 |L+ \rangle_2) .
 \end{aligned}$$

Se agora colocarmos um filtro sobre o eixo $+z$ que só deixa passar os fótons ν_1 , e um filtro sobre o eixo $-z$ que só deixa passar os fótons ν_2 , o estado de dois fótons se reduz a

$$|2 \text{ fóts. } \rangle = e(|R+ \rangle_1 |R- \rangle_2 + |L+ \rangle_1 |L- \rangle_2) .$$

Para aliviar a notação, podemos representar o estado normalizado de um par de fótons que já passou pelos filtros como

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|R \rangle |R \rangle + |L \rangle |L \rangle) .$$

CAPÍTULO 4

TESTE DAS DESIGUALDADES DE BELL USANDO POLARIZADORES DE DOIS CANAIS

A experiência que vai nos interessar foi discutida por Garuccio e Rapisarda,⁽²⁸⁾ e realizada por Aspect, Grangier e Roger.⁽²³⁾ Nesta experiência a fonte é constituída por um feixe de átomos de cálcio excitados por meio de dois feixes de raios laser num processo de absorção de dois fótons, e que decaem num processo de cascata emitindo fótons de comprimento de onda $\lambda_1 = c/\nu_1 = 551 \text{ nm}$ e $\lambda_2 = c/\nu_2 = 422,7 \text{ nm}$ (Fig. 6).

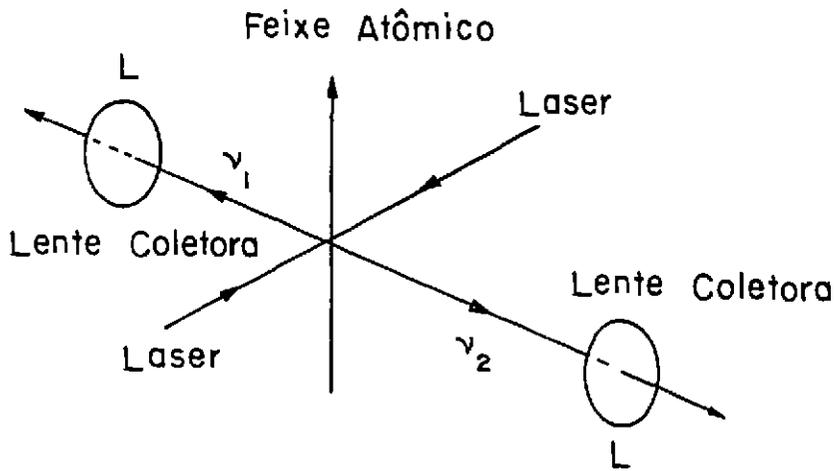


Fig. 6. Produção de pares de fótons correlacionados.

Os fótons são selecionados por meio de dois filtros, F_1 e F_2 , que só permitem a passagem de fótons de frequência ν_1 e ν_2 , respectivamente (Fig. 7). O ângulo $u \simeq 30^\circ$.

Após passarem por cubos polarizadores como mostra a Fig. 4, os fótons são detectados por meio de fotomultiplicadores conectados a um circuito de detecções coincidentes.

Como ressaltamos anteriormente, numa experiência concreta para testar as desigualdades de Bell muitos fótons não são detectados. Portanto, só os pares de fótons

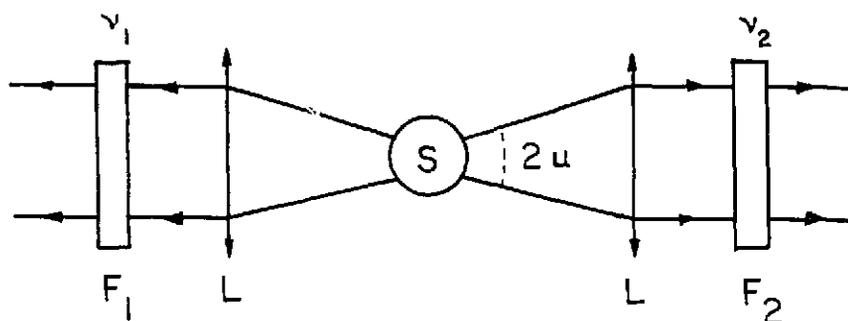


Fig. 7. Os fótons são selecionados por meio de filtros (F_1, F_2).

efetivamente detectados são levados em consideração ao se testar (3). Do ponto de vista da mecânica quântica isso não significa um problema, já que o conjunto de pares observados pode ser considerado uma amostra fiel. Um fóton não é detectado ou porque não atingiu o fotomultiplicador, ou porque este foi ineficiente. Do ponto de vista do realismo, porém, as coisas não são tão simples. O número N de pares que atingem os detectores é maior do que o número N' de pares observados. Naturalmente, quando um fóton não é detectado, nenhuma contribuição é computada no somatório em (2). Isso equivale a atribuir também o valor 0 a a, a', b e b' . É fácil verificar que a desigualdade (2) continua válida nesse caso. Porém, se usamos N' em lugar de N em (2) devemos esperar, pelo menos em alguns casos, uma violação de (3). Dessa forma, a confirmação das previsões quânticas não implicaria na impossibilidade de se encontrar uma explicação para tais resultados baseada no realismo local. Na prática, para podermos testar o realismo local precisamos de alguma hipótese adicional. Como essas hipóteses não são diretamente testáveis, os defensores do realismo local se consideram justificados para manter suas posições. Qualquer que seja a hipótese escolhida,⁽¹⁵⁾ ela poderá ser considerada falsa se imaginarmos que um fóton possui propriedades ainda desconhecidas que o tornam mais ou menos detectável, e que essas propriedades são alteradas quando um fóton atravessa um polarizador. Ainda que esta suposição soe artificial, ela não pode ser descartada se

levarmos em conta que estão em jogo o realismo e, possivelmente, a própria teoria da relatividade. No nosso caso, porém, esta suposição não será feita.

Para nós, interessa o tratamento dado ao problema por Garuccio e Rapisarda,⁽²⁸⁾ pois vai nos permitir obter uma desigualdade que pode ser testada a partir da informação experimental disponível. Numa interpretação realística admite-se a existência de parâmetros (chamados, às vezes, de variáveis ocultas, já que não são conhecidos) que determinam a probabilidade de se obter um certo resultado ao se efetuar uma medida. Tais variáveis, que determinam o estado real do sistema, podem ser contínuas ou discretas, e nenhuma restrição especial é feita em relação a elas. Consideremos, então, a experiência representada na Fig. 4. Seja $\rho(\lambda) d\lambda$, a probabilidade de se encontrar ν_1 e ν_2 num estado compreendido entre λ e $\lambda + d\lambda$, onde λ representa um conjunto de variáveis. Logo,

$$\int \rho(\lambda) d\lambda = 1 . \quad (15)$$

Vamos introduzir as probabilidades $p(\lambda, a_{\pm})$ e $p(\lambda, b_{\pm})$, onde denotamos a detecção de um fóton no raio transmitido (refletido) por $+$ ($-$), e $p(\lambda, a_+) [p(\lambda, b_+)]$, p.ex., é a probabilidade de um fóton ν_1 (ν_2) no estado λ ser detectado no raio transmitido quando o polarizador I (II) está orientado paralelamente a \vec{a} (\vec{b}), etc. A condição de localidade pode ser expressa pela relação

$$p(\lambda, a_{\pm}, b_{\pm}) = p(\lambda, a_{\pm}) p(\lambda, b_{\pm}) , \quad (16)$$

onde $p(\lambda, a_+, b_-)$ é a probabilidade de ν_1 ser detectado no raio transmitido e ν_2 no raio refletido, para um dado estado λ , e assim por diante. Portanto, a probabilidade de detecção coincidente é dada por

$$p(a_{\pm}, b_{\pm}) = \int p(\lambda, a_{\pm}) p(\lambda, b_{\pm}) \rho(\lambda) d\lambda . \quad (17)$$

Podemos, então, definir uma nova função de correlação, baseada na informação experimental disponível:

$$E(a, b) \equiv \frac{p(a_+, b_+) - p(a_+, b_-) - p(a_-, b_+) + p(a_-, b_-)}{p(a_+, b_+) + p(a_+, b_-) + p(a_-, b_+) + p(a_-, b_-)} . \quad (18)$$

Como

$$p(a_+, b_+) = N(a_+, b_+)/N, \text{ etc,} \quad (19)$$

onde $N(a_+, b_+)$ indica o número de contagens simultâneas em $\underline{2}$ e $\underline{3}$, e N indica o número total de pares emitidos, e $N(a_+, b_+)$ é proporcional à taxa de detecção $R(a_+, b_+)$, temos que

$$E(a, b) = \frac{R(a_+, b_+) - R(a_+, b_-) - R(a_-, b_+) + R(a_-, b_-)}{R(a_+, b_+) + R(a_+, b_-) + R(a_-, b_+) + R(a_-, b_-)}. \quad (20)$$

Substituindo (17) em (18), obtemos

$$E(a, b) = \frac{\int f(\lambda, a) g(\lambda, b) \rho(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda, a) G(\lambda, b) \rho(\lambda) d\lambda}, \quad (21)$$

onde

$$\begin{aligned} f(\lambda, a) &\equiv p(\lambda, a_+) - p(\lambda, a_-) \\ g(\lambda, b) &\equiv p(\lambda, b_+) - p(\lambda, b_-) \\ F(\lambda, a) &\equiv p(\lambda, a_+) + p(\lambda, a_-) \\ G(\lambda, b) &\equiv p(\lambda, b_+) + p(\lambda, b_-). \end{aligned} \quad (22)$$

Para se obter uma desigualdade violada pela mecânica quântica envolvendo a $E(a, b)$ dada por (21), uma hipótese adicional deve ser introduzida:

Para todo fóton, em qualquer estado λ , a soma das probabilidades de detecção nos raios transmitido e refletido que emergem de um polarizador de dois canais não depende da orientação dos polarizadores.

Em consequência desta suposição, $F(G)$ não depende de $a(b)$, e o denominador em (21) não depende nem de a nem de b . Podemos, então, reescrever F e G como

$$\begin{aligned} F(\lambda) &= p(\lambda, a_+) + p(\lambda, a_-) \\ G(\lambda) &= p(\lambda, b_+) + p(\lambda, b_-). \end{aligned} \quad (23)$$

Temos, então, que

$$\begin{aligned}
S &\equiv E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b') = & (24) \\
&= H^{-1} \int \left[f(\lambda, a) g(\lambda, b) - f(\lambda, a) g(\lambda, b') + f(\lambda, a') g(\lambda, b) + f(\lambda, a') g(\lambda, b') \right] \rho(\lambda) d\lambda = \\
&= H^{-1} \int \left\{ f(\lambda, a) [g(\lambda, b) - g(\lambda, b')] + f(\lambda, a') [g(\lambda, b) + g(\lambda, b')] \right\} \rho(\lambda) d\lambda ,
\end{aligned}$$

onde

$$H = \int F(\lambda) G(\lambda) \rho(\lambda) d\lambda . \quad (25)$$

Logo,

$$S \leq H^{-1} \int \left[|f(\lambda, a)| |g(\lambda, b) - g(\lambda, b')| + |f(\lambda, a')| |g(\lambda, b) + g(\lambda, b')| \right] \rho(\lambda) d\lambda . \quad (26)$$

Como,

$$\begin{aligned}
|f(\lambda, a)| &\leq F(\lambda) , & |f(\lambda, a')| &\leq F(\lambda) \\
|g(\lambda, b)| &\leq G(\lambda) , & |g(\lambda, b')| &\leq G(\lambda) ,
\end{aligned} \quad (27)$$

obtemos (usando a definição de G-R para a função de correlação)

$$|E(a, b) - E(a, b') + E(a', b) + E(a', b')| \leq 2 , \quad (28)$$

já que quaisquer dois números g e g' tais que $|g| \leq G$ e $|g'| \leq G$, devem satisfazer à relação $|g - g'| + |g + g'| \leq 2G$.

A expressão quântica de $E(a, b)$ no caso ideal é dada por (13), levando à violação de (28) para as orientações mostradas na Fig. 5.

Na prática, os fótons não estão perfeitamente correlacionados, os polarizadores não são ideais, e a eficiência dos detectores é baixa.⁽¹⁾ Estes fatores devem ser levados em conta ao se calcular a probabilidade de detecção coincidente (uma breve discussão baseada numa abordagem realística será apresentada adiante). Seja $T^{\parallel}(T^{\perp})$ o coeficiente de transmissão para luz paralela (perpendicular) à orientação do polarizador, e $R^{\perp}(R^{\parallel})$ o coeficiente de reflexão para luz perpendicular (paralela) à orientação do polarizador. Na experiência de Aspect, Grangier e Roger,⁽²³⁾ $T_1^{\parallel} = R_1^{\perp} = 0,950$, $T_1^{\perp} =$

$R_1^{\parallel} = 0,007$, $T_2^{\parallel} = R_2^{\perp} = 0,930$ e $T_2^{\perp} = R_2^{\parallel} = 0,007$, com um erro de $\pm 0,005$. É possível, então, mostrar que

$$E(a, b) = F \frac{(T_1^{\parallel} - T_1^{\perp})(T_2^{\parallel} - T_2^{\perp})}{(T_1^{\parallel} + T_1^{\perp})(T_2^{\parallel} + T_2^{\perp})} \cos 2(a, b) , \quad (29)$$

onde $F = 0,984$, no caso, decorre do ângulo sólido finito de detecção. Obtemos, assim $S_{MQ} = 2,70 \pm 0,05$, bastante próximo do valor experimental $S_{\text{exp}} = 2,697 \pm 0,015$.

CAPÍTULO 5

A VIOLAÇÃO DA DESIGUALDADE DE BELL E O REALISMO

Para um convicto defensor do realismo local, a violação da desigualdade (28) é uma prova de que a hipótese adicional que nos permitiu escrever as relações (23) é incorreta. Dessa forma, a probabilidade de um fóton ser registrado pelos detectores dependeria do valor das variáveis ocultas λ e da orientação do polarizador. Além disso, a forma da dependência deveria fazer com que as experiências dessem os resultados previstos pela mecânica quântica. Para muitos físicos, isso soa como uma espécie de inacreditável conspiração da natureza. Na verdade, a situação poderia ser esclarecida, caso dispuséssemos de detectores mais eficientes,⁽¹⁾ por meio da desigualdade obtida por Clauser e Horne (ver apêndice 4 ao final deste capítulo).⁽²⁹⁾

Na nossa opinião parece difícil negar que a não localidade quântica tenha sido corroborada pelos testes experimentais. Portanto, em lugar de procurar possíveis “furos” nas experiências realizadas, nos parece mais construtivo procurar compatibilizar os resultados obtidos com o ponto de vista realista. Para isto, a condição de localidade, expressa por (16) deve ser abandonada. Para começar, podemos supor que as condições iniciais, no caso as orientações dos polarizadores, determinam os estados λ possíveis. Dessa forma, a probabilidade de ν_1 ser transmitido ou refletido dependeria não só da orientação do polarizador I, mas, também, da orientação do polarizador II. Em princípio, porém, as orientações dos polarizadores podem ser mudadas enquanto os fótons estão indo da fonte para os polarizadores. Na verdade, uma experiência equivalente, usando interruptores acusto-óticos foi realizada,⁽³⁰⁾ corroborando a mecânica quântica. A única alternativa, portanto, parece ser a introdução de interações superluminais. Em princípio, isto não acarreta nenhuma contradição com a teoria especial da relatividade, já que interações superluminais não implicam *necessariamente* em comunicação superluminal. Em particular, o dispositivo da Fig. 4 não nos possibilita tal tipo de comunicação

(ver, porém, o cap. 9 desta tese).

Consideremos inicialmente o caso ideal.⁽³¹⁾ Vemos pela expressão (9) que o colapso do vetor de estado é formalmente equivalente à suposição de que quando ν_1 é encontrado num certo estado de polarização, paralela ou perpendicular a \vec{a} , esta informação é transmitida ao fóton ν_2 , que é então “colocado” no mesmo estado de polarização. Podemos nos valer desta analogia para determinar as probabilidades de detecções coincidentes e a função de correlação $E(a, b)$. Como um polarizador transmite (reflete) metade da intensidade da luz incidente não polarizada,

$$P_+(a) = P_-(a) = P_+(b) = P_-(b) = \frac{1}{2}, \quad (30)$$

onde $P_+(a)$ é a probabilidade de se encontrar ν_1 num estado de polarização paralela a \vec{a} , etc. (Fig. 4). De acordo com a nossa suposição, $p_{++}(a, b)$, a probabilidade de ν_2 ser transmitido quando ν_1 já foi transmitido, é dada pela lei de Malus considerando-se ν_2 num estado de polarização paralelo a \vec{a} , etc. Logo,

$$\begin{aligned} p_{++}(a, b) &= p_{--}(a, b) = \cos^2(a, b), \\ p_{+-}(a, b) &= p_{-+}(a, b) = \sin^2(a, b). \end{aligned} \quad (31)$$

Combinando (30) e (31) obtemos

$$\begin{aligned} P_{++}(a, b) &= P_+(a) p_{++}(a, b) = P_{--}(a, b) = \\ &P_-(a) p_{--}(a, b) = \frac{1}{2} \cos^2(a, b) \end{aligned} \quad (32a)$$

e

$$\begin{aligned} P_{+-}(a, b) &= P_+(a) p_{+-}(a, b) = P_{-+}(a, b) = \\ &P_-(a) p_{-+}(a, b) = \frac{1}{2} \sin^2(a, b), \end{aligned} \quad (32b)$$

em concordância com (12). Substituindo então em (8) obtemos (13), em concordância com o cálculo quântico.

O mesmo resultado pode ser obtido introduzindo-se explicitamente as variáveis ocultas. De acordo com (30), e usando a mesma notação utilizada em (16) e (15), temos que

$$P_+(a) = \int p(\lambda, a_+) \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2}, \text{ etc.} \quad (33)$$

Como fizemos em (32), e usando a mesma notação de (31), podemos escrever

$$p(\lambda, a_+, b_+) = p(\lambda, a_+) p_{++}(a, b), \text{ etc.} \quad (34)$$

Logo, usando (31) e (33), obtemos

$$P_{++}(a, b) = \int p(\lambda, a_+, b_+) \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} \cos^2(a, b), \text{ etc.,} \quad (35)$$

em concordância com (32). Vemos, portanto, que a violação da desigualdade de Bell pode ser interpretada de maneira simples num contexto realístico se aceitamos uma interação a distância. Mostraremos mais adiante que o tratamento de situações concretas de um ponto de vista realista conduz à mesma expressão (29), obtida pelo tratamento quântico. É preciso esclarecer, porém, que não pretendemos substituir a mecânica quântica por uma teoria realista, mas apenas compatibilizar a mecânica quântica com o realismo. Em particular, o valor de F na expressão (29) deve ser determinado de acordo com o formalismo quântico.

Apêndice 4

As desigualdades de Clauser e Horne

Para derivarmos as desigualdades de Clauser e Horne, devemos substituir os polarizadores na Fig. 4 por polarizadores de um único canal (pilha de placas na prática), ou considerarmos as observações em apenas um dos canais de cada polarizador. Vamos introduzir as quantidades a, a', b e b' , cujos valores podem ser 0 ou 1. $a(b)$, por exemplo, é definido assim: $a(b) = 1$ quando $\nu_1(\nu_2)$ for detectado, e $a(b) = 0$ quando $\nu_1(\nu_2)$ não for detectado, sendo que o pol. I (II) está orientado paralelamente a $\vec{a}(\vec{b})$. Como no apêndice 2, a contrafactualidade e a localidade nos permitem definir a grandeza

$$S_i = a_i b_i - a_i b'_i + a'_i b_i + a'_i b'_i - a'_i - b_i . \quad (a.6)$$

É fácil verificar que S_i só pode assumir dois valores: $S_i = 0$ ou -1 . Logo, para um número N suficientemente grande de eventos,

$$-1 \leq \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (a_i b_i - a_i b'_i + a'_i b_i + a'_i b'_i - a'_i - b_i) \leq 0 , \quad (a.7)$$

o que nos fornece, usando-se a definição de probabilidade,

$$-1 \leq p(a, b) - p(a, b') + p(a', b) + p(a', b') - p(a') - p(b) \leq 0 , \quad (a.8)$$

onde $p(a, b)$ é a probabilidade de detecção conjunta de ν_1 e ν_2 , $p(a')$ a probabilidade de ν_1 ser detectado, e assim por diante. Considerando-se a desigualdade à direita, podemos escrever

$$\frac{p(a, b) - p(a, b') + p(a', b) + p(a', b')}{p(a') + p(b)} \leq 1 . \quad (a.9)$$

A desigualdade (a.9) está relacionada à desigualdade (3). Para o cálculo de (a.9) poderíamos ter considerado o arranjo experimental representado na Fig. 4, sem levar

em conta, porém, as detecções em 1 e 4. Numa situação ideal, na qual só existem quatro possibilidades, representadas pelas probabilidades $P_{++}(a, b) = P_{--}(a, b)$ e $P_{+-}(a, b) = P_{-+}(a, b)$,

$$2[P_{++}(a, b) + P_{+-}(a, b)] = 1 \quad (a.10)$$

e

$$2[P_{++}(a, b) - P_{+-}(a, b)] = E(a, b) . \quad (a.11)$$

Logo,

$$P_{++}(a, b) = \frac{1 + E(a, b)}{4} \quad (a.12)$$

e

$$P_{+-}(a, b) = \frac{1 - E(a, b)}{4} . \quad (a.13)$$

Como $P_{++}(a, b) = p(a, b)$ e $p(a) = P_{++}(a, b) + P_{+-}(a, b) = 1/2 = P_{++}(a, b) = P_{-+}(a, b) = p(b)$, substituindo-se as expressões fornecidas por (a.12,13) em (a.9) obtemos (3). Logo, a violação de (3) no caso ideal implica na violação de (a.9). Na prática, porém, essa violação não ocorre, devido à baixa eficiência dos detectores. O numerador em (a.9) é proporcional a η^2 , onde η é a eficiência dos detectores, enquanto o denominador é proporcional a η . Dessa forma o lado esquerdo de (a.9) fica multiplicado por um fator η que está entre 0,1 e 0,2. Em consequência, a desigualdade nunca é violada. Para que isto acontecesse deveríamos ter $\eta \simeq 80\%$ ⁽⁵⁴⁾. Existem ainda outros fatores que contribuem para que o lado esquerdo de (a.9) fique abaixo dos valores previstos pelo formalismo quântico no caso ideal (ver seção 8.3 do cap. 8).⁽⁵⁵⁾

As vantagens da desigualdade de Clauser e Horne, que pode ser reescrita em termos das taxas de detecções [$p(a, b) \rightarrow R(a, b), p(a') \rightarrow R(a'),$ etc.], decorrem do fato de não precisarmos conhecer, para testá-la, o número total de pares emitidos, de podermos considerar todas as detecções, e não apenas as detecções coincidentes (o que poderia distorcer os resultados), e de não depender de nenhuma hipótese adicional além da de realismo local. Infelizmente, as eficiências dos detectores atuais estão bem abaixo de 0,82, o valor mínimo necessário para podermos testar (a.9).⁽⁵⁵⁾

Clauser e Horne obtiveram, então, uma segunda desigualdade, testável, mas necessitando de uma suposição adicional para ser obtida. Pode-se mostrar (ver apêndice 4) que dados seis números, x_1, x_2, y_1, y_2, X e Y tais que

$$0 \leq x_1, x_2 \leq X \quad \text{e} \quad 0 \leq y_1, y_2 \leq Y, \quad (a.14)$$

então vale a relação

$$-XY \leq x_1 y_1 - x_1 y_2 + x_2 y_1 + x_2 y_2 - Y x_2 - X y_1 \leq 0. \quad (a.15)$$

A condição de localidade pode ser expressa pela relação

$$p(\lambda, a, b) = p(\lambda, a) p(\lambda, b), \quad (a.16)$$

onde $p(\lambda, a)[p(\lambda, b)]$ é a probabilidade de se detectar o fóton $\nu_1(\nu_2)$ quando ele é emitido no estado λ e o polarizador I (II) está orientado na direção $\vec{a}(\vec{b})$, e $p(\lambda, a, b)$ é a probabilidade de detecção coincidente de ν_1 e ν_2 . As probabilidades totais de detecção são então dadas por

$$p(a) = \int p(\lambda, a) \rho(\lambda) d\lambda,$$

$$p(b) = \int p(\lambda, b) \rho(\lambda) d\lambda, \quad (a.17)$$

$$p(a, b) = \int p(\lambda, a) p(\lambda, b) \rho(\lambda) d\lambda.$$

Colocando a relação (a.16) em (a.15), obtemos

$$-1 \leq p(\lambda, a, b) - p(\lambda, a, b') + p(\lambda, a', b) + p(\lambda, a', b') - p(\lambda, a') - p(\lambda, b') \leq 0. \quad (a.18)$$

Integrando em λ e usando (a.17), obtemos (a.8), tal como Clauser e Horne a obtiveram.

Para obter sua segunda desigualdade, Clauser e Horne introduziram uma hipótese cuja expressão matemática é dada por

$$p(\lambda, a), p(\lambda, a') \leq p_1(\lambda, \infty)$$

$$(a.19)$$

$$p(\lambda, b), p(\lambda, b') \leq p_2(\lambda, \infty),$$

onde $p_1(\lambda, \infty)[p_2(\lambda, \infty)]$ é a probabilidade de detecção de $\nu_1(\nu_2)$ quando o pol. I (II) foi removido. Fazendo $X = p_1(\lambda, \infty)$ e $Y = p_2(\lambda, \infty)$, e substituindo em (a.15), um procedimento similar ao que nos permitiu obter (a.18) nos fornece

$$-p_{12}(\infty, \infty) \leq p(a, b) - p(a, b') + p(a', b) + p(a', b') - p(a', \infty) - p(\infty, b) \leq 0, \quad (a.20)$$

onde só aparecem probabilidades de detecções coincidentes. A desigualdade pode ser reescrita em termos das taxas de detecções:

$$-R(\infty, \infty) \leq R(a, b) - R(a, b') + R(a', b) + R(a', b') - R(a', \infty) - R(\infty, b) \leq 0. \quad (a.21)$$

Os resultados experimentais⁽⁴⁶⁾ concordam com a previsão quântica. Porém, modelos baseados no realismo local que não satisfazem (a.19) e que reproduzem os resultados da mecânica quântica para (a.21) são possíveis.^(29,55) A desigualdade (a.21) foi obtida pela primeira vez por Clauser, Horne, Shimony e Holt⁽²⁰⁾ a partir da suposição de que, para qualquer par de fótons ν_1 e ν_2 que tenham passado pelos polarizadores, a probabilidade de detecção conjunta não depende da orientação dos polarizadores.

Apêndice 5

Demonstração da relação (a.15)

Podemos reescrever (a.15) como $-XY \leq U \leq 0$, onde $U \equiv x_1y_1 - x_1y_2 + x_2y_1 + x_2y_2 - Yx_2 - Xy_1$. Para estabelecer o limite superior consideramos dois casos:

$$1^\circ \text{ caso: } x_1 \geq x_2 \rightarrow U = (x_1 - X)y_1 + (y_1 - Y)x_2 + (x_2 - x_1)y_2 \leq 0.$$

$$2^\circ \text{ caso: } x_1 < x_2 \rightarrow U = x_1(y_1 - y_2) + (x_2 - X)y_1 + x_2(y_2 - Y) \leq \\ \leq x_1(y_1 - y_2) + (x_2 - X)y_1 + x_1(y_2 - Y) = (x_2 - X)y_1 + x_1(y_1 - Y) \leq 0.$$

Para estabelecer o limite inferior consideramos três casos:

$$1^\circ \text{ caso: } x_2 \geq x_1 \rightarrow U + XY = (X - x_2)(Y - y_1) + x_1y_1 + (x_2 - x_1)y_2 \geq 0.$$

$$2^\circ \text{ caso: } y_1 \geq y_2 \rightarrow U + XY = (X - x_2)(Y - y_1) + x_2y_2 + x_1(y_1 - y_2) \geq 0.$$

$$3^\circ \text{ caso: } x_2 < x_1 \text{ e } y_1 < y_2 \rightarrow U + XY = (X - x_2)(Y - y_1) - (x_1 - x_2)(y_2 - y_1) + x_2y_1 \geq 0.$$

CAPÍTULO 6

A DUALIDADE ONDA-PARTÍCULA

Sabemos que as partículas elementares se comportam não apenas como partículas, mas também como ondas. De acordo com a interpretação usual, estes aspectos são complementares. De uma forma sintética poderíamos dizer que de acordo com esta interpretação a luz, por exemplo, se apresenta ou composta de partículas ou de ondas. Este ponto ficará mais claro se examinarmos uma experiência realizada por Grangier, Roger e Aspect.⁽³²⁾ Essa experiência é composta de duas partes. Na primeira realiza-se uma experiência de anti-correlação (Fig. 8). Apenas um fóton ν de cada vez atinge o

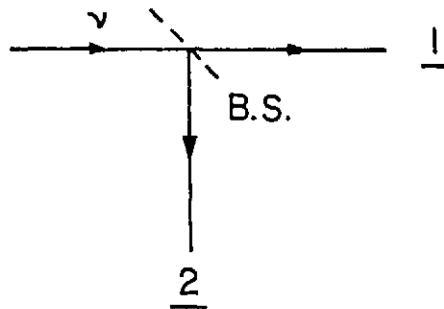


Fig. 8. Um fóton (ν) é "cindido" num divisor de feixe (B.S.).

divisor de feixe B.S.. No caso ideal a probabilidade do fóton ser transmitido ou refletido é $1/2$. Nesse caso, como foi possível verificar experimentalmente, o fóton se comporta como partícula, seguindo um ou outro dos dois caminhos possíveis. Na segunda parte realiza-se uma experiência de interferência. O esquema da Fig. 8 é completado de forma a se ter um interferômetro de Mach-Zehnder (Fig. 9). Neste caso, as componentes que seguem os caminhos 1 e 2, respectivamente, são refletidas pelos espelhos M_1 e M_2 e recombinadas em B.S.2. Quando os braços do interferômetro são iguais todos os fótons

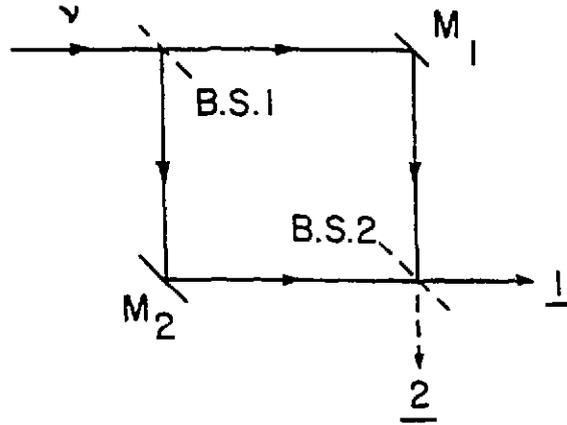


Fig. 9. (ν) é cindido em B.S.1 e recombinado em B.S.2. M_1 e M_2 são espelhos.

são detectados em 1, em concordância com a previsão teórica. Colocando-se ao longo de um dos braços algum dispositivo que nos permita deslocar a fase da onda, podemos fazer variar o número de fótons detectados em 1 e 2. Portanto, na segunda parte da experiência, o fóton se comporta como onda, seguindo os dois caminhos ao mesmo tempo, por assim dizer. Naturalmente, se ele seguisse um caminho de cada vez o mesmo número de fótons seria detectado em 1 e 2.

Aqui mais uma vez se coloca a questão do realismo. Ao atingir o primeiro divisor de feixe o fóton não pode “adivinhar” qual o tipo de experiência (i.e. de anticorrelação ou interferência) a que será submetido. Não pode saber, por assim dizer, se deve seguir apenas um dos dois caminhos ou os dois simultaneamente. Em outras palavras, o comportamento de ν em B.S.1 deve ser um fato objetivo, isto é, independente do tipo de observação que será realizada.

Poderíamos tentar uma explicação, como tentamos no caso da não localidade, baseada na idéia de que as condições iniciais determinam a evolução do fenômeno. Poderíamos imaginar, por exemplo, que os diferentes comportamentos da luz fossem determinados pelos diferentes dispositivos experimentais usados na primeira e na se-

gunda parte da experiência. Em princípio, porém, a decisão de colocar ou não o segundo divisor de feixe pode ser tomada quando ν já passou por B.S.1. Na verdade, uma experiência de “escolha retardada” usando células de Pockels foi realizada por Helmuth, Zajonc e Walther,⁽³³⁾ corroborando a mecânica quântica.

Na experiência de Grangier, Roger e Aspect a fonte utilizada é a mesma da experiência representada na Fig. 4, sendo que a detecção de ν_1 ativa os fotomultiplicadores que irão detectar ν_2 em $\underline{1}$ e $\underline{2}$ (na Fig. 8), os quais alimentam contadores de eventos únicos e coincidentes.

A nós interessa particularmente uma versão modificada da experiência anterior, cujos resultados são fáceis de prever teoricamente.⁽³⁴⁾ Na primeira parte da experiência modificada um feixe de fótons num estado de polarização paralela a \vec{a} incide sobre um polarizador de dois canais orientado na direção \vec{b} . Como no caso anterior, vamos considerar um feixe rarefeito, de forma a termos apenas um fóton atravessando o polarizador de cada vez (Fig. 10). De acordo com a lei de Malus, a probabilidade de ν ser transmitido (refletido) é igual a $\cos^2(a, b)$ [$\sin^2(a, b)$]. Podemos dizer que o fóton é *colocado* num novo estado de polarização,⁽³⁵⁾ o qual pode ser paralelo ou perpendicular a \vec{b} . Isto pode ser verificado fazendo-se ν passar por um segundo polarizador orientado paralelamente a \vec{a} e constatando-se que agora ele não será necessariamente transmitido.

Poderíamos supor que o fato de ν ser transmitido ou refletido no polarizador I, fosse um fato objetivo, independente do fato de ν ser detectado ou não. A incorreção dessa suposição, pelo menos na forma simples em que foi formulada, pode ser demonstrada pela segunda parte da experiência (Fig. 11). (Uma interpretação alternativa, baseada no realismo, será discutida mais adiante). Os feixes nos estados de polarização paralela e perpendicular a \vec{b} , respectivamente, são recombinados. O interferômetro é projetado para que qualquer feixe que alcance o pol.II esteja no mesmo estado de polarização em que se encontrava ao chegar ao pol.I; isto pode sempre ser feito por meio de dispositivos deslocadores de fase (não representados na figura). Em consequência, ν será sempre transmitido no pol.II, o que não aconteceria se ele seguisse apenas um dos dois caminhos

possíveis.

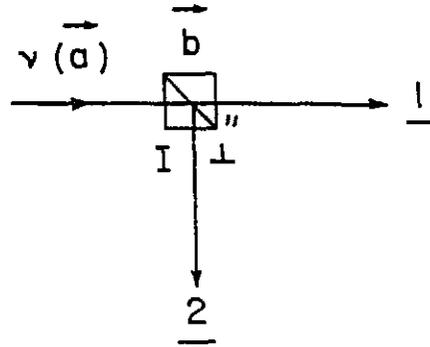


Fig. 10. Um fóton com polarização paralela a \vec{a} é cindido num polarizador de dois canais orientado na direção \vec{b} .

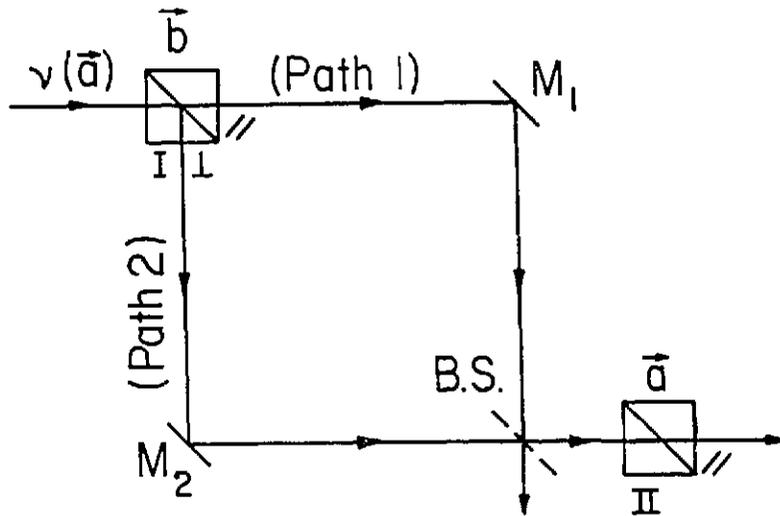


Fig. 11. ν , cindido no Pol.I, é recombinado em B.S., atingindo o Pol.II no mesmo estado de polarização inicial (paralelo a \vec{a}).

Do ponto de vista do formalismo quântico o fóton incidente pode ser representado pelo ket $|a, \vec{k}\rangle$, onde incluímos o vetor \vec{k} para indicar a direção de propagação do fóton. O ket está representando, portanto, um fóton num estado de polarização linear paralela a \vec{a} e com momento linear $\hbar\vec{k}$. Levando-se em conta a relação (10), a ação do pol.I pode ser representada como

$$|a, \vec{k}\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} \cos(a, b)|b, \vec{k}\rangle + i \text{sen}(a, b)|b_{\perp}, \vec{k}'\rangle, \quad (36)$$

onde $\vec{k}' \cdot \vec{k} = 0$ e introduzimos um deslocamento de fase. No caso de uma experiência de anticorrelação (Fig. 10), (36) nos fornece a probabilidade de ν ser transmitido [$\cos^2(a, b)$] ou refletido [$\sin^2(a, b)$]. No caso da experiência de interferência (Fig. 11), a ação dos espelhos M_1 e M_2 , levando-se em conta o deslocamento de fase introduzido pela reflexão e pelos deslocadores de fase apropriados, pode ser representada por

$$\begin{aligned} |b, \vec{k} \rangle &\xrightarrow{M_1} |b, \vec{k}' \rangle \\ |b_{\perp}, \vec{k}' \rangle &\xrightarrow{M_2} |b_{\perp}, \vec{k} \rangle, \end{aligned} \quad (37)$$

e a ação do divisor de feixe B.S. por

$$\begin{aligned} |b, \vec{k}' \rangle &\xrightarrow{\text{B.S.}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|b, \vec{k}' \rangle + i |b, \vec{k} \rangle \right) \\ |b_{\perp}, \vec{k}' \rangle &\xrightarrow{\text{B.S.}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|b_{\perp}, \vec{k} \rangle + i |b_{\perp}, \vec{k}' \rangle \right). \end{aligned} \quad (38)$$

Combinando (36), (37) e (38) obtemos

$$\begin{aligned} |a, \vec{k} \rangle &\rightarrow \frac{i}{\sqrt{2}} \left[\cos(a, b) |b, \vec{k} \rangle + \sin(a, b) |b_{\perp}, \vec{k} \rangle \right] + \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos(a, b) |b, \vec{k}' \rangle - \sin(a, b) |b_{\perp}, \vec{k}' \rangle \right] = \\ &= \frac{i}{\sqrt{2}} |a, \vec{k} \rangle + \dots, \end{aligned} \quad (39)$$

onde a relação (10) foi usada na última passagem. Por (39) vemos que a probabilidade de ν alcançar o pol.II é $1/2$ e que, caso isto aconteça, ν estará num estado de polarização paralela a \vec{a} .

CAPÍTULO 7

ALGUMAS OBSERVAÇÕES CRÍTICAS

Como acabamos de ver, segundo a interpretação usual não podemos considerar que o colapso do vetor de estado tenha ocorrido se não ocorreu nenhuma detecção. Deste ponto de vista, é o próprio ato de detectar que coloca o sistema num novo estado. No caso da experiência da Fig. 4 podemos dizer, usando uma expressão introduzida por Shimony,⁽³⁶⁾ que o sistema de dois fótons, inicialmente num estado de *indefinição objetiva* (i.e., nenhum estado definido, mesmo que desconhecido, pode ser atribuído a cada um dos fótons), é colocado num estado de *definição objetiva*. Nesta experiência as detecções de ν_1 e ν_2 podem ser dois eventos separados por um intervalo do tipo espaço. Do ponto de vista do referencial laboratório é a detecção de ν_1 que provoca o colapso do vetor de estado. Do ponto de vista de um referencial que se move no mesmo sentido de ν_2 , e cuja velocidade foi escolhida adequadamente, é a detecção de ν_2 que provoca o colapso. Ainda que, de um ponto de vista prático, tal fato não levante nenhum problema – já que as probabilidades de detecção coincidente são as mesmas, independente do referencial que se utilize para descrever a experiência – de um ponto de vista conceitual surge um problema, ligado à questão de saber qual das duas detecções, a de ν_1 ou a de ν_2 , *realmente* colocou o sistema num novo estado. Em outras palavras, observadores diferentes podem ter descrições diferentes e *conflitantes* do *mesmo* acontecimento. Para o primeiro observador a medida efetuada sobre ν_1 coloca ν_2 num estado de polarização definida. Logo, ν_2 atinge o pol.II num estado definido de polarização. As transformações para o campo elétrico, que nos fazem passar do referencial fixo para o referencial móvel no caso de uma configuração usual de eixos, são dadas por⁽³⁷⁾

$$E'_x = E_x, \quad E'_y = \gamma(E_y - \beta B_z), \quad E'_z = \gamma(E_z + \beta B_y), \quad (40)$$

onde $\beta \equiv v/c$ e $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-\beta^2}$. Vamos supor que os fótons se desloquem ao longo do eixo dos x . Escolhendo $E_x = E_z = 0$ e $E_y \neq 0$ (plano xy coincidindo com o

plano de polarização da luz), e $B_x = B_y = 0$ e $B_z \neq 0$, vemos que $E'_x = E'_z = 0$ e $E'_y \neq 0$. Portanto, como era de se esperar, a transformação de Lorentz que liga os dois referenciais que estão sendo considerados não modifica o estado de polarização de ν_2 , e o observador no referencial do laboratório pode inferir que para um observador no referencial móvel ν_2 também atinge o pol.II num estado definido de polarização. Mas para o segundo observador é a medida efetuada sobre ν_2 que coloca ν_1 num estado de polarização definida. Portanto, ele conclui que ν_2 atinge o pol.II num estado não polarizado, pois para ele quando ν_2 atinge o pol.II o sistema ainda se encontra num estado emaranhado representado por (9), e nesse caso, como vimos, nenhum estado definido de polarização pode ser atribuído a ν_2 .

Ainda que, aparentemente, estejamos diante de uma contradição apenas conceitual, sem consequências observáveis em princípio, a situação é bastante desconfortável. O ponto essencial reside no fato de que a medida do estado de um dos fótons de um par correlacionado não nos fornece informação sobre o estado no qual o outro fóton já se encontrava antes da medida; ela *coloca* o outro fóton num estado definido. Mesmo aderindo-se à interpretação usual da mecânica quântica, isso parece difícil de ser entendido sem a aceitação de alguma interação superluminal. Por outro lado, aceitando-se esta noção, passa a ser importante saber *quando* essa interação é disparada. Como veremos, este é de fato um ponto crucial, que pode levar a consequências novas.

A situação que acabamos de discutir parece sugerir que qualquer tentativa de se esclarecer as bases da mecânica quântica a partir do realismo terá necessariamente ramificações se estendendo sobre a teoria especial da relatividade. Por exemplo, parece que um referencial privilegiado, onde um dos fótons é *realmente* detectado antes do outro, teria que ser introduzido.^(4,38) Em princípio, esse referencial poderia ser indetectável. Entretanto, se achamos hoje em dia a idéia de referencial privilegiado difícil de ser engolida, a idéia de um referencial privilegiado e indetectável é ainda mais difícil de ser digerida. Naturalmente, se admitimos a existência de um referencial privilegiado, o próprio motivo que nos faz aceitar um princípio de relatividade fica abalado. Não

há nenhuma razão a priori pela qual esse referencial devesse permanecer indetectado. Portanto, se adotamos o ponto de vista do realismo, devemos estar dispostos a aceitar a opinião de Poincaré, segundo a qual o princípio de relatividade é um fato experimental, podendo e devendo ser revisto se necessário.⁽³⁹⁾ Por outro lado, como tentei ressaltar, se rejeitamos o realismo — o que pode até ser uma atitude cômoda — abrimos mão de encontrar uma resposta satisfatória para muitas questões importantes. É claro que essa pode ser considerada uma opinião pessoal; o que é inegável, porém, é que abandonando o realismo corremos o risco de estarmos adotando uma visão consistente porém limitada da realidade. A possibilidade que temos de poder imaginar como é de fato a realidade externa, ainda que as nossas imagens nunca correspondam fielmente a essa realidade, é ainda hoje um poderoso instrumento na nossa procura de entender os fenômenos. Levando sempre em conta, naturalmente, a comparação com os fatos concretos da experiência, devemos procurar tirar o maior proveito desse instrumento.

Outra questão importante (que será tratada em maiores detalhes mais adiante) está relacionada ao processo físico — se é que existe algum — que poderia causar o colapso do vetor de estado. Voltando à experiência da Fig. 4, vamos imaginar que o detector da posição 2 tenha sido removido. Nesse caso, quando ν_1 não é detectado em 1, podemos inferir (para simplificar estamos considerando um caso ideal), que ele seguiu a direção 2. Isto é equivalente a uma detecção, ainda que indireta. Por exemplo, se N pares de fótons são emitidos e o detector 1 registra um fóton apenas $N/2$ vezes, sabemos que os restantes $N/2$ fótons não detectados diretamente foram colocados num estado de polarização paralela a \vec{a} e que o mesmo número de fótons, no mesmo estado de polarização, atingirá o pol.II. Portanto, o colapso do vetor de estado pode ocorrer mesmo quando não há detecção física, por assim dizer. Fica então difícil de compreender como pode ocorrer uma modificação numa situação física sem uma causa física. Ou, em outras palavras, é difícil de aceitar que um fóton possa ser colocado num estado definido sem que nenhuma ação física tenha ocorrido, ou ainda em outras palavras, que um estado de indefinição objetiva possa ser magicamente transformado num estado de

definição objetiva.

Nas seções seguintes tentaremos superar estas dificuldades examinando em maior profundidade as possíveis consequências de uma abordagem realística partindo de hipóteses simples e fisicamente razoáveis.

Nota 3. Ainda que os termos *simples* e *fisicamente razoável* possam ser considerados um pouco vagos, os significados destes termos ficarão mais claros à medida que nossa argumentação for sendo desenvolvida. Algo semelhante ocorre no caso da interpretação dos testes experimentais das desigualdades de Bell. Considera-se que o realismo local foi refutado *se e apenas se* a possibilidade de uma conspiração da natureza for afastada. Por outro lado, o que deve ser entendido por *conspiração da natureza* fica aberto ao debate.

CAPÍTULO 8

UMA ABORDAGEM REALÍSTICA DA NÃO LOCALIDADE E DA DUALIDADE ONDA-PARTÍCULA^(5,34)

8.1. A dualidade onda-partícula do ponto de vista do realismo

Consideremos a experiência discutida no Cap. 6, na qual um pacote de ondas contendo um único fóton incide sobre um divisor de feixe ou um polarizador de dois canais. Dois fenômenos mutuamente exclusivos podem ser observados: anticorrelação (o fóton segue um dos dois caminhos permitidos) ou interferência (usando-se um interferômetro de Mach-Zehnder) (ver nota 4 ao final deste capítulo). Como já enfatizamos, de acordo com o realismo um fóton não pode “adivinhar” o tipo de experiência a que será submetido. Logo, levando-se em conta a possibilidade de se observar fenômenos de interferência, somos levados a presumir que o pacote de ondas inicial é dividido em dois pacotes no divisor de feixe ou polarizador de dois canais. Vamos nos concentrar no caso do polarizador (Fig. 11), já que o mesmo raciocínio é válido para o caso do divisor. De acordo com a lei de Malus, a probabilidade do pacote num estado de polarização paralelo (perpendicular) a \vec{b} ser detectado deve ser igual a $\cos^2(a, b)$ [$\sin^2(a, b)$] (supondo-se detectores ideais). Sabemos, ainda que quando uma experiência de anticorrelação é realizada, apenas um detector pode e deve necessariamente produzir um click de cada vez. Devemos supor, então, que fatores aleatórios façam com que um dos pacotes interaja com o detector correspondente antes do outro pacote, e que o primeiro pacote a interagir envie uma mensagem ao outro pacote informando se ele foi ou *não* detectado. No primeiro caso a probabilidade do segundo pacote produzir um click cai a zero; no segundo, salta para um.

Naturalmente, situações mais complicadas, envolvendo muitos polarizadores e divisores de feixe, poderiam ser imaginadas. Sempre que um detector não fosse disparado esta informação deveria ser enviada aos demais pacotes e as probabilidades reajustadas

de maneira apropriada. Ainda que esta seja uma possibilidade lógica, ela não parece razoável. (Como veremos mais adiante, ela parece ainda menos razoável quando levamos em conta a não localidade.)

Portanto, parece mais razoável de um ponto de vista realístico — e certamente mais simples — supor que o pacote de ondas com um único fóton é dividido em dois pacotes de ondas diferentes ao passar através de um divisor de feixes ou um polarizador de dois canais: um incapaz e outro capaz de produzir um click no detector, isto é, um pacote de ondas *vazio* e um pacote de ondas *fotônico*, respectivamente. Do ponto de vista do realismo esse seria um fato objetivo, independente de qualquer observação ou detecção, o que não exclui a possibilidade de termos os pacotes *vazio* e *fotônico* recombinaos após a passagem pelo divisor de feixe ou do polarizador de dois canais, em concordância com as propriedades ondulatórias da luz. Adotaremos então, a interpretação da onda-piloto tal como foi introduzida por de Broglie, segundo a qual:⁽⁴⁰⁾

(a) A luz é composta de partículas e ondas. As últimas dão conta das propriedades ondulatórias da luz, enquanto que as primeiras, que são “guiadas” pelas ondas, dão conta das suas propriedades corpusculares.

É importante ressaltar que o termo *partícula* em (a) é usado num sentido amplo, e não implica necessariamente na existência de um corpúsculo localizado dentro do pacote *fotônico*. (Ver nota 5 ao final deste capítulo).

8.2. A não localidade do ponto de vista do realismo

Consideremos a experiência discutida no Cap. 3, na qual dois fótons correlacionados, ν_1 e ν_2 , são emitidos em sentidos opostos e passam por polarizadores de dois canais antes de serem detectados. Como tem sido enfatizado,⁽¹⁾ e experimentalmente confirmado,⁽³⁰⁾ para mantermos um ponto de vista realístico devemos supor que exista algum tipo de interação superluminal para podermos explicar as correlações observadas.

De acordo com o realismo, essa interação deve ser disparada por algum processo físico. No caso presente, existem dois candidatos possíveis: (1) absorção do fóton no fotomultiplicador e (2) divisão do pacote de onda no polarizador.

Vamos, então, considerar uma versão modificada da experiência da Fig. 4, na qual um dos detectores é removido (Fig. 12).⁽⁴³⁾

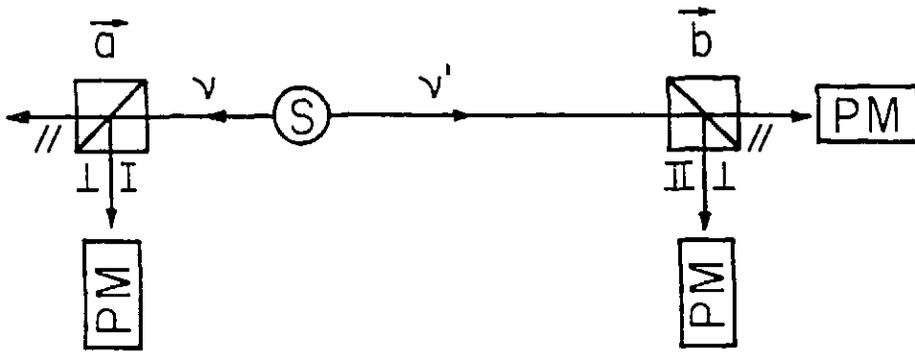


Fig. 12. Uma fonte (S) emite dois fótons correlacionados (ν, ν'). ν atinge o pol.I e é detectado antes de ν' alcançar o pol.II. Um dos detectores foi removido.

Nota: Não usaremos mais ν_1 e ν_2 para indicarmos os fótons, já que aqui não importa qual dos dois é emitido primeiro, mas sim qual atinge o polarizador ou é detectado primeiro. Em particular, a fonte da Fig. 12 pode tanto ser a mesma da ref.(23) como a da ref.(24), em cujo caso os fótons são emitidos simultaneamente. $\nu(\nu')$ indica o fóton que se propaga para a esquerda (direita) no desenho.

Sempre que apenas ν' for detectado, podemos inferir (caso ideal) que ν seguiu a direção sem detector, e isso também pode ser considerado um tipo de detecção. Dessa forma, as probabilidades de detecções coincidentes podem ser determinadas. A interpretação usual da mecânica quântica nos diz que devemos obter os mesmos resultados que teríamos obtido com todos os detectores presentes. Portanto, se o realismo con-

corda com a mecânica quântica neste ponto, nenhuma detecção é necessária para que a interação superluminal seja disparada.

Vale a pena examinar a experiência da Fig. 12 mais de perto. De acordo com o formalismo quântico [fórmula (12)],

$$p(a, b) = p(a_{\perp}, b_{\perp}) = \frac{1}{2} \cos^2(a, b) \quad (41a)$$

e

$$p(a, b_{\perp}) = p(a_{\perp}, b) = \frac{1}{2} \sin^2(a, b), \quad (41b)$$

onde $p(a, b_{\perp})$ é a probabilidade de ν' ser detectado num estado de polarização perpendicular a \vec{b} enquanto ν é indiretamente detectado num estado de polarização paralela a \vec{a} , e assim por diante. Logo:

$$p(b) = p(a, b) + p(a_{\perp}, b) = p(a, b_{\perp}) + p(a_{\perp}, b_{\perp}) = p(b_{\perp}) = \frac{1}{2}, \quad (42)$$

como era de se esperar, onde $p(b)[p(b_{\perp})]$ é a probabilidade de ν' ser detectado num estado de polarização paralela (perpendicular) a \vec{b} . Por outro lado, se é a detecção do fóton que dispara a interação superluminal, devemos ter:

$$p(a, b) = \frac{1}{2} \gamma, \quad p(a, b_{\perp}) = \frac{1}{2}(1 - \gamma), \quad (43)$$

onde $\gamma[(1 - \gamma)]$, a probabilidade de ν' ser transmitido (refletido) no pol.II, deve ser diferente de $\cos^2(a, b)[\sin^2(a, b)]$, já que o resultado da mecânica quântica não pode ser reproduzido neste caso. De fato, se todos os detectores forem removidos na experiência da Fig. 12, as demais probabilidades também poderão ser escritas em termos de γ e a função de correlação [definição (18)] calculada. Uma desigualdade CHSHB deve ser então satisfeita, uma vez que caímos no caso do realismo local. (Ainda que, obviamente, os fótons não possam ser observados sem detectores, do ponto de vista do realismo o fato de um fóton ser transmitido ou refletido pode ser considerado um fato objetivo. Logo, faz sentido falar de desigualdade CHSHB nesse caso, mesmo que o valor da função

da correlação seja desconhecido.) Por outro lado, as probabilidades $p(a_{\perp}, b)$ e $p(a_{\perp}, b_{\perp})$ ainda satisfazem (41a,b). Verificamos, então, que (42) não é mais satisfeita, e que $p(b) \neq p(b_{\perp})$. Dessa forma, pela simples determinação da relação $p(b)/p(b_{\perp})$, poderíamos saber se um detector distante foi removido. A comunicação superluminal seria então possível.

Uma alternativa, se insistimos na idéia do disparo produzido pela detecção mas rejeitamos a comunicação superluminal, consiste em reintroduzir a hipótese de que o primeiro pacote a atingir o detector envia uma mensagem aos demais pacotes informando se foi detectado ou não. No presente contexto, entretanto, essa idéia é ainda menos razoável do que antes. Podemos ver isto imaginando um divisor de feixe entre a fonte e o pol.I na Fig. 12. Neste caso, quando o detector da esquerda não é acionado, é porque ou ν foi transmitido no polarizador ou foi refletido no divisor. Portanto, para que as probabilidades de detecção corretas sejam obtidas, o sinal superluminal deve colocar ν' num estado tal que as duas diferentes possibilidades sejam levadas em conta. Em outras palavras, ν' deve ser informado a respeito das probabilidades de ν ser transmitido no polarizador ou refletido no divisor.

Vamos, portanto, partir da suposição de que a interação superluminal é disparada sempre que o primeiro fóton de um par correlacionado é separado num polarizador num pacote vazio e num pacote fotônico (mais adiante discutiremos uma maneira concreta de testar esta suposição). Neste caso, para estarmos em perfeita concordância com a mecânica quântica, devemos supor que o segundo fóton é colocado no mesmo estado do primeiro. Isto fica claro a partir do dispositivo experimental representado na Fig. 13, que consiste numa combinação das experiências discutidas nos Caps. 3 e 6.⁽⁴⁴⁾ Suponhamos que as distâncias entre S e os pol.I e II sejam escolhidas de forma a que ν sempre atinja o pol.I e seja detectado antes de ν' alcançar o pol.II. Muitos dispositivos óticos diferentes, tais como retardadores, polarizadores, absorvedores e deslocadores de fase, podem ser dispostos ao longo dos braços do interferômetro. Se ν é encontrado num estado de polarização perpendicular a \vec{a} , por exemplo, e queremos saber em que estado ν' será encontrado em \vec{b} , e a probabilidade disso acontecer, basta-nos supor que ν' incide

sobre o pol.II no mesmo estado em que ν foi encontrado (i.e., perpendicular a \vec{a}) e então aplicar nosso conhecimento de ótica ondulatória.

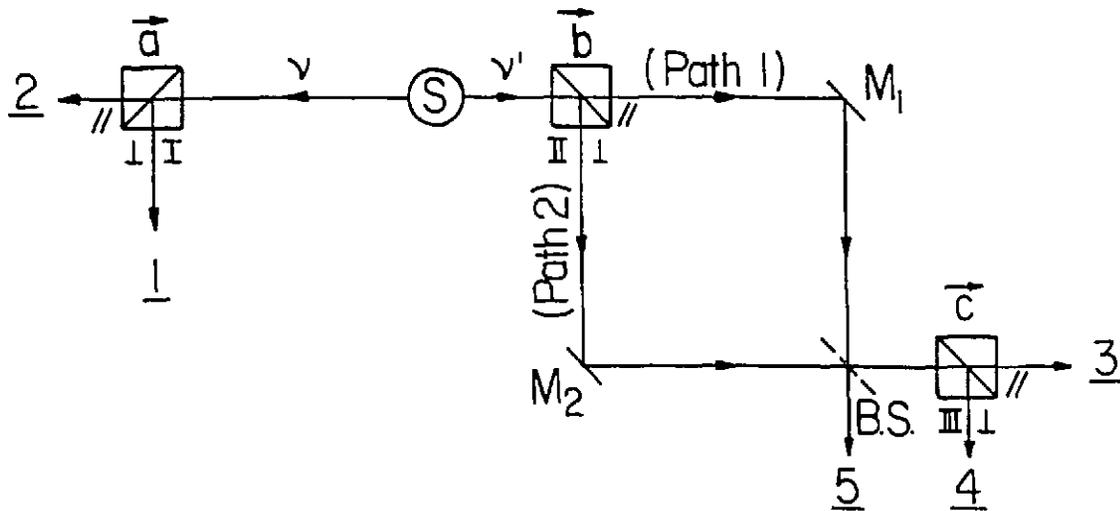


Fig. 13. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). O interferômetro faz com que a luz que atinge o pol.III esteja no mesmo estado de polarização em que se encontrava ao alcançar o pol.II. A distância entre o pol.I e S pode ser variada, assim como as orientações dos pol.I e III.

Na abordagem usual, a conclusão anterior é correta somente quando ν é de fato detectado em $\underline{1}$, enquanto que, de acordo com a nossa abordagem ela é correta sempre que a divisão do feixe no polarizador coloca ν num estado de polarização perpendicular a \vec{a} , mesmo que não tenha ocorrido nenhuma detecção. Vamos então admitir que:

- (b) Quando o pacote de ondas do primeiro fóton de um par correlacionado é dividido num polarizador de dois canais num pacote vazio e num pacote fotônico, o pacote de ondas do segundo fóton é colocado no mesmo estado de polarização do pacote fotônico.

Em outras palavras, quando o primeiro fóton de um par correlacionado é colocado num certo estado de polarização ao passar através de um polarizador, o segundo é

colocado no mesmo estado.

Nota: A rigor, a hipótese (b) só se aplica a estados emaranhados do mesmo tipo daqueles produzidos na experiência da ref.(23). No caso do estado obtido através do decaimento do positrônio,⁽⁴⁵⁾ por exemplo, o segundo fóton seria colocado num estado de polarização ortogonal à do pacote fotônico. Naturalmente, não há nenhuma dificuldade em se adaptar (b) ao caso de experiências que utilizam polarizadores de um canal.⁽⁴⁶⁾

8.3. Comparação com situações concretas

Os resultados teóricos obtidos no caso das experiências que estamos propondo, e que serão discutidas adiante, não seriam essencialmente diferentes se levássemos em consideração a imperfeição da correlação e dos polarizadores, já que $F \approx 1$, $T^{\parallel} = R^{\perp} \approx 1$ e $T^{\perp} = R^{\parallel} \approx 0$ na fórmula (29). Além disso, como veremos, a abordagem realística produz resultados acentuadamente discordantes daqueles obtidos por meio da interpretação usual da mecânica quântica. Portanto, o tratamento do caso ideal se justifica. Contudo, não é imediatamente evidente como a hipótese (b) poderia ser estendida a situações concretas de maneira consistente com a não localidade quântica. É, portanto, importante, pelo menos por razões de ordem conceitual, tentar esclarecer este ponto. Veremos como isto pode ser feito.⁽⁴³⁾

Para indicar o grau de correlação entre dois fótons, vamos introduzir o *coeficiente de correlação de um par*, que designaremos pela letra α , e cujo valor pode variar de zero a um. Para tornar este ponto claro, vamos inicialmente considerar o caso ideal de polarizadores perfeitos. Iremos supor que, se o pacote de ondas do primeiro fóton do par correlacionado é dividido num pacote vazio e num pacote fotônico em consequência da passagem através de um polarizador, e se o coeficiente de correlação do par é α , então uma fração α do pacote do segundo fóton é colocada no mesmo estado de polarização

do pacote fotônico, e uma fração $(1 - \alpha)$ permanece não polarizada (ver nota 6 ao final deste capítulo). Quando $\alpha = 1$, existe uma correlação perfeita; quando $\alpha = 0$, não há nenhuma correlação.

Vamos considerar apenas os pares de fótons que realmente atingem os polarizadores. Seja $p_\theta(\alpha) d\alpha$ a probabilidade do coeficiente de correlação do par se encontrar entre α e $\alpha + d\alpha$, onde θ é o semiângulo subtendido pelas lentes coletoras. Então:

$$\int_0^1 p_\theta(\alpha) d\alpha = 1 . \quad (44)$$

Quando $\theta = 0$ há uma correlação perfeita: $p_0(1) = 1$, $p_0(\alpha \neq 1) = 0$; mas uma probabilidade nula de detectar um fóton.⁽²⁵⁾

Em situações concretas os pacotes emergirão do polarizador em estados de polarização parcial. Neste caso, se uma fração ρ do pacote fotônico se encontra num estado de polarização definida, uma fração $\rho\alpha$ do segundo pacote se encontra no mesmo estado de polarização da fração ρ do pacote fotônico, e uma fração $1 - \rho\alpha$ permanece não polarizada. A hipótese (b) pode então ser substituída pela hipótese:

(b') Quando o pacote de ondas do primeiro fóton de um par correlacionado cujo coeficiente de correlação é α é dividido num polarizador num pacote vazio e num pacote fotônico, sendo que uma fração ρ do pacote fotônico se encontra polarizada, o pacote de ondas do segundo fóton é colocado num estado de polarização parcial no qual uma fração $\rho\alpha$ se encontra no mesmo estado de polarização da fração ρ do pacote fotônico.

Vejamos agora como o coeficiente α de correlação do par pode ser relacionado ao coeficiente de correlação $F(\theta)$ que aparece na expressão para a probabilidade de detecções coincidentes usada nos testes experimentais da desigualdade de Bell. Na experiência discutida no Cap. 4 dois fótons correlacionados, ν_1 e ν_2 , incidem sobre polarizadores orientados nas direções \vec{a} (pol.I) e \vec{b} (po.II), respectivamente. $T^{\parallel}(T^\perp)$ é o coeficiente de transmissão para luz paralela (perpendicular) à orientação do polarizador,

e $R^\perp(R^\parallel)$ o coeficiente de reflexão para luz perpendicular (paralela) à orientação do polarizador. A condição

$$T^\parallel = R^\perp \quad , \quad T^\perp = R^\parallel \quad (45)$$

é satisfeita na prática. Logo, as probabilidades de detecção isolada são:

$$p(a) = p(a_\perp) = \frac{1}{2} \eta_1 f_1 T_1^+ \quad (46a)$$

e

$$p(b) = p(b_\perp) = \frac{1}{2} \eta_2 f_2 T_2^+ \quad , \quad (46b)$$

onde $f_1(f_2)$ é a probabilidade de $\nu_1(\nu_2)$ alcançar o pol.I (II), $\eta_1(\eta_2)$ é a eficiência do primeiro (segundo) fotomultiplicador,

$$T_1^\pm = T_1^\parallel \pm T_1^\perp \quad , \quad T_2^\pm = T_2^\parallel \pm T_2^\perp \quad , \quad (47)$$

e fizemos uso da relação (45). O feixe incidente pode ser decomposto segundo duas componentes incoerentes, uma paralela e outra perpendicular ao eixo do polarizador. Uma fração $T^\parallel(T^\perp)$ da componente paralela (perpendicular) é transmitida pelo polarizador. Logo, as fórmulas (46a,b) decorrem naturalmente da hipótese (a) do Cap. 8, já que a probabilidade de $\nu_1(\nu_2)$ ser transmitido pelo pol.I(II) é $T_1^+/2(T_2^+/2)$. (A probabilidade de reflexão pode ser calculada da maneira semelhante). Parte da componente paralela se combina com a componente perpendicular, produzindo uma componente não polarizada. Logo, a fração do feixe que emerge do pol.I num estado de polarização paralela a \vec{a} é $\rho = T_1^-/T_1^+$. Uma fração $\rho\alpha$ do segundo feixe é então colocada num estado paralelo a \vec{a} , e uma fração $(1 - \rho\alpha) = (T_1^+ - \alpha T_1^-)/T_1^+$ permanece não polarizada. A componente paralela a \vec{a} pode ser decomposta nas componentes paralela e perpendicular a \vec{b} . Usando a lei de Malus e as definições de T^\parallel e T^\perp , juntamente com a relação (45), vemos que a fração da componente paralela a \vec{a} que é transmitida (refletida) pelo pol.II é $(T_2^\parallel \cos^2 \phi + T_2^\perp \sin^2 \phi) [(T_2^\perp \cos^2 \phi + T_2^\parallel \sin^2 \phi)]$, onde $\phi = \text{ângulo}(a, b)$. Como a fração da componente não polarizada que é transmitida (refletida) pelo pol.II é $T_2^+/2$,

as probabilidades de detecções coincidentes em função de α podem ser escritas como:

$$p(a, b, \alpha) = \eta_1 \eta_2 \frac{T_1^+}{2} f_1 g \left[\frac{\alpha T_1^-}{T_1^+} (T_2^{\parallel} \cos^2 \phi + T_2^{\perp} \sin^2 \phi) + \frac{T_1^+ - \alpha T_1^-}{T_1^+} \frac{T_2^+}{2} \right] \quad (48a)$$

e

$$p(a, b_{\perp}, \alpha) = \eta_1 \eta_2 \frac{T_1^+}{2} f_1 g \left[\frac{\alpha T_1^-}{T_1^+} (T_2^{\perp} \cos^2 \phi + T_2^{\parallel} \sin^2 \phi) + \frac{T_1^+ - \alpha T_1^-}{T_1^+} \frac{T_2^+}{2} \right], \quad (48b)$$

onde g é a probabilidade condicional, isto é, a probabilidade de ν_2 atingir o pol.II quando ν_1 atinge o pol.I . As expressões (48a,b) podem ser reescritas como:

$$p(a, b, \alpha) = \frac{1}{4} \eta_1 \eta_2 f_1 g (T_1^+ T_2^+ + \alpha T_1^- T_2^- \cos 2\phi) \quad (49a)$$

e

$$p(a, b_{\perp}, \alpha) = \frac{1}{4} \eta_1 \eta_2 f_1 g (T_1^+ T_2^+ - \alpha T_1^- T_2^- \cos 2\phi) . \quad (49b)$$

Multiplicando (49a,b) por $p_{\theta}(\alpha) d\alpha$ e usando (44) obtemos o resultado usual:^(1,15,25)

$$p(a, b) = \frac{1}{4} \eta_1 \eta_2 f_1 g [T_1^+ T_2^+ + F(\theta) T_1^- T_2^- \cos 2\phi] \quad (50a)$$

e

$$p(a, b_{\perp}) = \frac{1}{4} \eta_1 \eta_2 f_1 g [T_1^+ T_2^+ - F(\theta) T_1^- T_2^- \cos 2\phi], \quad (50b)$$

no qual o coeficiente de correlação, $F(\theta)$, está relacionado ao valor médio de α por meio da relação:

$$F(\theta) = \int_0^1 \alpha p_{\theta}(\alpha) d\alpha = \bar{\alpha} . \quad (51)$$

As probabilidades $p(a_{\perp}, b)$ e $p(a_{\perp}, b_{\perp})$ podem ser obtidas por meio de um raciocínio similar ao que nos permitiu obter as relações (50a,b), verificando-se que

$$p(a, b) = p(a_{\perp}, b_{\perp}) ; p(a_{\perp}, b) = p(a, b_{\perp}) . \quad (52)$$

Usando-se, então, a definição da função de correlação dada por

$$E(a, b) = \frac{p(a, b) - p(a, b_{\perp}) - p(a_{\perp}, b) + p(a_{\perp}, b_{\perp})}{p(a, b) + p(a, b_{\perp}) + p(a_{\perp}, b) + p(a_{\perp}, b_{\perp})}, \quad (53)$$

obtemos

$$E(a, b) = F(\theta) \frac{T_1^- T_2^-}{T_1^+ T_2^+} \cos 2\phi, \quad (54)$$

em concordância com a expressão (29) obtida através do formalismo quântico. A determinação de $F(\theta)$ está fora do nosso objetivo, o qual não se propõe a fornecer um substituto para a mecânica quântica.

Nota 4. Ainda que as experiências concretas não preencham as condições ideais, vamos admitir que as previsões da mecânica quântica para as experiências realizadas *até agora* continuariam corretas se essas condições fossem preenchidas.

Nota 5. Muito recentemente, Wang, Zou e Mandel (ref. 41) realizaram uma experiência que contraria uma previsão da teoria de de Broglie de ondas guiadas, de acordo com a qual, ondas vazias associadas a fótons “sinais” gerados por meio da conversão paramétrica da luz deveriam guiar fótons “preguiçosos”, modificando a probabilidade de detecção destes últimos. Do ponto de vista da onda-piloto, esse resultado parece contrariar uma experiência anterior, na qual a luz de dois lasers independentes produziam ^{de}interferência (ref. 42). Tais resultados não podem ser considerados, porém, uma prova de que a idéia da onda-piloto, tomada num sentido amplo, seja incorreta, ou de que teorias satisfatórias de onda-piloto sejam impossíveis. Em particular, a abordagem desenvolvida nas ref. 5 e 34, baseada na hipótese de que um pacote de ondas associado a um fóton é dividido em dois pacotes diferentes num divisor de feixe ou num polarizador de dois canais, um capaz e outro incapaz de produzir um click no detector, ainda é válida. Nessa abordagem, a questão de como os fótons (os quais, a rigor, não são considerados como partículas localizadas) são guiados pelas ondas é deixada como uma questão aberta. Neste sentido, trata-se de uma abordagem fenomenológica, e as previsões quanto mecânicas para experiências de interferência são admitidas, em princípio, como corretas.

Nota 6: Estamos supondo, para simplificar, que o pacote de ondas do fóton incidente se encontra num estado não polarizado. Um tratamento baseado na idéia de variáveis

ocultas também é possível. Na verdade, existem várias maneiras diferentes de se obter as relações (50a,b) a partir de um ponto de vista realista não local.

CAPÍTULO 9

UMA PROPOSTA PARA TESTAR A DETECÇÃO INDIRETA

Como mencionamos anteriormente, em princípio pode ocorrer uma detecção sem que a presença de uma partícula seja registrada pelo detector. Por exemplo, na Fig. 12, se o fóton ν só pode seguir uma das duas direções possíveis, com e sem detector, e se o detector não registra a presença de ν , podemos concluir (admitindo-se que o detector seja perfeito) que ν seguiu a direção sem detector. A rigor, em situações concretas: (1) não sabemos exatamente quando uma partícula está sendo emitida; (2) como uma partícula pode seguir muitos caminhos diferentes, torna-se impraticável colocar um número suficiente de detectores para registrar todas essas possibilidades; e (3) devemos lidar com detectores imperfeitos. Contudo, o conceito de detecção indireta ainda é válido nesses casos, como veremos.

Ainda que o conceito de medida não esteja definido de maneira precisa na interpretação usual da mecânica quântica, parece haver uma concordância generalizada de que a detecção indireta, como acabamos de defini-la, tem a mesma capacidade de colocar um sistema num novo estado que uma detecção direta. Por outro lado, é aceito que uma medida só pode ser considerada como realizada quando ocorre um processo irreversível. Na verdade, porém, ainda que a não detecção possa ser um fato irreversível, a detecção indireta não está ligada a nenhum processo físico irreversível, como, por exemplo, a absorção de um fóton num fotomultiplicador. Portanto, a detecção indireta está longe de ser um fato óbvio ou trivial. Veremos, agora, como a detecção indireta pode ser submetida à investigação experimental por meio de experiências de não localidade.⁽⁴⁷⁾

Como enfatizamos anteriormente, o realismo só pode reproduzir as previsões da mecânica quântica, no caso das experiências realizadas para testar as desigualdades de Bell, se uma interação superluminal é postulada. Nesse caso, como deve ter ficado claro a partir da nossa discussão anterior, pode ser importante saber quando a interação é disparada. Em particular, como será mostrado, este conhecimento vai nos permitir conceber novas experiências, as quais poderão servir para testar o realismo não local

contra a interpretação usual do formalismo quântico. A experiência que iremos discutir agora torna possível determinar o papel — se é que existe algum — da absorção de um fóton no disparo desta possível interação superluminal.

Como foi mostrado no Cap. 8, através de um raciocínio simples, a menos que alguma hipótese artificial seja introduzida — p.ex., que mesmo quando um fóton não é absorvido num certo detector, essa informação é transmitida a distância, fazendo com que as diferentes probabilidades de outros detectores registrarem um fóton sejam reajustadas adequadamente — temos que admitir que um pacote de ondas de um fóton é dividido em dois pacotes de ondas diferentes num divisor de feixe ou num polarizador de dois canais: um pacote fotônico e um pacote vazio, respectivamente. O (segundo) primeiro é (in)capaz de produzir um click no detector.

Em princípio, poderíamos, então, imaginar a seguinte experiência simples para testar a hipótese segundo a qual a interação superluminal é disparada pela absorção de um fóton. Repetiríamos a experiência de Aspect, Grangier e Roger⁽²³⁾ (Fig. 4), colocando os detectores mais afastados dos polarizadores, de tal forma que quando os pacotes fotônicos chegassem aos detectores eles já tivessem passado completamente através dos polarizadores. Neste caso, como a interação superluminal seria disparada após os fótons terem passado pelos polarizadores, a probabilidade de um fóton ser transmitido ou refletido no polarizador (a rigor, a probabilidade do pacote fotônico ser transmitido ou refletido) não poderia mais ser modificada. O realismo local seria válido, e a desigualdade de Bell não seria violada.

Ainda que esta seja uma experiência interessante, ela não poderia ser considerada conclusiva, caso as previsões da mecânica quântica fossem confirmadas. Ainda seria possível imaginar que a detecção do primeiro fóton pudesse transformar as ondas fotônica e vazia associadas ao segundo fóton em ondas vazia e fotônica, respectivamente, de forma a satisfazer a anticorrelação, e que, além disso, a probabilidade de que isso acontecesse fosse tal que a lei de Malus fosse satisfeita. Para levarmos em conta esta possibilidade, a experiência representada na Fig. 12 deve ser considerada. Nesse caso,

quando ν' é detectado, ou ν já foi detectado num estado de polarização perpendicular a \vec{a} ou não foi detectado, e esse fato não pode mais ser alterado. Vamos, inicialmente, considerar a situação com todos os quatro detectores, supondo que as previsões da mecânica quântica e do realismo não local coincidam neste caso. Logo, de acordo com (50a,b) e (52),

$$p(a, b) = p(a_{\perp}, b_{\perp}) = ft\eta g\alpha_Q(a, b) \eta' , \quad (55a)$$

$$p(a, b_{\perp}) = p(a_{\perp}, b) = ft\eta g[u' - \alpha_Q(a, b)] \eta' , \quad (55b)$$

onde $f_1 \rightarrow f$, $\eta_1 \rightarrow \eta$, $\eta_2 \rightarrow \eta'$,

$$t \equiv \frac{T_1^+}{2} , \quad u' \equiv T_2^+ , \quad (56)$$

e

$$\alpha_Q(a, b) \equiv \left[\frac{T_2^+}{2} + F(\theta) \frac{T_1^- T_2^-}{2T_1^+} \cos 2(a, b) \right] . \quad (57)$$

Os diferentes termos em (55a,b) podem ser interpretados da seguinte maneira: f é a probabilidade de ν penetrar no respectivo sistema coletor; t é a probabilidade dele ser refletido (transmitido) no pol.I; η é a probabilidade dele ser registrado no detector; g é a probabilidade de ν' penetrar no respectivo sistema coletor quando ν foi coletado; $\alpha_Q(a, b)$ é a probabilidade de ν' ser transmitido (refletido) no pol.II quando ν foi transmitido (refletido) no pol.I; $[u' - \alpha_Q(a, b)]$ é a probabilidade de ν' ser refletido (transmitido) no pol.II quando ν foi transmitido (refletido) no pol.I; e η' é a probabilidade de ν' ser registrado no detector.

Se consideramos as detecções apenas do lado direito, temos

$$\begin{aligned} p(b) &= ftg[u' - \alpha_Q(a, b)] \eta' + ftg\alpha_Q(a, b) \eta' + f(1 - 2t) gt'\eta' + (1 - f) ht'\eta' = \\ &= fgt'\eta' + (1 - f) ht'\eta' = f't'\eta' , \end{aligned} \quad (58a)$$

$$\begin{aligned} p(b_{\perp}) &= ftg\alpha_Q(a, b)\eta' + ftg[u' - \alpha_Q(a, b)] \eta' + f(1 - 2t) gt'\eta' + (1 - f) ht'\eta' = \\ &= fgt'\eta' + (1 - f) ht'\eta' = f't'\eta' , \end{aligned} \quad (58b)$$

onde $(1 - 2t)$ é a probabilidade de ν não seguir nenhum dos dois canais no pol.I, $t' \equiv T_2^+ / 2 = u' / 2$ é a probabilidade de ν' ser transmitido (refletido) no pol.II, $(1 - f)$ é a probabilidade de ν não penetrar no respectivo sistema coletor, h é a probabilidade de ν' neste caso penetrar no respectivo sistema coletor, e f' é a probabilidade de ν' ser coletado.

De (58a,b) obtemos

$$\frac{p(b)}{p(b_{\perp})} = \frac{R(b)}{R(b_{\perp})} = 1, \quad (59)$$

onde $R(b)$ e $R(b_{\perp})$ são taxas de detecção, as quais são diretamente observáveis.

Se um dos detectores for removido, como na Fig. 12, o resultado da mecânica quântica permanecerá inalterado. Logo,

$$[p'(b)]_Q = p(b) \quad , \quad [p'(b_{\perp})]_Q = p(b_{\perp}) \quad , \quad (60)$$

e, de acordo com (59),

$$\frac{[p'(b)]_Q}{[p'(b_{\perp})]_Q} = \frac{R'(b)}{R'(b_{\perp})} = 1. \quad (61)$$

Por outro lado, de acordo com a abordagem realística baseada na idéia de que a absorção de ν dispara uma interação superluminal, devemos ter

$$[p'(b)]_R = ftg[u' - \alpha_Q(a, b)] \eta' + ftg\alpha_R(a, b) \eta' + f(1 - 2t) gt'\eta' + (1 - f) ht'\eta' \quad , \quad (62a)$$

$$[p'(b_{\perp})]_R = ftg\alpha_Q(a, b) \eta' + ftg[u' - \alpha_R(a, b)] \eta' + f(1 - 2t) gt'\eta' + (1 - f) ht'\eta' \quad , \quad (62b)$$

onde $\alpha_R(a, b) \{[u' - \alpha_R(a, b)]\}$ é a probabilidade de ν' ser transmitido (refletido) no pol.II quando ν foi transmitido no pol.I mas não foi absorvido, já que o detector foi removido. Estamos supondo — o que parece razoável — que a absorção de ν no fotomultiplicador correspondente, produza ela um click ou não, sempre dispara a interação superluminal.

Naturalmente, a função $\alpha_R(a, b)$ deve ser diferente da função $\alpha_Q(a, b)$, já que não podendo haver interação superluminal quando não há absorção, de acordo com nossa suposição básica, só podemos ter uma correlação do tipo clássico. Portanto, $[p'(b)]_R$ e $[p'(b_\perp)]_R$ dependem na verdade das orientações dos polarizadores I e II e, pelo menos para algumas orientações de \vec{a} e \vec{b} , devemos obter, usando (62a,b),

$$\frac{[p'(b)]_R}{[p'(b_\perp)]_R} = \frac{R'(b)}{R'(b_\perp)} \neq 1, \quad (63)$$

em discordância com (61).

Comparando (63) com (59) vemos que em princípio, pela simples determinação da razão entre as taxas de detecção do lado direito do dispositivo da Fig. 12, seria possível saber se um detector do lado esquerdo foi removido ou não, assim como conhecer a orientação do pol.I (comunicação superluminal). Os paradoxos causais que decorrem desta possibilidade poderiam ser considerados suficientes para justificar o abandono da idéia de que a absorção de um fóton dispara uma interação superluminal. Porém, uma vez que é a própria crença num mundo externo objetivo que está sendo questionada, todas as possibilidades devem ser testadas, incluindo a possibilidade de se revisar o princípio da relatividade. Além disso, como veremos, a rejeição dessa idéia não exclui a priori a possibilidade de comunicação superluminal. Esta é, portanto, uma possibilidade que deve ser considerada se pretendemos desenvolver uma abordagem realística não local em concordância com as previsões da mecânica quântica para os testes experimentais das desigualdades de Bell.

Para podermos fazer uma avaliação quantitativa do desacordo entre a abordagem usual e a abordagem realística não local, que no caso tratado neste capítulo é baseada na idéia de que a absorção é que dispara a interação superluminal, vamos introduzir a função de correlação definida por

$$E_Q(a, b) \equiv \frac{p(a_\perp, b_\perp) - p(a_\perp, b) + p(a, b) - p(a, b_\perp)}{p(a_\perp, b_\perp) + p(a_\perp, b) + p(a, b) + p(a, b_\perp)} = 2 \frac{\alpha_Q(a, b)}{u'} - 1, \quad (64)$$

onde usamos (55a,b). Vemos que

$$E_Q(a, b) = \frac{p(a_\perp, b_\perp) - p(a_\perp, b)}{p(a_\perp, b_\perp) + p(a_\perp, b)} = \frac{R(a_\perp, b_\perp) - R(a_\perp, b)}{R(a_\perp, b_\perp) + R(a_\perp, b)}, \quad (65)$$

onde $R(a_\perp, b_\perp)$ e $R(a_\perp, b)$ são taxas de detecção. De uma maneira similar, podemos introduzir a função de correlação $E_R(a, b)$ para a situação na qual todos os quatro detectores foram removidos. Ainda que, obviamente, esta não seja uma quantidade diretamente mensurável, do ponto de vista do realismo faz sentido falar da direção seguida pelo fóton, ainda que este não seja um evento observável. Logo, introduzindo $u \equiv 2t$, temos

$$E_R(a, b) = \frac{p''(a_\perp, b_\perp) - p''(a_\perp, b) + p''(a, b) - p''(a, b_\perp)}{fg} = uu' \left[2 \frac{\alpha_R(a, b)}{u'} - 1 \right], \quad (66)$$

onde

$$p''(a_\perp, b) = p''(a, b_\perp) = ftg[u' - \alpha_R(a, b)] \quad (67a)$$

e

$$p''(a_\perp, b_\perp) = p''(a, b) = ftg\alpha_R(a, b). \quad (67b)$$

Naturalmente, a função de correlação E_R satisfaz uma desigualdade CHSHB, já que, de acordo com a nossa suposição básica, não há interação superluminal quando os detectores são removidos, e só pode haver uma correlação clássica. Portanto,

$$|E_R(a, b) - E_R(a, b') + E_R(a', b) + E_R(a', b')| \leq 2. \quad (68)$$

Usando (55a,b), (62a,b), (64) e (66) podemos escrever que

$$\eta \frac{[p'(b_\perp)]_R - [p'(b)]_R}{p(a_\perp, b) + p(a_\perp, b_\perp)} = \eta \frac{R'(b_\perp) - R'(b)}{R(a_\perp, b) + R(a_\perp, b_\perp)} = E_Q(a, b) - \frac{E_R(a, b)}{uu'}. \quad (69)$$

Usando (68) e (69), obtemos

$$|S_Q - S'| \leq \frac{2}{uu'}, \quad (70)$$

ou

$$S_Q + \frac{2}{uu'} \geq S' \geq S_Q - \frac{2}{uu'}, \quad (71)$$

onde

$$S_Q \equiv E_Q(a, b) - E_Q(a, b') + E_Q(a', b) + E_Q(a', b'), \quad (72)$$

pode ser determinado a partir de (65), e onde

$$S' \equiv \eta \left[\frac{R'(b_{\perp}) - R'(b)}{R(a_{\perp}, b) + R(a_{\perp}, b_{\perp})} - \frac{R'(b'_{\perp}) - R'(b')}{R(a_{\perp}, b') + R(a_{\perp}, b'_{\perp})} + \frac{R'(b_{\perp}) - R'(b)}{R(a'_{\perp}, b) + R(a'_{\perp}, b_{\perp})} + \frac{R'(b'_{\perp}) - R'(b')}{R(a'_{\perp}, b') + R(a'_{\perp}, b'_{\perp})} \right]. \quad (73)$$

Devemos notar que ainda que seja necessário conhecer η (a eficiência quântica do detector da esquerda) para determinar S' , S' é na verdade independente de η .

Como ressaltamos antes, de acordo com o modelo realístico não local que estamos considerando, quando um dos detectores é removido as taxas de detecções isoladas dependem das orientações dos polarizadores I e II. Portanto, os dois $R'(b)$ que aparecem na expressão para S' , por exemplo, não precisam necessariamente ter o mesmo valor. O primeiro (segundo) é medido quando o pol.I está orientado paralelamente a $\vec{a}(\vec{a}')$.

Vemos que a relação (70) envolve apenas quantidades diretamente mensuráveis a partir da experiência da Fig. 12. Se o modelo realístico que está sendo discutido for correto, esta relação será satisfeita. Por outro lado, se a absorção de um fóton não é necessária para disparar a interação superluminal, devemos obter $S' = 0$, e como $|S_Q| > 2/(uu')$ para certos ângulos, a relação (70) pode ser violada.

Escolhendo o ângulo $(a, b) = \text{ângulo}(a', b) = \text{ângulo}(a', b') = (1/3) \text{ângulo}(a, b') = 22,5^\circ$, como na Fig. 5, vemos por meio de (71), usando os dados da ref.23 fornecidos ao final do cap.4, que neste caso S' tem que preencher a seguinte condição: ⁽²³⁾

$$S' \geq S_Q - \frac{2}{uu'} \approx 0,4, \quad (74)$$

em acentuada discordância com a previsão da mecânica quântica ($S' = 0$).

A experiência que acabamos de discutir torna possível testar: (1) a hipótese segundo a qual a detecção indireta, da mesma forma que a detecção direta, pode colocar um sistema num estado quântico definido e (2) a suposição segundo a qual a absorção

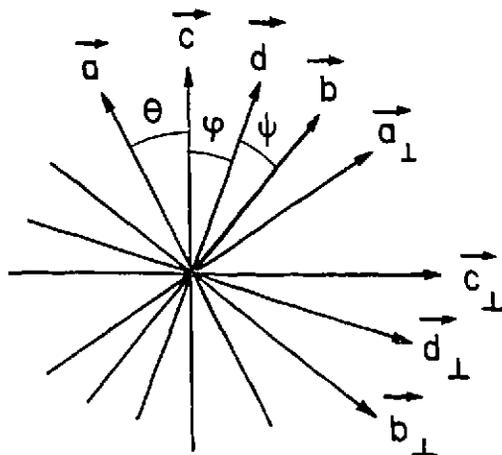
de um fóton de um par correlacionado dispara uma interação superluminal, responsável pelas propriedades não locais do estado emaranhado. Portanto, se a previsão usual da mecânica quântica for confirmada restarão duas alternativas principais. De um ponto de vista idealista, de alguma forma a intervenção da consciência do observador colocaria o sistema num estado definido. De um ponto de vista realístico não local, a divisão do primeiro fóton no polarizador dispararia a interação superluminal. A primeira possibilidade dificilmente pode ser considerada cientificamente satisfatória. A segunda, como mostraremos, também pode ser submetida a investigação experimental. Com respeito a este ponto, é importante notar que as experiências para testar as desigualdades de Bell nas quais placas de um quarto de onda foram colocadas em frente aos polarizadores não conseguiram evidenciar nenhuma correlação não clássica.⁽⁴⁸⁾ Como a ação da placa consiste em separar o feixe incidente em dois feixes com polarizações ortogonais que se propagam com velocidades diferentes, podemos conjecturar, mesmo levando em conta que os dois feixes não seguem caminhos diferentes, que essa separação poderia, pelo menos parcialmente, desemaranhar o estado de dois fótons, como na experiência da ref.(5), a ser discutida adiante. É possível, portanto, que estas experiências constituam a primeira evidência em favor do ponto de vista segundo o qual a divisão de um fóton de um par correlacionado dispara uma interação superluminal, sendo interessante tentar refazer tais experiências sob rigoroso controle das condições experimentais.

Apêndice 6

A desigualdade de Bell com a inserção de placas de um quarto de onda

Consideremos uma versão modificada da experiência representada na Fig. 4, na qual duas placas de um quarto de onda são intercaladas respectivamente entre S e o pol.I e entre S e o pol.II. O pol.I, o pol.II, a placa em frente ao pol.I e a placa em frente ao pol.II, respectivamente, estão orientados nas direções \vec{a} , \vec{b} , \vec{c} e \vec{d} , representadas na figura abaixo. Como vimos, o estado emaranhado de dois fótons pode ser representado por

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|R\rangle |R\rangle + |L\rangle |L\rangle). \quad (a.22)$$



Para o primeiro fóton, podemos escrever que

$$|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|c\rangle + i|c_\perp\rangle), \quad |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|c\rangle - i|c_\perp\rangle), \quad (a.23)$$

onde $|c\rangle$ ($|c_\perp\rangle$) indica um estado de polarização linear cujo plano de polarização é paralelo (perpendicular) ao eixo ótico da primeira placa. Para o segundo fóton, que se propaga em sentido oposto ao do primeiro,

$$|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|c\rangle - i|c_\perp\rangle), \quad |L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|c\rangle + i|c_\perp\rangle). \quad (a.24)$$

Vamos representar a ação da primeira placa de um quarto de onda como

$$|c\rangle, |c_{\perp}\rangle \xrightarrow{\lambda/4} |c\rangle, e^{i\frac{\pi}{2}}|c_{\perp}\rangle = i|c_{\perp}\rangle. \quad (a.25)$$

Aplicando (a.25) em (a.23), obtemos para o primeiro fóton

$$|R\rangle \xrightarrow{\lambda/4} \frac{1}{\sqrt{2}}(|c\rangle - |c_{\perp}\rangle) \quad (a.26)$$

e

$$|L\rangle \xrightarrow{\lambda/4} \frac{1}{\sqrt{2}}(|c\rangle + |c_{\perp}\rangle). \quad (a.27)$$

Para o segundo fóton podemos usar a relação

$$\begin{aligned} |c\rangle &= \cos\varphi|d\rangle - \text{sen}\varphi|d_{\perp}\rangle \\ |c_{\perp}\rangle &= \text{sen}\varphi|d\rangle + \cos\varphi|d_{\perp}\rangle \end{aligned} \quad (a.28)$$

e substituí-la em (a.24) para obtermos

$$|R\rangle = \frac{e^{-i\varphi}}{\sqrt{2}}(|d\rangle - i|d_{\perp}\rangle) \quad (a.29)$$

$$|L\rangle = \frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{2}}(|d\rangle + i|d_{\perp}\rangle).$$

Vamos representar a ação da segunda placa de um quarto de onda como

$$|d\rangle, |d_{\perp}\rangle \xrightarrow{\lambda/4} |d\rangle, e^{-i\frac{\pi}{2}}|d_{\perp}\rangle = -i|d_{\perp}\rangle. \quad (a.30)$$

Usando (a.30) em (a.29), obtemos para o segundo fóton

$$|R\rangle \xrightarrow{\lambda/4} \frac{e^{-i\varphi}}{\sqrt{2}}(|d\rangle - |d_{\perp}\rangle) \quad (a.31)$$

e

$$|L\rangle \xrightarrow{\lambda/4} \frac{e^{i\varphi}}{\sqrt{2}}(|d\rangle + |d_{\perp}\rangle). \quad (a.32)$$

Usando (a.26), (a.27), (a.31) e (a.32) em (a.22), vemos que, após a passagem pelas placas de um quarto de onda, os fótons se encontram no estado $|\psi'\rangle$ dado por

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \cos\varphi(|c\rangle|d\rangle + |c_{\perp}\rangle|d_{\perp}\rangle) + i \text{sen}\varphi(|c\rangle|d_{\perp}\rangle + |c_{\perp}\rangle|d\rangle) \right\} \quad (a.33)$$

A probabilidade P_{23} de encontrar ν_1 com polarização paralela a \vec{a} e ν_2 com polarização paralela a \vec{b} é dada, então, por

$$\begin{aligned}
 |(\langle b | \langle a |) | \psi' \rangle|^2 &= \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos \varphi (\cos \theta \cos \psi - \text{sen } \theta \text{ sen } \psi) + \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + i \text{sen } \varphi (\cos \theta \text{ sen } \psi - \text{sen } \theta \cos \psi) \right] \right|^2 = \quad (a.34) \\
 &= \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos \varphi \cos(\theta + \psi) - i \text{sen } \varphi \text{ sen}(\theta - \psi) \right] \right|^2 = \\
 &= \frac{1}{2} \left[\cos^2 \varphi \cos^2(\theta + \psi) + \text{sen}^2 \varphi \text{ sen}^2(\theta - \psi) \right].
 \end{aligned}$$

Vemos que, para $\varphi = 0$, $P_{23} = (1/2) \cos^2(a, b)$, como na experiência usual sem placas de um quarto de onda. Portanto, pela escolha adequada das direções \vec{a} , \vec{b} , \vec{a}' e \vec{b}' , deveria ser possível observar violações da desigualdade de Bell, de acordo com o formalismo quântico.

CAPÍTULO 10

DISCUSSÃO DE EXPERIÊNCIAS COMBINADAS DE NÃO LOCALIDADE E DE DUALIDADE ONDA-PARTÍCULA

Veremos agora que do ponto de vista do realismo não local é razoável supor que em certas circunstâncias um estado emaranhado de dois fótons possa ser transformado num estado desemaranhado. Para isto, consideremos a experiência representada na Fig. 13. Para fazer previsões neste caso algumas suposições extras são necessárias. Precisamos saber se a passagem do primeiro fóton de um par correlacionado através de um polarizador está ligada a um processo reversível ou irreversível, isto é, se após esta passagem o que vier a acontecer a qualquer um dos fótons distantes poderá ou não influenciar o outro. Para esclarecer este ponto vamos discutir inicialmente a experiência simples representada na Fig. 14. As distâncias entre a fonte e os polarizadores são

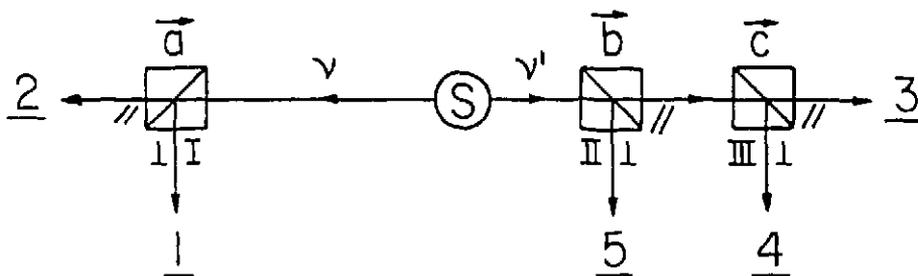


Fig. 14. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). $L_1 > L_3$, onde $L_1(L_3)$ é a distância do pol.I(III) à fonte.

estabelecidas de forma a que tenhamos certeza de que ν' alcançará o pol.III antes de ν atingir o pol.I. (Se ν' é identificado com o fóton ν_1 da experiência de AGR,⁽²³⁾ temos certeza disso. Se ele é identificado com ν_2 , emitido mais ou menos 5 ns mais tarde, as distâncias podem ser estabelecidas de forma a que se tenha quase certeza.). Neste

caso, se ν' é detectado em $\mathfrak{3}$, é razoável supor que ν atingirá o pol.I num estado de polarização paralela a \vec{b} , já que ν' passou através do pol.II antes de alcançar o pol.III. De fato, vimos que o estado de dois fótons é invariante por rotações e pode, portanto, ser representado por

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b\rangle|b\rangle + |b_{\perp}\rangle|b_{\perp}\rangle). \quad (75)$$

Após a passagem pelo pol.II o estado pode ser representado por

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b\rangle|b\rangle + |b_{\perp}\rangle|\bar{5}\rangle). \quad (76)$$

Como

$$\begin{cases} |b\rangle = \cos(b, c)|c\rangle + \sin(b, c)|c_{\perp}\rangle \\ |b_{\perp}\rangle = -\sin(b, c)|c\rangle + \cos(b, c)|c_{\perp}\rangle, \end{cases} \quad (77)$$

$|\psi'\rangle$ pode ser reescrito como

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos(b, c)|b\rangle|c\rangle + \sin(b, c)|b\rangle|c_{\perp}\rangle + |b_{\perp}\rangle|\bar{5}\rangle \right]. \quad (78)$$

Após a passagem de ν' pelo pol.III, temos

$$|\psi''\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos(b, c)|b\rangle|\mathfrak{3}\rangle + \sin(b, c)|b\rangle|\mathfrak{4}\rangle + |b_{\perp}\rangle|\bar{5}\rangle \right]. \quad (79)$$

Portanto, como era de se esperar, a mecânica quântica nos diz que, sempre que ν' é detectado em $\mathfrak{3}$, ν atinge o pol.I num estado de polarização paralela a \vec{b} . Naturalmente, pelo menos para o caso em que os pacotes fotônico e vazio que emergem do pol.I não se recombinam, a seguinte conclusão geral pode ser tirada.

- (c) O que acontece a qualquer um dos pacotes fotônicos após o processo descrito em (b) não afeta o outro pacote fotônico distante.

No caso em que os pacotes fotônico e vazio se recombinam, como na experiência da Fig. 13, a conclusão (c) não é mais válida, de acordo com a interpretação usual do

formalismo quântico. Representando o estado inicial por (75), após a passagem pelo pol.II o estado de dois fótons pode ser representado por

$$|\psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b\rangle |b, \vec{k}\rangle + i|b_{\perp}\rangle |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle), \quad (80)$$

onde o mesmo procedimento utilizado em (36) foi usado. A ação dos espelhos é dada por (37), o que nos fornece

$$|\psi''\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b\rangle |b, \vec{k}'\rangle + i|b_{\perp}\rangle |b_{\perp}, \vec{k}\rangle). \quad (81)$$

A ação do divisor de feixe é dada por (38), o que nos fornece

$$|\psi'''\rangle = \frac{i}{2}(|b\rangle |b, \vec{k}\rangle + |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}, \vec{k}\rangle) + \frac{1}{2}(|b\rangle |b, \vec{\nu}\rangle - |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}, \vec{\nu}\rangle). \quad (82)$$

Vemos que quando ν' incide sobre o pol.III o sistema se encontra no mesmo estado emaranhado inicial (75). Usando (77) vemos que

$$|b\rangle |b, \vec{k}\rangle + |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}, \vec{k}\rangle = |c\rangle |c, \vec{k}\rangle + |c_{\perp}\rangle |c_{\perp}, \vec{k}\rangle, \quad (83)$$

o que era de se esperar, já que o estado é invariante por rotações em torno de z . Substituindo (83) em (82) vemos que, sempre que ν' é detectado em $\underline{3}(\underline{4})$, ν é colocado num estado de polarização paralela (perpendicular) a \vec{c} .

Numa tentativa de se manter completa concordância com as previsões usuais da mecânica quântica poderíamos supor que (c) não se aplica quando os pacotes fotônico e vazio são recombinados. Esta suposição, porém, não é suficiente para produzir a concordância desejada, como pode ser visto a partir da experiência representada na Fig. 15. De acordo com a abordagem usual, quando o espelho RM é removido, deixando o caminho 3 livre, $(P_{24})_Q$ (RM removido) = 0, onde P_{24} é a probabilidade de detectar ν em $\underline{2}$ e ν' em $\underline{4}$. Este resultado, que pode ser facilmente derivado a partir do formalismo quântico, pode ser inferido do fato de que o estado de correlação é tal que ν e ν' devem ser encontrados no mesmo estado de polarização. Na verdade, de acordo com o formalismo quântico, a ordem de chegada dos fótons aos polarizadores, ou a ordem das

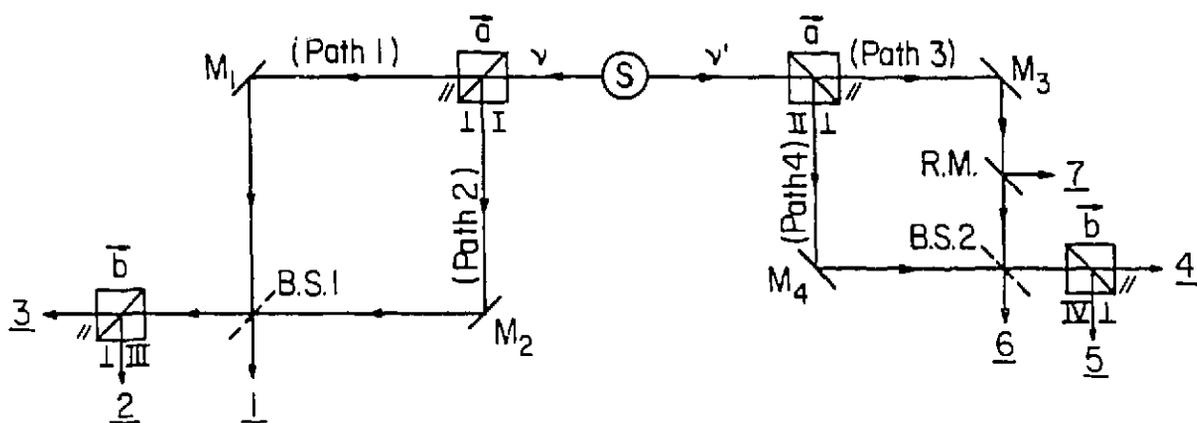


Fig. 15. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). Os interferômetros são concebidos de forma a termos a luz incidindo no pol.III (IV) no mesmo estado de polarização em que se encontrava ao incidir sobre o pol.I (II). As distâncias são estabelecidas de forma a termos ν alcançando o pol.I antes de ν' ter atingido o pol.II, e ν' alcançando o pol.IV antes de ν ter atingido o pol.III. RM é um espelho removível, o que nos permite realizar dois tipos de experiências: com RM no lugar e com RM removido.

detecções é irrelevante. Portanto, pelo mesmo raciocínio que nos levou a (82) e (83), podemos concluir que, quando ν' é detectado em $\underline{4}$, ν incide sobre o pol.I num estado de polarização paralela a \vec{b} (estamos supondo que ν' seja detectado antes de ν atingir o pol.I). A passagem pelo interferômetro faz com que ν incida sobre o pol.III no mesmo estado paralelo a \vec{b} .

De acordo com a abordagem realística, podemos considerar a situação na qual um pacote fotônico segue o caminho 2 e um pacote vazio o caminho 1. De acordo com (b), ν' incidirá sobre o pol.II num estado de polarização perpendicular a \vec{a} , em consequência, nenhuma onda vazia se propagará ao longo do caminho 3. Logo, quando ν segue o caminho 2 é irrelevante o fato do caminho 3 estar bloqueado ou não, já que não há nenhuma onda vazia se propagando ao longo do caminho 3 para ser recombinada com

a onda fotônica que se propaga ao longo do caminho 4. Mas se o caminho 3 estiver bloqueado — e estamos vendo que tudo se passa como se ele de fato estivesse — a mesma conclusão (c), derivada da experiência da Fig. 14, seria válida.

Uma linha de raciocínio similar pode ser seguida quando ν segue o caminho 1. Portanto, supondo que as previsões realísticas e quânticas coincidam quando os caminhos estão bloqueados, de acordo com o realismo teríamos $(P_{24})_R$ (RM removido) = $(P_{24})_R$ (caminho 3 bloqueado) + $(P_{24})_R$ (caminho 4 bloqueado) = $(P_{24})_Q$ (caminho 3 bloqueado) + $(P_{24})_Q$ (caminho 4 bloqueado) $\neq 0$, em total discordância com o resultado quântico.

Já que na experiência que acabamos de discutir não há nenhuma onda vazia que possa ser recombinada com a onda fotônica no interferômetro da direita, ela em princípio poderia ser usada para testar o realismo não local mesmo supondo que a hipótese (c) não seja mais válida quando as ondas fotônica e vazia se recombinam. Na prática, porém, algumas questões podem ser levantadas. Discutimos uma situação ideal, sem levar em conta que os fótons na verdade nunca estão perfeitamente correlacionados, que os polarizadores sempre exibem certo grau de imperfeição e que, em consequência, a situação na qual nenhuma onda vazia se propaga ao longo do caminho 3 nunca se realiza na prática. Numa situação concreta qual o grau de correlação entre ν e ν' após a recombinação das ondas? A rigor, do ponto de vista do realismo e considerando nosso conhecimento atual, uma questão desse tipo só pode ser respondida por meio da experiência. No entanto, algumas inferências são possíveis. Podemos modificar a experiência da Fig. 15, variando a orientação relativa dos pol. I e II. Dessa forma as intensidades das ondas fotônica e vazia nos braços do interferômetro da direita podem ser variadas. Se os resultados usuais da mecânica quântica ainda forem observados, poderemos concluir que a intensidade relativa dessas ondas não influencia esses resultados. Porém, a intensidade relativa também pode ser variada se colocarmos um absorvedor variável sobre um dos braços do interferômetro e mantivermos as orientações iniciais (porém diferentes) dos polarizadores. Neste caso, devemos obter resultados diferentes

dos anteriores. Por exemplo, se ν' for detectado num estado de polarização paralela a \vec{b} , ν não será colocado no mesmo estado, o que contraria a conclusão anterior de que a intensidade relativa não joga nenhum papel.

Uma possível saída para o impasse, se ainda quisermos reproduzir as previsões quânticas, consiste em imaginar um modelo ainda mais complicado, no qual um sinal superluminal segue o caminho de volta ao longo dos braços do interferômetro. Os resultados seriam afetados por tudo aquilo que os sinais encontrassem no seu caminho de volta. Por exemplo, um sinal pode incidir sobre um absorvedor ou não, dependendo da experiência que estiver sendo realizada, e isto modificará o resultado experimental. Um pouco de reflexão nos convencerá de que o sinal, ainda que se propagando com velocidade superior à da luz, teria que ser dotado de propriedades similares em muitos aspectos às das ondas eletromagnéticas usuais para termos os resultados da mecânica quântica. Em princípio esta possibilidade poderia ser testada por meio de células de Pockels colocadas nos caminhos dos fótons, por exemplo, de tal forma que os fótons pudessem passar, enquanto o sinal que segue o caminho de volta fosse bloqueado. Uma experiência semelhante, na qual os caminhos seguidos pelos fótons são interceptados por intensos feixes de lasers, foi proposta.⁽⁴⁹⁾ A experiência da ref.(30), que emprega interruptores acusto óticos, ainda que não tenha sido concebida com essa finalidade, poderia esclarecer este ponto. Essa experiência, porém, não poderia ser considerada conclusiva, pois sempre podemos imaginar que o sinal superluminal segue em sentido contrário a trilha deixada pelo fótons, não sendo influenciado pelos interruptores. Tanto no caso de interruptores acusto óticos, como no de células de Pockels, a interrupção não é completa. Uma experiência mais simples e conceitualmente mais satisfatória, e que seria interessante realizar, consiste em colocar uma célula de Faraday no caminho seguido por ν' . Como neste caso o sentido de rotação do plano de polarização não depende da direção de propagação da luz incidente, resultados diferentes dos previstos pela mecânica quântica seriam obtidos sempre que ν' fosse detectado antes de ν atingir o pol.I (supondo-se que o possível sinal superluminal tivesse de fato propriedades similares

às das ondas eletromagnéticas usuais). De um ponto de vista prático, esta experiência tem a vantagem de não necessitar de nenhum tipo de interruptor.

A digressão acima teve por objetivo mostrar que mesmo hipóteses mais complicadas são em princípio testáveis. Porém, de um ponto de vista conceitual, parece mais consistente supor que (c) continua válida mesmo quando as ondas fotônica e vazia se recombinaem. Em outras palavras, após o processo descrito em (b) o sistema de dois fótons deve se encontrar num estado desemaranhado que não pode ser transformado novamente num estado emaranhado. Esta possibilidade está mais próxima do conceito de colapso do vetor de estado, na medida em que este pode ser visto como um processo irreversível. Numa abordagem realística, porém, o ato de desemaranhar um sistema é um fato objetivo, seja ele observado ou não. As consequências disso serão discutidas em detalhe no próximo capítulo.

CAPÍTULO 11

UMA PROPOSTA PARA TESTAR O REALISMO NÃO LOCAL^(5,34)

Consideremos a experiência representada na Fig. 13. Iremos supor que a correlação e os polarizadores sejam perfeitos, mas levaremos em conta que nem todos os fótons são coletados e que os detectores estão longe de serem ideais. Isto não implicará em nenhuma restrição essencial às nossas conclusões, já que os polarizadores disponíveis e os estados correlacionados observados para os ângulos usualmente subtendidos pelas lentes coletoras estão muito próximos do ideal. Além disso, a abordagem realística fornece resultados que estão em acentuada discordância com a interpretação usual da mecânica quântica.

Duas situações diferentes serão examinadas. Na primeira, as distâncias entre a fonte e os polarizadores são tais que o fóton ν incide sobre o pol.I *antes* que ν' tenha alcançado o pol.II. O interferômetro é concebido de forma a que ν' incida sobre o pol.III no mesmo estado de polarização no qual se encontrava ao incidir sobre o pol.II. Vamos calcular as probabilidades P_{23} e P_{24} de detecções coincidentes. O resultado quanto mecânico pode ser obtido de uma maneira simples e direta, a qual, em consequência da suposição (b), também é válida para a abordagem realística. Seja $f(f')$ a probabilidade de $\nu(\nu')$ ser coletado no sistema colimador esquerdo (direito); seja $\eta(\eta')$ a eficiência dos detectores da esquerda (direita), e seja $g'(g)$ a probabilidade de $\nu'(\nu)$ ser coletado no sistema colimador da direita (esquerda) se $\nu(\nu')$ penetrou no sistema colimador da esquerda (direita). Pela expressão (9) vemos que a probabilidade de ν ser transmitido no pol.I é $1/2$; ν' é então colocado num estado de polarização paralela a \vec{a} . Como a probabilidade de ν' atingir o pol.III é $1/2$, segue-se que:

$$(P_{23})_Q = (P_{23})_R = \frac{1}{4} \eta \eta' f g' \cos^2(a, c) \quad (84a)$$

e

$$(P_{24})_Q = (P_{24})_R = \frac{1}{4} \eta \eta' f g' \sin^2(a, c) . \quad (84b)$$

Logo:

$$\left(\frac{P_{24}}{P_{23}}\right)_Q = \left(\frac{P_{24}}{P_{23}}\right)_R = \left(\frac{R_{24}}{R_{23}}\right) = \operatorname{tg}^2(a, c), \quad (85)$$

onde R_{23} e R_{24} são taxas de detecções.

Do ponto de vista do realismo o resultado anterior também pode ser obtido se introduzirmos explicitamente as variáveis ocultas. Seja $\rho(\lambda) d\lambda$ a probabilidade de ν e ν' se encontrarem num estado de variáveis ocultas compreendido entre λ e $\lambda + d\lambda$.

Logo,

$$\int \rho(\lambda) d\lambda = 1. \quad (86)$$

Se $p(\lambda, a)$ é a probabilidade de ν ser transmitido no pol.I quando ele alcança o polarizador no estado λ e este está orientado na direção \vec{a} , devemos ter

$$\int p(\lambda, a) \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2}. \quad (87)$$

De acordo com a suposição (b) e usando a lei de Malus, a probabilidade de se encontrar ν e ν' com polarizações paralelas a \vec{a} e \vec{b} , respectivamente, quando os fótons emergem da fonte no estado λ é

$$p(\lambda, a, b) = \eta\eta' fg' p(\lambda, a) \cos^2(a, b). \quad (88)$$

Para o caso da experiência representada na Fig. 4, vemos, usando (87) e (88), que a probabilidade total de encontrarmos ν e ν' com polarizações paralelas a \vec{a} e \vec{b} , respectivamente, é

$$P(a, b) = \int p(\lambda, a, b) \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{2} \eta\eta' fg' \cos^2(a, b), \quad (89)$$

em concordância com a previsão da mecânica quântica.

No caso da experiência representada na Fig. 13, quando ν atinge o pol.I *antes* de ν' ter alcançado o pol.II, a probabilidade de ν ser detectado em 2 e ν' seguir o caminho 1, para um dado estado λ , é dada por (88) sem o fator η' . (Do ponto de vista do realismo, ν' não "sabe" que o pol.II é um elemento de um interferômetro, e só pode se comportar como numa experiência usual realizada para testar as desigualdades de Bell, isto é, deve

seguir ou o caminho 1 ou o caminho 2.) O pacote fotônico que segue o caminho 1 se recombina com o pacote vazio que segue o caminho 2 no divisor de feixe B.S.. Como estamos apenas decompondo a luz em componentes ortogonais no pol.I e recombinação as componentes em B.S., feixes igualmente intensos emergem de B.S.. A probabilidade de ν' ser refletido no divisor de feixe é então dada por $1/2$, de acordo com a hipótese (a). ν' atingirá então o pol.III no mesmo estado de polarização em que se encontrava ao incidir sobre o pol.II, isto é, paralelo a \vec{a} . Neste caso, a probabilidade de ν' seguir a direção $\underline{3}$ é $\cos^2(a, c)$. Portanto, usando (87) e (88), a probabilidade de ν ser detectado em $\underline{2}$ e de ν' , tendo seguido o caminho 1, ser detectado em $\underline{3}$ é dada por

$$\frac{1}{2} \eta \eta' f g' \int p(\lambda, a) \cos^2(a, b) \cos^2(a, c) \rho(\lambda) d\lambda = \frac{1}{4} \eta \eta' f g' \cos^2(a, b) \cos^2(a, c) . \quad (90a)$$

Usando um raciocínio similar, podemos mostrar que a probabilidade de ν ser detectado em $\underline{2}$ e de ν' , tendo seguido o caminho 2, ser detectado em $\underline{3}$ é dada por

$$\frac{1}{4} \eta \eta' f g' \sin^2(a, b) \cos^2(a, c) . \quad (90b)$$

Somando (90a) e (90b) (já que, numa interpretação realística, elas representam duas possibilidades mutuamente exclusivas), obtemos (84a). Da mesma maneira podemos obter (84b) e chegar a (85).

Na segunda situação a ser examinada, as distâncias entre a fonte e os polarizadores são estabelecidas de forma a termos ν incidindo sobre o pol.I após ν' ter incidido sobre o pol.II. Do ponto de vista usual não deve haver nenhuma diferença essencial entre esta situação e a primeira. De fato, vemos por (82) e (83) que a probabilidade de ν' ser detectado em $\underline{3}$ é $(1/4) \eta' f'$ e que, neste caso, ν é colocado num estado de polarização paralela a \vec{c} . A probabilidade de ν ser então detectado em $\underline{2}$ é $\eta g \cos^2(a, c)$. Logo, $(P'_{23})_Q = (1/4) \eta \eta' f' g \cos^2(a, c)$. Da mesma forma podemos calcular $(P'_{24})_Q$. Portanto,

$$(P'_{23})_Q = \frac{1}{4} \eta \eta' f' g \cos^2(a, c) \quad (91a)$$

e

$$(P'_{24})_Q = \frac{1}{4} \eta \eta' f' g \sin^2(a, c), \quad (91b)$$

o que nos fornece

$$\left(\frac{P'_{24}}{P'_{23}}\right)_Q = \left(\frac{P_{24}}{P_{23}}\right)_Q = \left(\frac{R_{24}}{R_{23}}\right) = tg^2(a, c). \quad (92)$$

Por outro lado, se a suposição (c) é correta, estamos diante de uma nova situação. Seja $A(b, c)[B(b, c)]$ a probabilidade de ν' ir do pol.II no detector 3 seguindo o caminho 1(2). Somando-se as probabilidades que podem ser obtidas fazendo-se uso de (b) e (c), obtemos

$$(P'_{23})_R = \eta \eta' f' g [A(b, c) \cos^2(a, b) + B(b, c) \sin^2(a, b)], \quad (93a)$$

já que ν é colocado num estado paralelo (perpendicular) a \vec{b} quando ν' é transmitido (refletido) no pol.II. Da mesma forma, seja $A'(b, c)[B'(b, c)]$ a probabilidade de ν' ir do pol.II ao detector 4 seguindo o caminho 1(2). Logo,

$$(P'_{24})_R = \eta \eta' f' g [A'(b, c) \cos^2(a, b) + B'(b, c) \sin^2(a, b)]. \quad (93b)$$

Como a luz que incide sobre o pol.III está num estado totalmente não polarizado, então:

$$A(b, c) + B(b, c) = A'(b, c) + B'(b, c). \quad (94)$$

As fórmulas (93a,b) estão em conflito com (91a,b). Em particular, quando ângulo $(a, b) = 45^\circ$, usando (94) obtemos:

$$\left(\frac{P'_{24}}{P'_{23}}\right)_R = \left(\frac{R'_{24}}{R'_{23}}\right) = 1, \quad (95)$$

independente do ângulo (a, c) e em total discordância com (92).

A obtenção dos mesmos resultados usando variáveis ocultas permite-nos ter uma visão mais clara da abordagem realística. A probabilidade de ν' atingir o pol.II e seguir

o caminho 1 é dada por $f'p(\lambda, b)$, quando ν' se encontra no estado λ . A probabilidade de ν' ser então refletido em B.S. é $1/2$. Como antes, os pacotes que emergem do divisor de feixe se recombinaem e ν' incide sobre o pol.III no mesmo estado em que se encontrava ao atingir o pol.II, isto é, num estado de variáveis ocultas λ (a rigor, pode ser qualquer estado $\lambda'(\lambda)$, contanto que a condição (100) seja satisfeita). Neste caso, a probabilidade de ν' seguir a direção $\underline{3}$ é $p(\lambda, c)$. Logo, a probabilidade de ν ser detectado em $\underline{2}$ e de ν' ser detectado em $\underline{3}$, tendo seguido o caminho 1, é dada por

$$\eta\eta' f'g A(b, c) \cos^2(a, b) , \quad (96)$$

já que agora, de acordo com (b), antes de atingir o pol.I, ν é colocado no mesmo estado de polarização no qual ν' foi colocado ao passar pelo pol.II, isto é, paralelo a \vec{b} , e onde

$$A(b, c) = \frac{1}{2} \int p(\lambda, b) p(\lambda, c) \rho(\lambda) d\lambda . \quad (97)$$

Por meio de um raciocínio similar, é fácil mostrar que a probabilidade de ν ser detectado em $\underline{2}$ e ν' ser detectado em $\underline{3}$, tendo seguido o caminho 2, é dada or

$$\eta\eta' f'g B(b, c) \sin^2(a, b) , \quad (98)$$

onde

$$B(b, c) = \frac{1}{2} \int [1 - p(\lambda, b)] p(\lambda, c) \rho(\lambda) d\lambda . \quad (99)$$

Somando (96) e (98) obtemos (93a). Vemos, ainda, usando (87), que

$$A(b, c) + B(b, c) = \frac{1}{4} , \quad (100)$$

como deveria ser, já que $1/4$ da intensidade da luz que chega ao interferômetro segue a direção $\underline{3}$. A expressão (93b) pode ser obtida da mesma forma, sendo que

$$A'(b, c) = \frac{1}{2} \int p(\lambda, b) [1 - p(\lambda, c)] \rho(\lambda) d\lambda \quad (101)$$

e

$$B'(b, c) = \frac{1}{2} \int [1 - p(\lambda, b)] [1 - p(\lambda, c)] \rho(\lambda) d\lambda . \quad (102)$$

Usando (86) e (87), vemos que

$$A'(b, c) + B'(b, c) = \frac{1}{4} , \quad (103)$$

como deveria ser. Vemos, ainda, que

$$A = B' \quad , \quad B = A' , \quad (104)$$

como deveria ser, já que devemos ter $P'_{23} + P'_{24} = (1/4) \eta\eta' f'g$. Vemos que as fórmulas (93a,b), (97), (99), (101) e (102) nos fornecem um instrumento para testar diferentes modelos não locais de variáveis ocultas. As expressões (93a,b), porém, são válidas para quaisquer teorias realísticas não locais que satisfaçam as suposições (a), (b) e (c), independente das expressões particulares que $A(b, c)$ e $B(b, c)$ possam ter em função do ângulo (b, c) .

Apêndice 7

Dois modelos simples de variáveis ocultas não locais

A título de exemplo, vamos discutir dois modelos simples de variáveis ocultas e suas previsões para a experiência proposta na Fig. 13. Apesar do termo *variável oculta*, nenhum parâmetro suplementar será introduzido, isto é, vamos supor que os possíveis estados em que um fóton pode ser encontrado são os estados usuais já conhecidos.

Usando (100), e levando em conta que $P'_{23} + P'_{24} = (1/4) \eta \eta' f' g$, podemos reescrever (93a) como

$$\frac{P'_{23}}{P'_{23} + P'_{24}} = 4A \cos^2(a, b) + (1 - 4A) \sin^2(a, b) = \frac{1}{2} + \left(4A - \frac{1}{2}\right) \cos 2(a, b) . \quad (a.35)$$

Notemos que, de acordo com o formalismo usual, devemos ter

$$\left(\frac{P'_{23}}{P'_{23} + P'_{24}} \right)_Q = \cos^2(a, c) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos 2(a, c) . \quad (a.36)$$

1º modelo: Vamos supor que os fótons sempre sejam emitidos em estados de polarização circular, havendo iguais probabilidades de que sejam emitidos com polarização circular à direita ou à esquerda. Nesse caso, $p(\lambda, b) = p(\lambda, c) = 1/2$, e a integral em (97) é substituída por um somatório com apenas dois termos. Logo, $A = 1/8$ e, de acordo com (a.35),

$$\frac{P'_{23}}{P'_{23} + P'_{24}} = \frac{1}{2} , \quad (a.37)$$

quaisquer que sejam as orientações de \vec{a} , \vec{b} e \vec{c} .

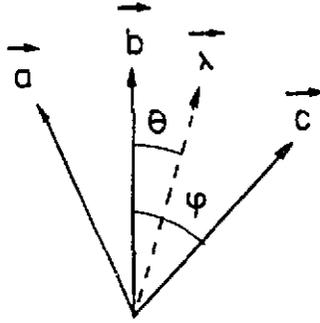
2º modelo: Vamos supor que os fótons sejam emitidos em estados de polarização linear, todas as orientações sendo igualmente prováveis. A variável λ nesse caso indica a direção de polarização. Temos, então, pela figura,

$$\rho(\lambda) d\lambda = \frac{d\theta}{2\pi}, \quad (a.38)$$

$$p(\lambda, b) = \cos^2 \theta \quad (a.39)$$

e

$$p(\lambda, c) = \cos^2(\varphi - \theta). \quad (a.40)$$



Logo, de acordo com (97),

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{4\pi} \left\{ \cos^2 \varphi \int_0^{2\pi} \cos^4 \theta d\theta + \sin^2 \varphi \int_0^{2\pi} \cos^2 \theta \sin^2 \theta d\theta + \right. \\ &\quad \left. + 2 \cos \varphi \sin \varphi \int_0^{2\pi} \cos^3 \theta \sin \theta d\theta \right\} = \\ &= \frac{3}{16} \cos^2 \varphi + \frac{1}{16} \sin^2 \varphi = \frac{1}{16} (1 + 2 \cos^2 \varphi) \end{aligned} \quad (a.41)$$

Substituindo este resultado em (a.35) obtemos

$$\frac{P'_{23}}{P'_{23} + P'_{24}} = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \cos 2(a, b) \cos 2(b, c). \quad (a.42)$$

Notemos ainda que, de acordo com (93a), podemos escrever que

$$(P'_{23})_R = \eta\eta' f'g \{ B(b, c) + [A(b, c) - B(b, c)] \cos^2(a, b) \} . \quad (a.43)$$

Logo, se $A > B$, P'_{23} terá um máximo (mínimo) para $\vec{a} \parallel \vec{b} (\vec{a} \perp \vec{b})$, e se $A < B$, P'_{23} terá um máximo (mínimo) para $\vec{a} \perp \vec{b} (\vec{a} \parallel \vec{b})$, qualquer que seja o modelo de variáveis ocultas adotado. Por outro lado, de acordo com (91a), P'_{23} terá um máximo (mínimo) para $\vec{a} \parallel \vec{c} (\vec{a} \perp \vec{c})$.

CAPÍTULO 12

OUTRAS POSSÍVEIS COMPARAÇÕES ENTRE O REALISMO NÃO LOCAL E A INTERPRETAÇÃO USUAL DA MECÂNICA QUÂNTICA⁽³⁴⁾

Poderíamos definir a nossa abordagem como estando baseada numa espécie de *realismo fenomenológico*. Partimos da idéia de que existe uma realidade objetiva externa, mas nenhuma representação detalhada dessa realidade é tentada. Algumas propriedades dessa realidade são inferidas a partir de resultados de experiências já realizadas, ou de versões ligeiramente modificadas dessas experiências, e cujos resultados são previsíveis com uma grande dose de confiança. Existem situações, porém, para as quais as previsões do realismo não local não podem ser totalmente estabelecidas por falta de dados experimentais suficientes. Em outras palavras, as hipóteses (a), (b) e (c) não nos permitem tratar todas as situações possíveis que envolvam polarizadores e interferômetros. A experiência representada na Fig. 16, por exemplo, levanta algumas questões curiosas e interessantes.

A primeira coisa que devemos verificar, é se o divisor de feixe (B.S.1) altera de alguma forma a correlação entre ν e ν' . Isto pode ser feito colocando-se um polarizador no caminho 2 e substituindo-se os espelhos M_1 e M_2 por detectores. Suponhamos que a experiência confirme a previsão usual segundo a qual a correlação não é modificada nem quando ν' é transmitido nem quando ν' é refletido em B.S.1. Do ponto de vista do realismo isso significa que a suposição (b) continua válida neste caso. Podemos então remover o pol.II e considerar um interferômetro que faça com que ν' seja sempre detectado em 4, como na experiência representada na Fig. 9. Podemos imaginar então a seguinte situação: o pacote de ondas de ν' incide sobre B.S.1 e é dividido num pacote fotônico e num pacote vazio; depois disso, ν é colocado num estado definido de polarização ao passar pelo pol.I. De acordo com (b), ν' é então colocado no mesmo estado de polarização de ν . Neste caso, o que acontece com o pacote vazio que se propaga pelo outro caminho? Existem duas possibilidades. Se ele não é colocado no mesmo estado de

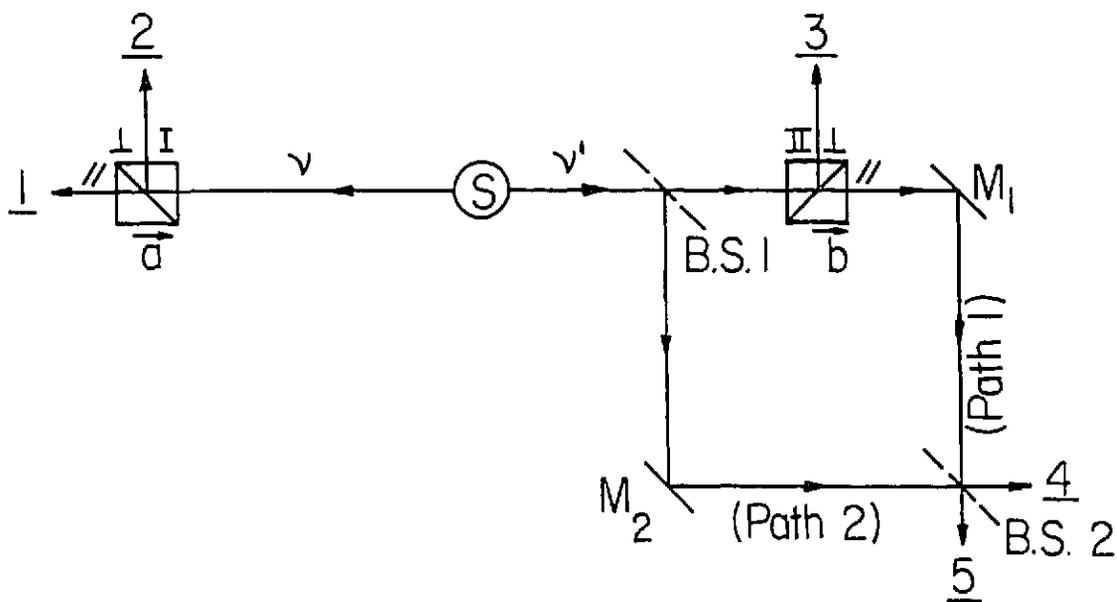


Fig. 16. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados. O interferômetro é concebido de forma a que a luz que segue a direção $\bar{5}$ se encontre num estado de polarização perpendicular a \bar{b} .

polarização em que se encontra o pacote fotônico associado a ν' , decorre de (a) que ν' pode ser detectado em $\bar{5}$, uma vez que não ocorrerá interferência totalmente destrutiva nesta direção. Poderíamos ter então comunicação superluminal, já que pela simples leitura do detector em $\bar{5}$ seria possível concluir se ν passou por um polarizador ou não. Por outro lado, se o pacote vazio é colocado no mesmo estado de polarização do pacote fotônico, a possibilidade de comunicação superluminal é afastada. Suponhamos que, como era de se esperar, a segunda possibilidade seja confirmada. Podemos então examinar a experiência tal como está representada na Fig. 16. O interferômetro é concebido de forma a termos as componentes paralelas do feixe incidente que seguem a direção $\bar{4}$ ($\bar{5}$) via caminhos 1 e 2, respectivamente, interferindo construtivamente (destrutivamente). A componente perpendicular que atinge B.S.2 via caminho 2 é distribuída igualmente nas direções $\bar{4}$ e $\bar{5}$. Portanto, o fóton ν' que segue a direção $\bar{5}$ é sempre encontrado num estado de polarização perpendicular a \bar{b} . Vamos considerar a seguinte situação: ν' incide

sobre B.S.1 e é refletido, isto é, um pacote fotônico segue o caminho 2 e um pacote vazio o caminho 1; o pacote vazio é então dividido no pol.II: depois disso, ν incide sobre o pol.I e é refletido. ν' é então colocado num estado de polarização perpendicular a \vec{a} . Para simplificar o raciocínio, vamos considerar o caso em que $\vec{a} = \vec{b}$. Como os feixes que seguem os caminhos 1 e 2 estão em estados de polarização paralela e perpendicular a \vec{b} , respectivamente, ao se recombinarem em B.S.2 haverá uma probabilidade não nula de ν' ser encontrado em $\bar{5}$ em um estado de polarização que não seja perpendicular a \vec{b} , de acordo com (a). Como no caso anterior, poderíamos ter comunicação superluminal, já que, pela simples observação do estado de polarização do fóton encontrado em $\bar{5}$, seria possível concluir se ν passou por um polarizador ou não. Naturalmente, este raciocínio pode ser estendido ao caso em que $\vec{a} \neq \vec{b}$.

Uma alternativa seria supor que a passagem de ν pelo pol.I modifica não só o estado de ν' , mas também o estado das ondas vazias que já atravessaram o pol.II, de tal forma que tudo acontece como se ν' já se encontrasse num estado de polarização perpendicular a \vec{a} antes mesmo de atingir B.S.1. No nosso exemplo, no qual $\vec{a} = \vec{b}$, a amplitude do pacote vazio que segue o caminho 1, e que já tivesse ultrapassado o polarizador, cairia derrepente a zero. Numa situação mais geral, na qual $\vec{a} \neq \vec{b}$, a amplitude teria que ser modificada de maneira apropriada, de forma a assegurar que ν' sempre fosse encontrado em $\bar{5}$ num estado de polarização perpendicular a \vec{b} .

Entre as diferentes alternativas discutidas, umas podem parecer mais razoáveis do que outras, a rigor, porém, do ponto de vista do realismo, somente a experiência pode responder qual das alternativas é a correta.

Uma experiência interessante, e que consiste numa versão mais elaborada da experiência da Fig. 16, está representada na Fig. 17. Vamos representar o estado de dois fótons pelo ket

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b, \vec{k}_1\rangle |b, \vec{k}_2\rangle + |b_\perp, \vec{k}_1\rangle |b_\perp, \vec{k}_2\rangle), \quad (105)$$

onde $|b, \vec{k}_i\rangle$ ($|b_\perp, \vec{k}_i\rangle$) representa um fóton num estado de polarização linear paralela

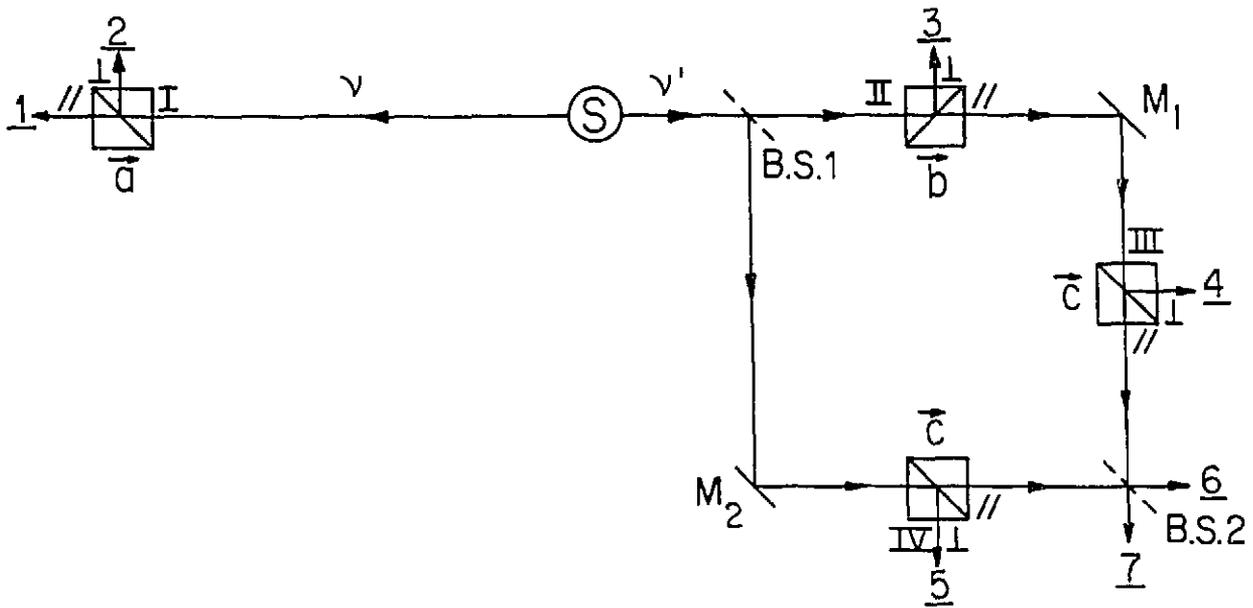


Fig. 17. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados (ν, ν'). O interferômetro é idealizado de forma a que a luz que nele incide num estado de polarização paralela a \vec{b} e segue a direção $\hat{g}(7)$ interfira construtivamente (destrutivamente). ν' é detectado antes de ν alcançar o pol.I.

(perpendicular) a \vec{b} e de momento linear $\hbar\vec{k}_i$. O interferômetro é idealizado de forma a termos a luz que incide no interferômetro num estado de polarização paralela a \vec{b} e segue a direção $\hat{g}(7)$ interferindo construtivamente (destrutivamente); o que sempre pode ser realizado por meio de deslocadores de fase (não representados na figura). Como veremos, a interpretação usual do formalismo quântico não preenche certos requisitos aparentemente razoáveis do ponto de vista da intuição física. Por outro lado, esses requisitos podem ser satisfeitos pela nossa abordagem realística.

Vamos examinar a situação na qual ν atinge o pol.I após ν' ter sido detectado em 7. Devemos lembrar que o termo detecção deve ser entendido num sentido amplo, já que na detecção indireta não é necessário que se tenha um click no detector para que ocorra detecção. Por exemplo, se ν' não é detectado nem em 3, nem em 4, nem em 5, nem em 6, pode-se concluir que ν' seguiu a direção 7 (estamos supondo detectores 100% eficientes). Da mesma forma, quando ν' não é detectado nem em 3, nem em 4, nem em 5, pode-se

inferir que ν' ou seguiu o caminho 1 ou o caminho 2, em ambos os casos exibindo um comportamento de partícula; a terceira possibilidade é que ele tenha seguido os dois caminhos ao mesmo tempo (por assim dizer), exibindo um comportamento de onda (escolhemos \vec{c} tal que $0 < \vec{b} \cdot \vec{c} < 1$). Podemos então admitir que:

(H1): Quando ν' não é detectado nem em $\underline{3}$, nem em $\underline{4}$, nem em $\underline{5}$, ele ou segue o caminho 1, ou o caminho 2, ou os dois caminhos simultaneamente.

Consideremos agora a situação na qual temos o caminho 1 aberto e o caminho 2 fechado. Se ν' é detectado em $\underline{7}$ ou em $\underline{6}$, pode-se concluir que ν' foi colocado primeiro num estado de polarização paralela a \vec{b} e em seguida num estado de polarização paralela a \vec{c} . Por outro lado, se apenas o caminho 2 se encontra aberto, quando ν' é detectado em $\underline{7}$ ou em $\underline{6}$ pode-se concluir que ν' foi colocado num estado de polarização paralela a \vec{c} . Nos dois casos, a expressão (105) implica em que ν é colocado no mesmo estado de polarização de ν' , isto é, paralelo a \vec{b} ou \vec{c} , respectivamente. No primeiro (segundo) caso a probabilidade de ν ser detectado num estado de polarização paralela a \vec{b} (supondo $\vec{a} = \vec{b}$) é $1[\cos^2(b, c)]$. Se os dois caminhos estiverem abertos, quando ν' não for detectado nem em $\underline{3}$, nem em $\underline{4}$, nem em $\underline{5}$, existe uma possibilidade de ν' ter seguido os dois caminhos ao mesmo tempo. Também neste caso, ν' exibe uma componente de polarização paralela a \vec{b} não nula; do contrário, nenhuma componente seguiria o caminho 1. Vamos então admitir que antes de ser colocado num estado puro de polarização paralela a \vec{c} , ν' é primeiro colocado num estado (não necessariamente puro) com uma componente não nula paralela a \vec{b} , e que a mesma conclusão deve ser válida para ν . Portanto, se ν' não for detectado em $\underline{3}$, ν terá necessariamente uma componente não nula com polarização paralela a \vec{b} . Esta suposição também é sugerida pelo seguinte raciocínio, baseado no próprio formalismo quântico. Se ν' — e em consequência do emaranhamento, também ν — apresentasse uma componente nula paralela a \vec{b} , ν' só poderia atingir B.S.2 seguindo o caminho 2. Mas quando isto acontece ν' e ν são colocados num estado de polarização paralela a \vec{c} , o qual apresenta uma componente não nula paralela a \vec{b} , e isso contradiz a nossa premissa inicial. Logo, vamos admitir que:

(H2): Quando ν' não é detectado em \mathfrak{J} , pode-se concluir que ν tem uma componente de polarização paralela a \vec{b} não nula.

Podemos formular nossa suposição de uma maneira mais quantitativa do que em (H2). Vejamos o caso em que ν' não é detectado nem em \mathfrak{J} nem em \mathfrak{E} . Se ν' se encontrasse num estado de polarização paralela a \vec{b} , o pacote de onda que resulta da divisão em B.S.1 e que incide sobre o pol.II seria totalmente transmitido e seguiria o caminho 1. Se imaginamos esta componente paralela sendo continuamente reduzida, enquanto a componente perpendicular a \vec{b} é continuamente aumentada, a amplitude do pacote que segue o caminho 2 será aumentada, enquanto a amplitude do pacote que segue o caminho 1 será reduzida. No caso limite (mas não necessariamente real), haverá um pacote seguindo o caminho 2 e nenhum pacote seguindo o caminho 1. Mesmo neste caso, entretanto, ν teria uma componente paralela a \vec{b} , já que ν' seria colocado num estado de polarização paralela a \vec{c} . Portanto, parece razoável supor que a componente de polarização de ν paralela a \vec{b} não pode ser menor que a componente de polarização que ν teria se estivesse num estado de polarização paralela a \vec{c} . Vamos então admitir que:

(H3): Quando ν' não é detectado nem em \mathfrak{J} nem em \mathfrak{E} , a probabilidade $P(b)$ de ν ser detectado num estado de polarização paralela a \vec{b} deve satisfazer a condição:

$$\cos^2(b, c) \leq P(b) \leq 1 . \quad (106)$$

Quando o caminho 2(1) está bloqueado, o que acontece com ν' após ele ter sido transmitido no pol.II(IV) não pode mais modificar o estado de ν [paralelo a $\vec{b}(\vec{c})$]. Da mesma forma, parece razoável se esperar que, quando os dois caminhos estão abertos e ν exhibe uma componente não nula paralela a \vec{b} , o fato de ν apresentar uma componente não nula paralela a \vec{b} não possa ser modificado por uma segunda medida sobre ν' . Ainda que esta segunda medida possa fornecer mais informação sobre o estado de ν , ela não pode contradizer a primeira medida, a menos que algum tipo de ação a distância seja

introduzido. Ainda que esta seja uma possibilidade a ser considerada, ela não é aceita na interpretação usual do formalismo quântico. Vamos então admitir que:

(H4): A detecção de ν' em $\bar{1}$ não invalida nem (H2) nem (H3).

Pode-se ver facilmente que o formalismo da mecânica quântica, pelo menos como é interpretado usualmente, não satisfaz ao conjunto das condições acima. De acordo com a interpretação usual, é irrelevante se ν' é detectado antes ou depois de ν ; as mesmas probabilidades de detecções coincidentes teriam que ser obtidas. Portanto, se $\vec{a} = \vec{b}$ e se ν é detectado em $\underline{1}$, ν' é colocado num estado de polarização paralela a \vec{b} . ν' é então dividido em B.S.1, e o pol.II não modifica o estado de polarização do pacote de ondas que segue o caminho 1. Como os pacotes que seguem a direção $\hat{G}(\bar{1})$ interferem construtivamente (destrutivamente), ν' não pode ser detectado em $\bar{1}$. Logo, $P_{1\bar{1}}$, a probabilidade de se detectar ν em $\underline{1}$ e ν' em $\bar{1}$, é igual a zero. Portanto, quando ν' é detectado primeiro e em $\bar{1}$, ν deve ser colocado num estado de polarização perpendicular a \vec{b} ; do contrário, teríamos $P_{1\bar{1}} \neq 0$. Logo

$$[P(b)]_Q = 0 , \quad (107)$$

o que contraria (H3).

Para vermos exatamente como esta contradição ocorre, é instrutivo realizar o cálculo quântico explicitamente. A ação de B.S.1 sobre $|b, \vec{k}_2 \rangle$, por exemplo, pode ser representada como

$$|b, \vec{k}_2 \rangle \xrightarrow{\text{B.S.1}} \frac{1}{\sqrt{2}} (|b, \vec{k}_2, 1 \rangle + i|b, \vec{k}'_2, 2 \rangle) , \quad (108)$$

onde $\vec{k}_2 \cdot \vec{k}'_2 = 0$, e os números dentro dos kets indicam o caminho seguido pelo pacote de ondas. Da mesma forma, podemos escrever

$$|b, \vec{k}_2, 1 \rangle \xrightarrow{M_1} |b, \vec{k}'_2, 1 \rangle , \quad (109)$$

$$|b, \vec{k}'_2, 1 \rangle \xrightarrow{\text{pol.III}} \cos(b, c) |c, \vec{k}'_2, 1 \rangle + \text{sen}(b, c) |4 \rangle , \quad (110)$$

e assim por diante, onde as fases foram ajustadas de acordo com nossos objetivos. Usando (105), (108), (109), (110), etc, a ação de B.S.1, pol.II, M_1 , M_2 , pol.III, e pol.IV sobre $|\psi\rangle$ fornece

$$\begin{aligned}
 |\psi'\rangle = \frac{1}{2} & \left[\cos(b, c)|b, \vec{k}_1\rangle |c, \vec{k}'_2, 1\rangle + \right. \\
 & + \sin(b, c)|b, \vec{k}_1\rangle |4\rangle + |b_\perp, \vec{k}_1\rangle |3\rangle + \\
 & \left. + i|c, \vec{k}_1\rangle |c, \vec{k}'_2, 2\rangle + i|c_\perp, \vec{k}_1\rangle |5\rangle \right]. \quad (111)
 \end{aligned}$$

Podemos conjecturar sobre os possíveis resultados experimentais. Quando ν' não é detectado nem em $\underline{3}$, nem em $\underline{4}$, nem em $\underline{5}$, vemos por (111) que, se ν' segue o caminho 1(2), ν é colocado num estado de polarização paralela a $\vec{b}(\vec{c})$ e, portanto, exibe uma componente não nula de polarização paralela a \vec{b} . Se ν' segue os dois caminhos ao mesmo tempo, também pode-se concluir que ν exibe uma componente não nula de polarização paralela a \vec{b} . Podemos considerar que a expressão (111) resulta de uma medida incompleta do estado de dois fótons. Se nenhuma outra medida for realizada sobre ν' , vemos que (111) satisfaz as condições (H_1) , (H_2) e (H_3) .

A ação de B.S.2 sobre $|\psi'\rangle$ fornece

$$\begin{aligned}
 |\psi''\rangle = \frac{1}{2} & \left\{ |b_\perp, \vec{k}_1\rangle |3\rangle + \sin(b, c)|b, \vec{k}_1\rangle |4\rangle + \right. \\
 & + i|c_\perp, \vec{k}_1\rangle |5\rangle + \frac{i}{\sqrt{2}} \left[2 \cos(b, c)|b, \vec{k}_1\rangle - \right. \\
 & \left. \left. - \sin(b, c)|b_\perp, \vec{k}_1\rangle \right] |6\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(b, c)|b_\perp, \vec{k}_1\rangle |7\rangle \right\}. \quad (112)
 \end{aligned}$$

Vemos por (112) que, quando ν' é detectado em $\underline{7}$, ν é colocado num estado de polarização perpendicular a \vec{b} , o que contraria nossa conclusão anterior. A condição (H_4) , portanto, não é satisfeita.

É importante sublinhar a diferença entre o nosso exemplo e o exemplo usado no argumento EPR. No exemplo de EPR (transcrito para o caso de fótons) uma medida efetuada sobre um dos fótons coloca o outro fóton distante, que se encontrava emaranhado, num estado puro. No nosso exemplo, para que ν' seja detectado em $\underline{7}$ é necessário

que ele passe pelo interferômetro. Com isto ele exhibe uma componente paralela a \vec{b} . A teoria e a experiência mostram que para um estado representado por (105) os dois fótons devem ser encontrados no mesmo estado. Seria de se esperar, portanto, que ν também exhibisse uma componente paralela a \vec{b} , o que de fato acontece se considerarmos a expressão (111). O que é surpreendente é que a detecção em $\bar{1}$ anula esta conclusão. Em outras palavras, uma segunda medida (ν tem uma componente nula de polarização paralela a \vec{b}) contraria uma primeira (ainda que incompleta) medida (ν tem uma componente não nula de polarização paralela a \vec{b}). É importante sublinhar que não se trata de uma situação na qual temos inicialmente uma probabilidade não nula de detectar ν num estado de polarização paralela a \vec{b} e que a obtenção de mais informação faz com que essa probabilidade caia a zero. A diferença entre o nosso exemplo e o de EPR se torna mais evidente se notarmos que a nossa abordagem reproduz os resultados da mecânica quântica no caso das experiências realizadas para testar as desigualdades de Bell, as quais são baseadas no exemplo de EPR, mas, como veremos, não reproduz os resultados da mecânica quântica (pelo menos como é usualmente interpretada) no caso da experiência que acabamos de discutir. Na primeira situação basta admitir que uma interação superluminal é disparada quando o primeiro fóton passa pelo primeiro polarizador. Na segunda teríamos que admitir que uma segunda (ou terceira) interação superluminal é disparada quando o primeiro fóton passa pelo divisor de feixe B.S.2. Como, de acordo com a suposição (c), isto não acontece, os resultados baseados na interpretação usual da mecânica quântica não são reproduzidos.

Veremos, agora, como a nossa abordagem fornece uma interpretação bastante simples da experiência da Fig. 17, e que preenche os requisitos (H1)...(H4). Quando o caminho 1(2) está bloqueado e ν' é detectado em $\bar{1}$, ν é colocado num estado de polarização paralela a $\vec{c}(\vec{b})$. ν' se comporta então como partícula. Quando os dois caminhos estão abertos, uma onda fotônica segue um dos dois caminhos possíveis, e uma onda vazia segue o outro caminho. Elas então interferem em B.S.2 e ν' exhibe aspectos de onda. Seja $A(B)$ a probabilidade de ν' ser detectado em $\bar{1}$ quando ν' (a rigor, quando uma

onda fotônica) segue o caminho 1(2). Quando ν' segue o caminho 1(2), ν é colocado num estado de polarização paralela a $\vec{b}(\vec{c})$. Logo, a probabilidade de ν ser encontrado num estado de polarização paralela a \vec{b} e de ν' ser detectado em $\bar{7}$ é

$$[P_{17}(\vec{a} = \vec{b})]_R = A + B \cos^2(b, c) , \quad (113)$$

onde

$$A + B = \frac{1}{8} \text{sen}^2(b, c) , \quad (114)$$

já que esta é a probabilidade de ν' ser detectado em $\bar{7}$. A probabilidade de ν' atingir B.S.2 via caminho 1(2) é $(1/4) \cos^2(b, c)[1/4]$. A probabilidade x dele então seguir a direção $\bar{7}$ é independente do caminho seguido e é proporcional à intensidade da luz em $\bar{7}$, segundo a abordagem de onda piloto discutida aqui. Logo,

$$A = \frac{x}{4} \cos^2(b, c) , \quad B = \frac{x}{4} . \quad (115)$$

Também é necessário que

$$[P_{17}(\vec{a} = \vec{b})]_R = \frac{1}{8} \text{sen}^2(b, c)[P(b)]_R . \quad (116)$$

Combinando (113), (114), (115) e (116) obtemos

$$[P(b)]_R = \frac{2 \cos^2(b, c)}{1 + \cos^2(b, c)} , \quad (117)$$

que satisfaz a condição (106).

Quando $\vec{a} \neq \vec{b}$, vemos por (112) que

$$(P_{17})_Q = \frac{1}{8} \text{sen}^2(b, c) \text{sen}^2(a, b) \quad (118)$$

e

$$(P_{27})_Q = \frac{1}{8} \text{sen}^2(b, c) \cos^2(a, b) . \quad (119)$$

Por outro lado, seguindo um raciocínio similar ao que nos conduziu a (117), podemos ver que

$$(P_{17})_R = \frac{1}{8} \frac{\text{sen}^2(b, c)}{1 + \cos^2(b, c)} [\cos^2(b, c) \cos^2(a, b) + \cos^2(a, c)], \quad (120)$$

e

$$(P_{27})_R = \frac{1}{8} \frac{\text{sen}^2(b, c)}{1 + \cos^2(b, c)} [\cos^2(b, c) \text{sen}^2(a, b) + \text{sen}^2(a, c)]. \quad (121)$$

Logo,

$$\left(\frac{P_{17}}{P_{27}}\right)_Q = \left(\frac{R_{17}}{R_{27}}\right)_Q = \text{tg}^2(a, b), \quad (122)$$

enquanto

$$\left(\frac{P_{17}}{P_{27}}\right)_R = \left(\frac{R_{17}}{R_{27}}\right)_R = \frac{\cos^2(b, c) \cos^2(a, b) + \cos^2(a, c)}{\cos^2(b, c) \text{sen}^2(a, b) + \text{sen}^2(a, c)}. \quad (123)$$

Portanto, a razão entre as taxas de detecções R_{17} e R_{27} não depende da orientação \vec{c} dos polarizadores III e IV, segundo a abordagem quântica usual. Por outro lado, de acordo com a abordagem realística que estamos discutindo, ela depende de \vec{c} .

Como vemos, a experiência da fig. 17 serve para tornar mais evidente que as experiências combinadas de não localidade e de dualidade onda-partícula nos colocam diante de uma situação nova, que nos revela, seja do ponto de vista do realismo, seja do ponto de vista ortodoxo, aspectos surpreendentes dos fenômenos quânticos. Uma situação nova, por outro lado, deve ser esclarecida por meio do processo experimental.

É importante enfatizar que para os pares produzidos no estado representado por (105) não podemos dizer que ν tenha componentes de polarização paralelas a \vec{b} e \vec{b}_\perp . Na verdade, os estados $|b, \vec{k}_1\rangle$ e $|b_\perp, \vec{k}_1\rangle$ que aparecem em (105) são apenas potencialidades, e nada podemos concluir a respeito de ν , que, a rigor, se encontra emaranhado com ν' . Por outro lado, quando ν' não é detectado nem em $\underline{3}$, nem em $\underline{4}$, nem em $\underline{5}$, vemos por (111) que as componentes $|b\rangle$ e $|c\rangle$ de ν foram atualizadas, deixando de ser apenas potencialidades. Ficamos, então, diante de uma situação curiosa, na qual ocorre uma atualização parcial, por assim dizer, já que ν e ν' ainda se encontram emaranhados.

À primeira vista, uma nova medida deveria colocar ν num estado compatível com o resultado anterior; mas isto pode não acontecer, pois ν pode ser colocado no estado $|b_{\perp}\rangle$. É neste sentido que nos encontramos diante de uma situação nova do ponto de vista do formalismo quântico.

CAPÍTULO 13

EXTENSÃO DA ABORDAGEM AO CASO DE FÓTONS DE MOMENTOS CORRELACIONADOS

Até agora examinamos pares de fótons cujas polarizações estão correlacionadas. Fenômenos de não localidade foram também observados no caso de fótons cujos momentos lineares estão correlacionados.⁽⁵⁰⁾ Uma experiência proposta⁽⁵¹⁾ e realizada⁽⁵²⁾ recentemente nos permite estender a nossa abordagem a este caso⁽⁴³⁾. A experiência, numa versão expandida, está representada na Fig. 18. Uma fonte S (um cristal não

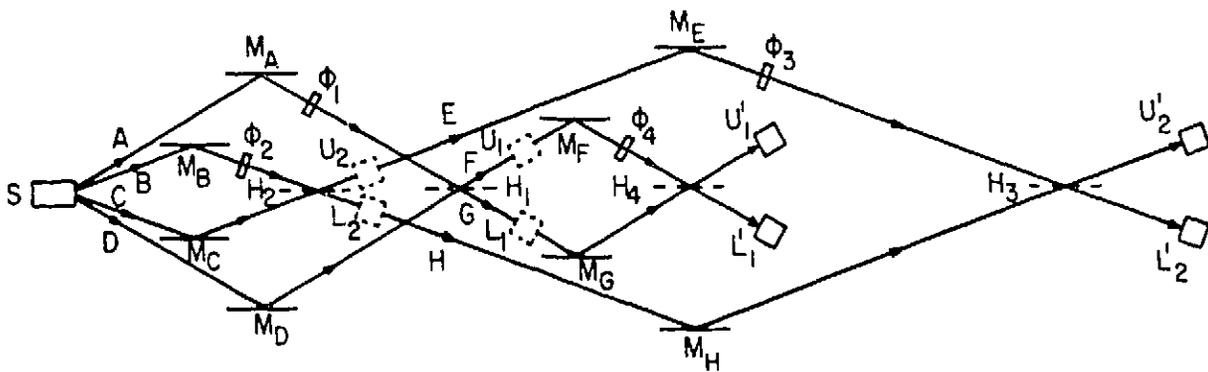


Fig. 18. Uma fonte (S) emite pares de fótons correlacionados. Um dos fótons pode seguir as direções A e D, e o outro as direções B e C. $\phi_1 \dots; H_1 \dots; M_A, \dots; U_1, \dots$ e L_1, \dots são, respectivamente, deslocadores de fase, divisores de feixe, espelhos e detectores. U_1, U_2, L_1 e L_2 indicam as posições dos detectores na experiência original proposta por Horne, Shimony e Zeilinger (HSZ).

linear sobre o qual incide radiação laser ultravioleta) gera pares de fótons através de um processo não linear de conversão paramétrica da luz. Um fóton inicial “bombeador” é convertido em dois fótons, chamados respectivamente de “sinal” e “preguiçoso”. As somas dos momentos e das energias dos dois fótons finais devem ser iguais, respectivamente, ao momento e à energia do fóton inicial. Um anteparo com quatro orifícios dispostos simetricamente seleciona os fótons para a experiência. Se os espelhos $M_A, M_B,$

M_C e M_D fossem substituídos por detectores observaríamos o seguinte: quando um dos fótons é observado no feixe A(D), o outro é observado no feixe C(B). Com os espelhos e os divisores de feixes nas suas posições torna-se impossível determinar o caminho seguido por cada um dos fótons. Não podemos saber, por exemplo, se ocorreu a combinação A-C ou D-B. Isto faz com que fenômenos de interferência possam ser observados, já que, de acordo com as regras da mecânica quântica, as amplitudes de eventos indistinguíveis devem ser somadas.

Vejamos o cálculo quântico no caso da experiência original de HSZ. O estado inicial de dois fótons pode ser representado por

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|A\rangle|C\rangle + |D\rangle|B\rangle), \quad (124)$$

onde $|A\rangle$ representa um fóton se propagando na direção A e assim por diante. A ação dos espelhos faz com que o ket que representa o estado de dois fótons seja multiplicado por um fator de fase, não precisando ser levada em conta. A ação do deslocador de fase sobre $|A\rangle$, por exemplo, é representada por

$$|A\rangle \xrightarrow{\phi_1} e^{i\phi_1}|A\rangle, \quad (125)$$

e a ação do divisor de feixe sobre $|A\rangle$ e $|D\rangle$, por exemplo, por

$$|A\rangle \xrightarrow{H_1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|L_1\rangle + i|U_1\rangle) \quad (126a)$$

e

$$|D\rangle \xrightarrow{H_1} \frac{1}{\sqrt{2}}(|U_1\rangle + i|L_1\rangle). \quad (126a)$$

Dependendo da colocação, mais ou menos precisa, dos espelhos e dos divisores de feixe, uma diferença de fase, que aqui não levaremos em conta, pode surgir entre os kets do

lado direito das expressões (126a,b). A ação de M_A, \dots, M_D, H_1 e H_2 sobre $|\psi\rangle$ dado por (124) resulta em

$$|\psi'\rangle = A(U_1, L_2)|U_1\rangle |L_2\rangle + A(U_1, U_2)|U_1\rangle |U_2\rangle + \\ + A(L_1, L_2)|L_1\rangle |L_2\rangle + A(L_1, U_2)|L_1\rangle |U_2\rangle, \quad (127)$$

onde as amplitudes são dadas por

$$A(U_1, L_2) = -A(L_1, U_2) = \frac{1}{2\sqrt{2}} (e^{i\phi_2} - e^{i\phi_1}) \quad (128a)$$

e

$$A(U_1, U_2) = A(L_1, L_2) = \frac{i}{2\sqrt{2}} (e^{i\phi_2} + e^{i\phi_1}). \quad (128b)$$

Como $p(U_1, L_2) = \eta^2 |A(U_1, L_2)|^2$, etc., onde $p(U_1, L_2)$ é a probabilidade da detecção conjunta de um fóton em U_1 e de outro fóton em L_2 , e η é a eficiência dos detectores (suposta igual para todos, para simplificar), obtemos

$$p(U_1, L_2) = p(L_1, U_2) = \frac{\eta^2}{4} [1 - \cos(\phi_2 - \phi_1)] \quad (129a)$$

e

$$p(U_1, U_2) = p(L_1, L_2) = \frac{\eta^2}{4} [1 + \cos(\phi_2 - \phi_1)]. \quad (129b)$$

Vemos que as expressões (129a,b) são similares às expressões (50a,b). Podemos, portanto, também aqui, introduzir uma função de correlação, escrever uma desigualdade de CHSHB, e mostrar que ela será violada pela mecânica quântica, o que, do ponto de vista do realismo, caracteriza a existência de uma interação a distância. [Neste caso, para termos violação máxima da desigualdade devemos escolher $\text{âng.}(\phi_2, \phi_1) = \text{âng.}(\phi'_2, \phi_1) = \text{âng.}(\phi_2, \phi'_1) = (1/3) \text{âng.}(\phi_2, \phi'_1) = 45^\circ$.] Vemos, ainda, que

$$p(U_1) = p(U_2) = p(L_1) = p(L_2) = \frac{\eta}{2}. \quad (130)$$

Portanto, a observação isolada de um só fóton não revela nenhum fenômeno de interferência.

De um ponto de vista realístico baseado na idéia de onda piloto, quando uma onda fotônica segue o caminho $B(C)$, uma onda vazia segue o caminho $C(B)$. O processo de recombinação em H_2 dispara uma interação superluminal que altera as amplitudes das ondas fotônica e vazia do outro fóton, modificando as probabilidades dele ser detectado em U_1 ou L_1 . Para simplificar o nosso raciocínio, vamos considerar a situação na qual $\phi_1 = \phi_2 = 0$. Neste caso, de acordo com (129a,b), quando um dos fótons segue o caminho $U_2(L_2)$, o outro segue o caminho $U_1(L_1)$. A situação aqui é similar àquela estudada na experiência representada na Fig. 15. Portanto, quando o fóton se propaga ao longo do caminho $U_1(L_1)$, nenhuma onda vazia se propaga ao longo de $L_1(U_1)$. Como não há recombinação de ondas em H_4 , vamos supor, como fizemos antes, que nenhuma interação superluminal é disparada quando o fóton é dividido em H_4 . É fácil ver então que

$$p_R(U'_1, U'_2) = p_R(U'_1, L'_2) = p_R(L'_1, L'_2) = p_R(L'_1, U'_2) = \frac{\eta^2}{4}. \quad (131)$$

O resultado quântico, por outro lado, é bastante diferente. Um cálculo similar ao que nos conduziu a (129a,b) nos fornece

$$p(U'_1, U'_2) = p(L'_1, L'_2) = \frac{\eta^2}{4} [1 - \cos(\phi_3 + \phi_4)] \quad (132a)$$

e

$$p(U'_1, L'_2) = p(L'_1, U'_2) = \frac{\eta^2}{4} [1 + \cos(\phi_3 + \phi_4)]. \quad (132b)$$

Em resumo, quando $\phi_1 = \phi_2 = 0$, o fóton 1, de acordo com a abordagem quântica usual, segue os caminhos F e G ao mesmo tempo. De acordo com a abordagem realística, ele segue um ou outro caminho, e isto pode levar a previsões diferentes.

Apêndice 8

Derivação das fórmulas (132a,b)

Pela Fig. 18 vemos que

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\sqrt{2}}(|A\rangle + |D\rangle + |B\rangle) \xrightarrow{H_1, H_2} \frac{1}{2\sqrt{2}}[(|G\rangle + i|F\rangle) \cdot \\
 & \cdot (|E\rangle + i|H\rangle) + (|F\rangle + i|G\rangle)(|H\rangle + i|E\rangle)] = \\
 & = \frac{i}{\sqrt{2}} (|G\rangle + |H\rangle + |F\rangle + |E\rangle) \xrightarrow{\phi_3, \phi_4} \frac{i}{\sqrt{2}} [|G\rangle + |H\rangle + e^{i(\phi_3 + \phi_4)} |F\rangle + |E\rangle] \\
 & \xrightarrow{H_3, H_4} \frac{i}{2\sqrt{2}} [(|U'_1\rangle + i|L'_1\rangle)(|U'_2\rangle + i|L'_2\rangle) + \\
 & + e^{i(\phi_3 + \phi_4)} (|L'_1\rangle + i|U'_1\rangle)(|L'_2\rangle + i|U'_2\rangle)] = \\
 & = A(U'_1, U'_2)|U'_1\rangle + |U'_2\rangle + A(U'_1, L'_2)|U'_1\rangle + |L'_2\rangle + \\
 & + A(L'_1, U'_2)|L'_1\rangle + |U'_2\rangle + A(L'_1, L'_2)|L'_1\rangle + |L'_2\rangle ,
 \end{aligned}$$

onde

$$A(U'_1, U'_2) = -A(L'_1, L'_2) = \frac{i}{2\sqrt{2}} [1 - e^{i(\phi_3 + \phi_4)}] \equiv A_-$$

e

$$A(U'_1, L'_2) = A(L'_1, U'_2) = -\frac{1}{2\sqrt{2}} [1 + e^{i(\phi_3 + \phi_4)}] \equiv A_+ .$$

Logo,

$$p(U'_1, U'_2) = p(L'_1, L'_2) = \eta^2 |A_-|^2 = \frac{\eta^2}{4} [1 - \cos(\phi_3 + \phi_4)]$$

e

$$p(U'_1, L'_2) = p(L'_1, U'_2) = \eta^2 |A_+|^2 = \frac{\eta^2}{4} [1 + \cos(\phi_3 + \phi_4)] .$$

CAPÍTULO 14

CONSIDERAÇÕES SOBRE O POSSÍVEL PROCESSO DE INTERAÇÃO SUPERLUMINAL

Até agora nenhuma suposição foi feita a respeito do mecanismo responsável pela interação superluminal requerida pela abordagem realística para explicar a não localidade quântica. As experiências que estudamos nos permitem, porém, extrair algumas conclusões, no mínimo curiosas, a respeito desse possível mecanismo. Como mencionamos no Cap. 10, uma maneira de reproduzir as previsões quânticas, dentro de um contexto realístico, seria imaginando-se que um sinal superluminal se propaga em sentido contrário ao da luz. Esse sinal deveria se comportar, em muitos aspectos, como uma onda eletromagnética usual. Vamos, agora, examinar esta possibilidade em detalhe.

Antes de mais nada, é preciso notar que para que o sinal superluminal possa seguir o caminho da luz, porém em sentido contrário, é necessário que os fótons deixem uma espécie de “rastro” indicando o caminho a ser seguido. Como $c \approx 3 \cdot 10^8 m/s$, se esse rastro de fato existe, é razoável supor que ele não tenha sido desmanchado no momento da detecção dos fótons. Admitindo-se que a interação superluminal não seja disparada pela detecção dos fótons (o que pode ser esclarecido pela experiência discutida no cap. 9), e que a correlação só seja destruída quando um dos fótons for aniquilado (a suposição (c) não está sendo feita), somos levados a concluir que os fótons permanecem em contato entre si através da interação superluminal até um deles ser absorvido no detector. Chegamos, desta forma, o mais próximo possível da descrição quântica, mantendo-nos fiéis, porém, ao realismo. Vamos analisar, então, a experiência da Fig. 13 (o mesmo raciocínio poderá ser aplicado à experiência da Fig. 15, e as experiências das fig. 4,12 e 14 são casos particulares do nosso exemplo mais geral). Quando ν' é detectado em 3, considerando-se, agora, o processo inverso, temos:

$$\begin{aligned}
|\mathfrak{z}\rangle &\xrightarrow{\text{pol.III}} |c, -\vec{k}\rangle \xrightarrow{\text{B.S.}} \frac{1}{\sqrt{2}}(|c, -\vec{k}\rangle + i|c, -\vec{k}'\rangle) \xrightarrow{M_1, M_2} \\
&\frac{i}{\sqrt{2}}(|c, -\vec{k}'\rangle + |c, -\vec{k}\rangle), \tag{133}
\end{aligned}$$

onde, como foi feito na relação (36), introduzimos um deslocamento de fase no ket correspondente ao feixe que se propaga ao longo do caminho 2. Temos, ainda:

$$\begin{aligned}
&\frac{1}{\sqrt{2}}(|c, -\vec{k}'\rangle + |c, -\vec{k}\rangle) \xrightarrow{\text{pol.II}} \\
&-\frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ [\cos(b, c)|b, -\vec{k}\rangle - \text{sen}(b, c)|b_{\perp}, -\vec{k}\rangle] + \right. \\
&\quad \left. + [\cos(b, c)|b, -\vec{k}'\rangle - \text{sen}(b, c)|b_{\perp}, -\vec{k}'\rangle] \right\} = \\
&= -\frac{1}{\sqrt{2}}(|c, -\vec{k}\rangle + |c, -\vec{k}'\rangle), \tag{134}
\end{aligned}$$

onde usamos a relação (77). Logo, o sinal que se propaga na direção $-\vec{k}$ está num estado de polarização paralela a \vec{c} , como deve acontecer com ν , segundo a previsão usual da mecânica quântica, para o caso em que ν' é detectado em \mathfrak{z} . No caso da experiência da Fig. 17, quando ν' é detectado em \mathfrak{I} , temos:

$$\begin{aligned}
|\mathfrak{I}\rangle &\xrightarrow{\text{B.S.2}} \frac{1}{\sqrt{2}}(|-\vec{k}'\rangle + i|-\vec{k}\rangle) \xrightarrow{M_1, M_2} \text{pol.III,IV} \\
&\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|c, -\vec{k}\rangle + i|c, -\vec{k}'\rangle) \xrightarrow{\text{pol.II}} \\
&\rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ [\cos(b, c)|b, -\vec{k}\rangle - \text{sen}(b, c)|\mathfrak{z}\rangle + i|c, -\vec{k}'\rangle] \right\} \\
&\xrightarrow{\text{B.S.1}} \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\cos(b, c) \frac{1}{\sqrt{2}}(|b, -\vec{k}\rangle + i|b, -\vec{k}\rangle) - \right. \\
&\quad \left. - \text{sen}(b, c)|\mathfrak{z}\rangle + \frac{i}{\sqrt{2}}(|c, -\vec{k}'\rangle + i|c, -\vec{k}\rangle) \right] = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \text{sen}(b, c)|b_{\perp}, -\vec{k}\rangle + \dots, \tag{135}
\end{aligned}$$

onde mais uma vez usamos a relação (77). Vemos que o sinal que se propaga na direção $-\vec{k}$ está num estado de polarização perpendicular a \vec{b} , estado no qual ν deve ser encontrado quando ν' é detectado em \mathfrak{I} , de acordo com a previsão quântica usual. Por meio do mesmo procedimento podemos verificar que o sinal que se propaga na direção $-\vec{k}$ estará

no estado dado por (const. de normalização) $\times [2 \cos(b, c) |b, -\vec{k} \rangle - \sin(b, c) |b_{\perp}, -\vec{k} \rangle]$, em concordância com (112), quando ν' for detectado em $\underline{6}$.

No caso da experiência proposta por Horne, Shimony e Zeilinger (Fig. 18), quando um dos fótons é detectado em U_2 , por exemplo, temos:

$$\begin{aligned}
 |U_2 \rangle &\xrightarrow{H_2} \frac{1}{\sqrt{2}}(|C \rangle + i|B \rangle) \xrightarrow{\phi_2} \frac{1}{\sqrt{2}}(|C \rangle + ie^{i\phi_2}|B \rangle) \\
 &\xrightarrow{S} \frac{1}{\sqrt{2}}(|A \rangle + ie^{i\phi_2}|D \rangle) \xrightarrow{\phi_1} \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\phi_1}|A \rangle + ie^{i\phi_2}|D \rangle) \\
 &\xrightarrow{H_1} \frac{1}{2}[e^{i\phi_1}(|L_1 \rangle + i|U_1 \rangle) + ie^{i\phi_2}(|U_1 \rangle + i|L_1 \rangle)] = \\
 &= \frac{1}{2} [(e^{i\phi_1} - e^{i\phi_2})|L_1 \rangle + i(e^{i\phi_1} + e^{i\phi_2})|U_1 \rangle], \tag{136}
 \end{aligned}$$

onde consideramos que o sinal que se propaga pelo caminho B(C) seguirá o caminho D(A) após passar pela fonte. Vemos, então, que a probabilidade do fóton 1 atingir o detector L_1 , por exemplo, é dada por

$$p(L_1) = |A|^2 = \frac{1}{4}[1 - \cos(\phi_2 - \phi_1)], \tag{137}$$

onde

$$A = \frac{1}{2}(e^{i\phi_1} - e^{i\phi_2}), \tag{138}$$

em concordância com (129a), já que a probabilidade do fóton 2 atingir o detector \bar{U}_2 é $1/2$.

Outros esquemas experimentais podem ser imaginados. Em todos os casos foi possível verificar que a hipótese que estamos considerando neste capítulo, segundo a qual um sinal superluminal com propriedades similares às das ondas eletromagnéticas se propaga em sentido contrário ao da luz, sempre reproduz as previsões usuais da mecânica quântica. Como mencionamos antes, existem, porém, duas situações nas quais isto pode não acontecer. Consideremos a experiência representada na Fig. 13. Poderíamos completar o esquema da figura de forma a termos uma célula de Pockels sobre cada braço do interferômetro. Quando as células estivessem ativadas, teríamos luz num estado de polarização perpendicular (paralelo) a \vec{b} se propagando ao longo do

caminho 1(2). As células deveriam permanecer ativadas ($\vec{E} \neq 0$) durante um intervalo do tempo $t = L/C$, onde L é a distância das células ao pol.III. Elas seriam então desativadas ($\vec{E} = 0$) durante um mesmo tempo. Dessa forma, os sinais superluminais correspondentes aos fótons que tivessem atravessado as células quando elas estivessem ativadas iriam alcança-las no momento em que elas se encontrassem desativadas, o que produziria resultados diferentes dos previstos pelo formalismo quântico usual. Por outro lado, enquanto as células permanecessem desativadas nenhum fóton poderia passar.

A ação das células de Pockels (quando ativadas) pode ser representada por

$$|b, \vec{k}\rangle \xrightarrow{C.P.} |b_{\perp}, \vec{k}\rangle \quad (140a)$$

e

$$|b_{\perp}, \vec{k}'\rangle \xrightarrow{C.P.} |b, \vec{k}'\rangle \quad (140b)$$

Um cálculo similar ao utilizado no Cap. 12 nos fornece (ver apêndice)

$$(P_{23})_Q = \frac{1}{8} \eta \eta' f' g \sin^2(\theta - \varphi) \quad (141a)$$

e

$$(P_{24})_Q = \frac{1}{8} \eta \eta' f' g \cos^2(\theta - \varphi) \quad (141b)$$

onde $\theta = \text{âng.}(a, b)$ e $\varphi = \text{âng.}(b, c)$ (Fig.19).

Este resultado difere de (91a,b) por duas razões: 1) Agora a luz num estado de polarização paralela (perpendicular) a \vec{b} se propaga ao longo do caminho 2(1) e 2) o número de fótons detectados do lado direito foi reduzido à metade. Temos, então,

$$\left(\frac{P_{23}}{P_{24}}\right)_Q = \text{tg}^2(\theta - \varphi). \quad (142)$$

Por outro lado, de acordo com a hipótese realista que estamos examinando, quando ν' é detectado primeiro, devemos obter, a menos de um fator multiplicativo igual a 2, fórmulas semelhantes às fórmulas (93a,b). Em particular, quando $\text{âng.}(a, b) = 45^\circ$,

$$(P_{23})_R = (P_{24})_R = \frac{1}{16} \eta \eta' f' g. \quad (143)$$

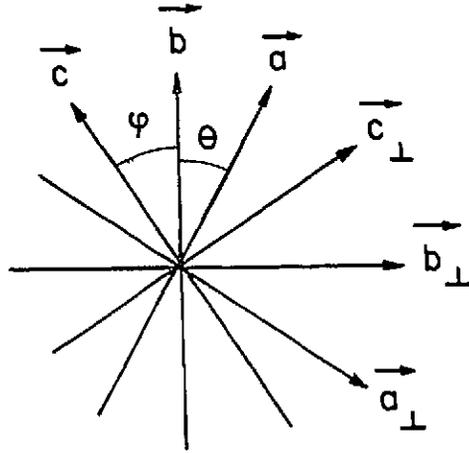


Fig. 19. Orientações dos pol. I (\vec{a}), II (\vec{b}) e III (\vec{c}).

Logo, neste caso, em lugar de (142), teríamos

$$\left(\frac{P_{23}}{P_{24}}\right)_R = 1. \quad (144)$$

Consideremos agora a experiência representada na Fig. 4. Podemos colocar um rotador de Faraday entre a fonte S e o pol. I. Do ponto de vista usual, isto equivale a colocar uma substância opticamente ativa. Por outro lado, do ponto de vista realista que estamos examinando, esta equivalência não ocorre, uma vez que para um rotador de Faraday o sentido de rotação do plano de polarização da luz não é invertido quando invertemos o sentido de propagação da luz, o que não acontece com uma substância opticamente ativa.

Representando a ação do rotador de Faraday por

$$|b\rangle, |b_{\perp}\rangle \xrightarrow{R.F.} |c\rangle, |c_{\perp}\rangle, \quad (145)$$

é fácil verificar que

$$(P_{23})_Q = (P_{14})_Q = \frac{1}{2} \eta \eta' f g' \cos^2(\theta \pm \varphi) \quad (146a)$$

e

$$(P_{24})_Q = (P_{13})_Q = \frac{1}{2} \eta \eta' f g' \sin^2(\theta \pm \varphi), \quad (146b)$$

onde $\theta = \hat{\text{ang}}.(a, b)$ e $\varphi = \hat{\text{ang}}.(b, c)$, e o sinal, + ou -, depende do sentido de rotação do plano de polarização. Por outro lado, para o sinal superluminal teríamos

$$|\underline{2}\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |a''\rangle. \quad (147)$$

É fácil verificar então (ver apêndice) que, em lugar de (146a,b), teríamos

$$(P_{23})_R = (P_{14})_R = \frac{1}{2} \eta \eta' f g' \cos^2(\theta \mp \varphi) \quad (148a)$$

e

$$(P_{24})_R = (P_{13})_R = \frac{1}{2} \eta \eta' f g' \sin^2(\theta \mp \varphi). \quad (148b)$$

Apêndice 9

Obtenção das fórmulas (141a,b)

Representando o estado inicial de dois fótons por (75), vemos pela Fig. 13, incluindo as duas células de Pockels, que

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\sqrt{2}} (|b\rangle |b\rangle + |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}\rangle) \xrightarrow{\text{pol. II}} \frac{1}{\sqrt{2}} (|b\rangle |b, \vec{k}\rangle + i|b_{\perp}\rangle |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle) \\
 & \xrightarrow{\text{C.P., } M_1, M_2} \frac{1}{\sqrt{2}} (|b\rangle |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle + i|b_{\perp}\rangle |b, \vec{k}\rangle) \xrightarrow{\text{B.S.}} \\
 & \xrightarrow{\text{B.S.}} \frac{1}{2} [|b\rangle (|b_{\perp}, \vec{k}'\rangle + i|b_{\perp}, \vec{k}\rangle) + i|b_{\perp}\rangle (|b, \vec{k}\rangle + i|b, \vec{k}'\rangle)] = \\
 & = \frac{1}{2} [(|b\rangle |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle - |b_{\perp}\rangle |b, \vec{k}'\rangle) + i(|b\rangle |b_{\perp}, \vec{k}\rangle + |b_{\perp}\rangle |b, \vec{k}\rangle)] = \\
 & = \frac{1}{2} \left\{ \dots + i \left\{ |b\rangle [-\text{sen}(b, c)|c\rangle + \text{cos}(b, c)|c_{\perp}\rangle] + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + |b_{\perp}\rangle [\text{cos}(b, c)|c\rangle + \text{sen}(b, c)|c_{\perp}\rangle] \right\} \right\} = \\
 & = \frac{1}{2} \left\{ \dots + i \left\{ [-\text{sen}(b, c)|b\rangle + \text{cos}(b, c)|b_{\perp}\rangle] |c\rangle + \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. + [\text{cos}(b, c)|b\rangle + \text{sen}(b, c)|b_{\perp}\rangle] |c_{\perp}\rangle \right\} \right\}
 \end{aligned}$$

Usando na expressão acima as relações (ver Fig.19)

$$|b\rangle = \text{cos}(a, b)|a\rangle - \text{sen}(a, b)|a_{\perp}\rangle$$

e

$$|b_{\perp}\rangle = \text{sen}(a, b)|a\rangle + \text{cos}(a, b)|a_{\perp}\rangle,$$

obtidas de (10), vemos que os coeficientes de $|a\rangle |c\rangle$ e $|a\rangle |c_{\perp}\rangle$ são dados, respectivamente, por

$$\begin{aligned}
 A(2, 3) &= \frac{i}{2} [-\text{sen}(b, c)\text{cos}(a, b) + \text{cos}(b, c)\text{sen}(a, b)] = \\
 &= \frac{i}{2} \text{sen}(\theta - \varphi)
 \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
 A(2, 4) &= \frac{i}{2} [\text{cos}(b, c)\text{cos}(a, b) + \text{sen}(b, c)\text{sen}(a, b)] = \\
 &= \frac{i}{2} \text{cos}(\theta - \varphi),
 \end{aligned}$$

onde $\theta = \text{âng.}(a, b)$ e $\varphi = \text{âng.}(b, c)$. Logo,

$$P_{23} = \frac{1}{2} \eta \eta' f' g |A(2, 3)|^2 = \frac{1}{8} \eta \eta' f' g \sin^2(\theta - \varphi)$$

e

$$P_{24} = \frac{1}{2} \eta \eta' f' g |A(2, 4)|^2 = \frac{1}{8} \eta \eta' f' g \cos^2(\theta - \varphi),$$

onde o fator $1/2$ decorre do fato de que apenas metade dos fótons ν' que seriam detectados sem as células de Pockels são detectados, já que durante a metade do tempo as células permanecem desativadas.

Apêndice 10

Obtenção das fórmulas (146a,b) e (148a,b)

Inicialmente é importante observar que se o rotador de Faraday (R.F.) estiver colocado entre a fonte e o pol.II (Fig.4) as previsões obtidas através da interpretação usual da mecânica quântica coincidem com as previsões obtidas a partir da hipótese realista discutida no Cap. 14, já que ν_1 é detectado primeiro. Representando o estado de dois fótons como

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|a\rangle |a\rangle + |a_{\perp}\rangle |a_{\perp}\rangle),$$

e a ação do R.F. por

$$|a\rangle, |a_{\perp}\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |c\rangle, |c_{\perp}\rangle,$$

obtemos

$$\frac{1}{\sqrt{2}} (|a\rangle |a\rangle + |a_{\perp}\rangle |a_{\perp}\rangle) \xrightarrow{\text{R.F.}} \frac{1}{\sqrt{2}} (|a\rangle |c\rangle + |a_{\perp}\rangle |c_{\perp}\rangle).$$

Portanto, quando ν_1 é encontrado em $\underline{2}(1)$, ν_2 incide no pol.II num estado de polarização paralela (perpendicular) a \vec{c} . Como a probabilidade de ν_1 ser encontrado em $\underline{2}(1)$ é $1/2$, obtemos, pela lei de Malus,

$$P_{23} = P_{14} = \frac{1}{2} \cos^2(b, c)$$

e

$$P_{24} = P_{13} = \frac{1}{2} \sin^2(b, c).$$

Por outro lado, de acordo com a hipótese realista adotada, temos

$$|2\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |c\rangle$$

e

$$|1\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a_{\perp}\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |c_{\perp}\rangle,$$

onde as setas indicam a ação do polarizador e do rotador sobre o sinal superluminal. Vemos que, quando ν_1 é detectado em $\underline{2}(1)$, ν_2 é forçado num estado de polarização paralela (perpendicular) a \tilde{c} . Logo, os mesmos resultados obtidos na abordagem usual são obtidos aqui. Para chegarmos a previsões diferentes é preciso que o R.F. esteja no caminho do primeiro fóton a ser detectado, ou seja, é preciso que os fótons e os sinais superluminais atravessem o R.F. em sentidos opostos.

Vamos examinar, então, esta situação . Representando o estado de dois fótons como

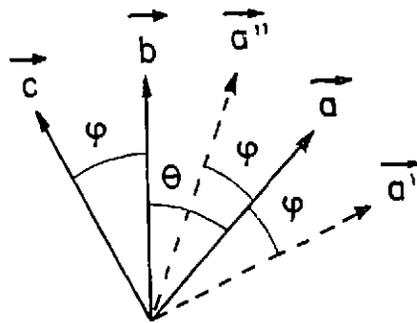
$$\frac{1}{2} (|b\rangle |b\rangle + |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}\rangle),$$

e a ação do R.F. como (ver figura)

$$|b\rangle, |b_{\perp}\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |c\rangle, |c_{\perp}\rangle,$$

obtemos

$$\frac{1}{2} (|b\rangle |b\rangle + |b_{\perp}\rangle |b_{\perp}\rangle) \xrightarrow{\text{R.F.}} \frac{1}{\sqrt{2}} (|c\rangle |b\rangle + |c_{\perp}\rangle |b_{\perp}\rangle).$$



Como do ponto de vista usual é indiferente se ν_1 é detectado antes ou depois de ν_2 , vamos supor que ν_2 seja detectado primeiro. Vemos, então, que quando ν_2 é encontrado

em $\mathfrak{S}(\underline{4})$, ν_1 incide no pol.I num estado de polarização paralela (perpendicular) a \vec{c} . Logo, de acordo com a figura,

$$P_{23} = P_{14} = \frac{1}{2} \cos^2(\theta + \varphi)$$

e

$$P_{24} = P_{13} = \frac{1}{2} \sin^2(\theta + \varphi) .$$

Por outro lado, de acordo com a hipótese realista adotada,

$$|\underline{2}\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |a''\rangle$$

e

$$|\underline{1}\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a_{\perp}\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |a'_{\perp}\rangle .$$

Logo,

$$P_{23} = P_{14} = \frac{1}{2} \cos^2(\theta - \varphi)$$

e

$$P_{24} = P_{13} = \frac{1}{2} \sin^2(\theta - \varphi) .$$

É interessante observar que se em lugar de um R.F. tivéssemos uma substância opticamente ativa (S.A.), o resultado, do ponto de vista usual, seria o mesmo, enquanto do ponto de vista realístico adotado, teríamos

$$|\underline{2}\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a\rangle \xrightarrow{\text{S.A.}} |a'\rangle$$

e

$$|\underline{1}\rangle \xrightarrow{\text{pol.I}} |a_{\perp}\rangle \xrightarrow{\text{R.F.}} |a'_{\perp}\rangle .$$

Logo, pela figura,

$$P_{23} = P_{14} = \frac{1}{2} \cos^2(\theta + \varphi)$$

e

$$P_{24} = P_{13} = \frac{1}{2} \sin^2(\theta + \varphi),$$

em concordância com o resultado quântico.

CAPÍTULO 15

CONCLUSÕES

Em resumo, quatro tipos diferentes de testes para o realismo não local foram propostos. O primeiro, representado na Fig. 12, serve para testar a hipótese segundo a qual a detecção de ν coloca ν' num estado definido de polarização. O segundo, representado nas Fig. 13, 15 e 17, serve para testar a hipótese segundo a qual é a passagem de ν através de um polarizador que coloca ν' num estado definido de polarização, e que, quando isto acontece, a correlação entre os fótons é desfeita. O terceiro, representado na Fig. 16, levanta questões a serem respondidas experimentalmente. O quarto, que consiste em realizar as experiências das Figs. 13 e 4 introduzindo-se, respectivamente, células de Pockels e um rotador de Faraday, serve para testar a hipótese segundo a qual só é possível desfazer o estado emaranhado de dois fótons pelo aniquilamento de um deles, e que, enquanto isto não acontece, ν e ν' permanecem em contato através de uma interação cujas propriedades devem ser similares às das ondas eletromagnéticas usuais. Mostramos, ainda, como nossos resultados podem ser estendidos ao caso de fótons cujos momentos lineares estão correlacionados (Fig. 18).

Como mostramos no Cap. 7, do ponto de vista da teoria da relatividade a não localidade quântica levanta alguns problemas. Como foi enfatizado por Dirac,⁽⁵³⁾ a não localidade se coloca contra o espírito da relatividade. Mesmo sem aderir ao realismo, devemos admitir que o ponto de vista usual apresenta algumas dificuldades conceituais. Consideremos, por exemplo, a experiência representada na Fig. 4, na qual ν_1 é detectado antes de ν_2 , e as detecções de ν_1 e ν_2 são acontecimentos separados por um intervalo do tipo espaço. Podemos então imaginar, como fizemos no Cap. 7, um referencial móvel no qual ν_2 é detectado antes de ν_1 . Para um observador no referencial do laboratório, ν_2 sempre incide sobre o pol.II num estado definido de polarização: na metade dos casos num estado paralelo (perpendicular) a \vec{a} . A probabilidade de ν_2 ser transmitido (ou refletido) no pol.II é dada então pela lei de Malus. Para um observador no referencial

móvel, ν_2 sempre incide sobre o pol.II num estado indefinido de polarização, havendo iguais probabilidades dele ser transmitido ou refletido. Portanto, para o primeiro observador, o formalismo quântico utilizado pelo segundo observador não fornece a este último uma descrição completa da realidade. Naturalmente, a mesma conclusão é válida para o segundo observador em relação ao primeiro.

Outro exemplo curioso é o da experiência representada na Fig. 13. Suponhamos que os pol.I e II tenham a mesma orientação, e que no referencial móvel (do laboratório) ν' seja detectado primeiro. Para o observador no laboratório, ν' sempre se comporta como partícula, seguindo na metade dos casos o caminho 1 e na outra metade o caminho 2. Para o observador móvel, porém, ν' sempre segue os dois caminhos ao mesmo tempo, pois ν sempre incide sobre o pol.I ou no estado paralelo ou no estado perpendicular a \vec{c} (ou ainda num estado indefinido de polarização, quando ν' é detectado em $\bar{5}$). Qual então o *verdadeiro* caminho seguido por ν' no interferômetro? Do ponto de vista do positivismo, esta é uma questão sem sentido. Do ponto de vista da teoria da relatividade, porém, o problema não pode ser simplesmente ignorado. Para ser válida em todos os referenciais, a lei de conservação da energia deve ser expressa por meio de uma equação de continuidade. Isso significa que se uma certa quantidade de energia desaparece da região S e reaparece na região $\bar{3}$, por exemplo, ela percorre para isso o espaço que separa estas duas regiões. Por outro lado, o caminho percorrido deveria ser um invariante de Lorentz, uma vez que acontecimentos coincidentes no espaço e no tempo num referencial continuam coincidentes em outro referencial.

Estas observações, juntamente com o fato experimental de que um fóton de frequência ν sempre se manifesta com uma energia $h\nu$, e nunca com uma fração dessa energia, sugerem fortemente que a idéia de onda piloto está mais de acordo com o espírito da lei de conservação da energia do que a idéia usual de complementaridade.

Parece que qualquer tentativa de se esclarecer as bases da mecânica quântica terá necessariamente ramificações sobre a teoria da relatividade. Em particular, parece que um referencial "privilegiado", no qual um dos fótons de um par correlacionado é *real-*

mente detectado antes do outro, teria que ser introduzido. Esse ponto de vista foi defendido por Bell^(4,38) e por Bohm.⁽³⁸⁾ No caso específico da nossa abordagem, os resultados obtidos para as taxas de detecções coincidentes vão depender de qual dos dois fótons é detectado primeiro, ou atinge primeiro um polarizador. Como as chegadas dos fótons aos detectores ou aos polarizadores podem ser eventos separados por um intervalo do tipo espaço, isso vai depender do referencial usado para descrever a experiência. Por exemplo, na experiência da Fig. 13 as probabilidades de detecções coincidentes são dadas por (84a,b) [(93a,b)] quando $\nu(\nu')$ é detectado primeiro. Mas as taxas de detecções devem ter os mesmos valores para todos os observadores. Devemos ter, então, um referencial no qual as taxas são corretamente calculadas. Esse referencial poderia ser um referencial absoluto, mas, a rigor, isso não é necessário. Esse referencial poderia ser o referencial de repouso da fonte, por exemplo. Nesse caso, não teríamos apenas *um* referencial privilegiado, mas um para cada fonte. Para calcular corretamente as probabilidades precisaríamos conhecer então a velocidade da fonte, o que, em princípio, está perfeitamente de acordo com teoria da relatividade.

Em síntese: na nossa opinião, o princípio da relatividade deve ser um instrumento útil, e nunca uma camisa de força. Ele não deve adquirir a condição de dogma, principalmente quando o que está em jogo é a própria crença num mundo externo real.

Apêndice 11

A violação das desigualdes de Bell e o realismo local

Recentemente, Santos⁽⁵⁵⁾ chamou a atenção para o fato de que os estados de dois fótons usados nas experiências que servem para testar as desigualdades de Bell não conduzem à violação da desigualdade (a.8) obtida por Clauser e Horne.⁽²⁹⁾ Esse resultado foi interpretado como uma prova de que, ao contrário do que se pensava até então, uma melhoria na eficiência dos detectores não permitiria uma decisão definitiva entre a mecânica quântica e o realismo local. Santos aproveita então para conjecturar que não podem existir na natureza estados correlacionados de dois fótons que sejam ideais ou muito próximos de estados ideais, concluindo que não há, e provavelmente nunca haverá, nenhuma evidência experimental contra o realismo local. É possível mostrar, porém, que se as noções de transmissão e reflexão de um fóton que incide sobre um polarizador de dois canais, sugeridas pelas experiências de anticorrelação,⁽³²⁾ são aceitas, então um teste decisivo entre a mecânica quântica e o realismo local seria possível, caso dispuséssemos de detectores mais eficientes. Para isso, em lugar da desigualdade de Clauser e Horne, devemos usar a desigualdade de Clauser, Horne, Shimony e Holt⁽²⁰⁾ e Bell.⁽¹⁸⁾ Também é possível mostrar que, de um ponto de vista realístico, existe forte evidência experimental sugerindo uma abordagem não local.

Vamos admitir que as medidas relacionadas a fótons (como eficiências de detectores e polarizadores, por exemplo), ainda que corretas, representam apenas resultados médios, que podem não ser necessariamente válidos para estados particulares de variáveis ocultas. Como vimos, uma consequência das experiências de anticorrelação é que, de acordo com o realismo, um pacote de um único fóton deve ser dividido em dois pacotes diferentes num polarizador de dois canais: um pacote fotônico e um pacote vazio. Isto é, um pacote capaz e outro incapaz de disparar um detector. A abordagem estocástica sugerida por Marshall e Santos satisfaz a essa condição.⁽⁵⁶⁾ Portanto, no caso da experiência realizada por Aspect, Grangier e Roger,⁽²³⁾ podemos escrever (a

linha indica que estamos considerando a abordagem realística local):

$$\begin{aligned} p'_{++}(a, b) &= p'_{--}(a, b) = ft_1\eta_1g \alpha'(a, b) \eta'_{2+}(a, b) , \\ p'_{+-}(a, b) &= p'_{-+}(a, b) = ft_1\eta_1g[u'_2 - \alpha'(a, b)] \eta'_{2-}(a, b) , \end{aligned} \quad (a.44)$$

onde $p'_{++}(a, b)[p'_{+-}(a, b)]$ é a probabilidade de detecção coincidente do fóton ν_1 num estado de polarização paralela a \vec{a} e do fóton ν_2 num estado de polarização paralela (perpendicular) a \vec{b} , e assim por diante, f é a probabilidade de ν_1 alcançar o polarizador paralelo a \vec{a} (pol.I); t_1 é a probabilidade dele ser transmitido (refletido) no pol.I; η_1 é a probabilidade dele ser registrado no detector; g é a probabilidade de ν_2 alcançar o polarizador orientado paralelamente a \vec{b} (pol.II) quando ν_1 alcança o pol.I; $\alpha'(a, b)[u'_2 - \alpha'(a, b)]$ é a probabilidade dele seguir o canal de transmissão (reflexão) quando ν_1 segue o canal de transmissão, e assim por diante; $\eta'_{2-}(a, b)$, por exemplo, é a probabilidade de ν_2 ser registrado quando ν_1 é transmitido (refletido) e ν_2 é refletido (transmitido). u'_2 pode ser diferente de 1, já que nem todos os fótons necessariamente seguem um dos dois canais disponíveis. Uma expressão similar é válida para o caso quântico:⁽¹⁾

$$\begin{aligned} p_{++}(a, b) &= p_{--}(a, b) = ft_1\eta_1g \alpha(a, b) \eta_2 , \\ p_{+-}(a, b) &= p_{-+}(a, b) = ft_1\eta_1g[u_2 - \alpha(a, b)] \eta_2 . \end{aligned} \quad (a.45)$$

Notemos que em (a.44) as probabilidades de ν_2 ser registrado podem depender das orientações dos polarizadores e do fato de ν_2 ter sido transmitido ou refletido. Isso é razoável, já que essas informações podem, em princípio, nos fornecer também informações sobre o estado de variáveis ocultas em que se encontra ν_2 , e a probabilidade de registro pode depender desse estado.

Considerando que as previsões da mecânica quântica se ajustam muito bem aos dados experimentais, vamos determinar certas condições que devem ser satisfeitas pelo realismo local. Como as probabilidades são proporcionais às taxas de detecções observadas, usando (a.44) e (a.45) as razões $R_{++}(a, b)/R_+(a, \infty)$ e $R_{+-}(a, b)/R_+(a, \infty)$ (onde o símbolo ∞ indica que o pol.II foi removido) nos fornecem

$$\alpha'(a, b) \eta'_{2+}(a, b) = \alpha(a, b) \eta_2 \quad (a.46)$$

e

$$[u'_2 - \alpha'(a, b)] \eta'_2(a, b) = [u_2 - \alpha(a, b)] \eta_2, \quad (a.47)$$

já que $p'_+(a, \infty) = p_+(a, \infty) = ft_1 \eta_1 g \eta_2$, independente da orientação do pol.I.

Vemos, por (a.45), que

$$\begin{aligned} E_Q(a, b) &= \frac{R_{++}(a, b) - R_{+-}(a, b) - R_{-+}(a, b) + R_{--}(a, b)}{R_{++}(a, b) + R_{+-}(a, b) + R_{-+}(a, b) + R_{--}(a, b)} = \\ &= 2 \frac{\alpha(a, b)}{u_2} - 1 \end{aligned} \quad (a.48)$$

Também podemos introduzir as probabilidades

$$\begin{aligned} p''_{++}(a, b) &= p''_{--}(a, b) = ft_1 g \alpha'(a, b) \\ p''_{+-}(a, b) &= p''_{-+}(a, b) = ft_1 g [u'_2 - \alpha'(a, b)], \end{aligned} \quad (a.49)$$

onde $p''_{+-}(a, b)$, por exemplo, é a probabilidade de ν_1 ser transmitido no pol.I e ν_2 ser refletido no pol.II. Atribuindo o valor $+1(-1)$ para fóton transmitido (refletido), e 0 em qualquer outro caso, podemos definir uma função de correlação realística:

$$\begin{aligned} E_R(a, b) &= \frac{p''_{++}(a, b) - p''_{+-}(a, b) - p''_{-+}(a, b) + p''_{--}(a, b)}{fg} = \\ &= 2t_1 [2\alpha'(a, b) - u'_2]. \end{aligned} \quad (a.50)$$

Como já foi mostrado, $E_R(a, b)$ satisfaz a desigualdade CHSH-B:

$$|E_R(a, b) - E_R(a, b') + E_R(a', b) + E_R(a', b')| \leq 2. \quad (a.51)$$

Como $R_{+-}(a, b) = R_{++}(a, b_\perp)$, devemos ter $p'_{+-}(a, b) = p'_{++}(a, b_\perp)$, o que fornece, por (a.50), $E_R(a, b') = -E_R(a, b'_\perp)$. Logo, escolhendo âng. $(a, b) = \text{âng. } (a', b) = \text{âng. } (a', b') = (1/3) \text{ âng. } (a, b') = 22,5^\circ$, obtemos $E_R(67,5^\circ) = -E_R(22,5^\circ)$, e usando (a.51), $|4E_R(22,5^\circ)| \leq 2$. Usando (a.46), obtemos então

$$2\alpha(22,5^\circ) \frac{\eta_2}{\eta'_{2+}(22,5^\circ)} - u'_2 \leq \frac{1}{4t_1} \quad (a.52)$$

Pelos dados da ref.(23), $E_{\text{exp}}(22, 5^0) \approx 2,68$ e $u_2 \approx 0,93$, o que nos leva, por meio de (a.48), a $\alpha(22, 5^0) \approx 1,55/2$; e $2t_1 \approx 0,95$. Logo, para $u'_2 = 1$ e $\eta'_{2+}(22, 5^0) = 1$, vemos que (a.52) é violada para $\eta_2 > 0,98$. Portanto, os polarizadores e os estados correlacionados de dois fótons de que dispomos atualmente permitiriam uma decisão entre a mecânica quântica e o realismo local, se eficiências próximas da ideal fossem obtidas para os detectores. Essa, na verdade, parece ser uma possibilidade distante.

É importante observar, porém, que, de acordo com (a.46) e (a.47), se $\eta'_{2+}(a, b) = \eta'_{2-}(a, b) = \eta'_2 = \text{const.}$, teríamos $u'_2 \eta'_2 = u_2 \eta_2$. Logo, u'_2 também seria constante, isto é, não dependeria da orientação relativa dos polarizadores. Isso equivale a termos u'_2 independente dos estados de variáveis ocultas dos fótons, e, a menos que as eficiências experimentalmente determinadas dos polarizadores estejam erradas (não correspondam à eficiência *real*), teríamos $u'_2 = u_2$, o que nos levaria a $\eta'_2 = \eta_2$ e à violação de (a.52). Portanto, de acordo com (a.46) e (a.47), quando o ângulo formado pelas orientações dos polarizadores é variado, as probabilidades de transmissão e reflexão e as probabilidades de registro devem variar de forma a manter a probabilidade total de detecção em cada braço do aparato constante, o que parece uma espécie de conspiração da natureza. Também parece uma estranha coincidência que o formalismo quântico consiga reproduzir perfeitamente esse complexo mecanismo.

É ainda importante observar que em experiências nas quais um polarizador extra ou uma placa de meia onda é inserida entre o pol.II e o detector correspondente⁽⁵⁷⁾ também constatamos concordância com as previsões quânticas. De acordo com (a.46) e (a.47), isso significa que a passagem através do polarizador extra ou da placa de meia onda não altera a probabilidade de ν_2 ser registrado. É difícil conciliar esse resultado com a idéia de que a probabilidade de detecção depende do estado de variáveis ocultas do fóton.

Naturalmente, numa tentativa de manter o realismo local, poderíamos supor que a probabilidade de detecção não pode ser expressa pelo produto *probabilidade de transmissão (reflexão) \times probabilidade de registro*. Mas nesse caso seria difícil explicar as

experiências de anti-correlação.

Portanto, de um ponto de vista puramente lógico não há ~~nenhuma evidência conclusiva~~ evidência conclusiva contra o realismo local. Por outro lado, se aceitamos o realismo, a evidência experimental sugere fortemente a presença de uma ação a distância responsável pelos fenômenos não locais observados.

Apêndice 12

Um cálculo mais realista para a experiência do cap. 11

Vamos considerar um interferômetro cujos elementos estejam satisfatoriamente alinhados, isto é, que nos permita, para efeito de cálculo, trabalhar com um alinhamento perfeito, e feixes de fótons satisfatoriamente colimados, isto é, que nos permitam, para efeito de cálculo, trabalhar com um paralelismo perfeito, condições essas não muito distantes das que podem ser satisfeitas na prática.⁽³²⁾ Vamos levar em conta, porém, a imperfeição dos polarizadores e o fato de que os estados correlacionados de dois fótons não são ideais. Podemos calcular, então, a ação do interferômetro sobre os estados de ν_2 .

$$\begin{aligned}
 |b\rangle &\xrightarrow{\text{pol.II}} \sqrt{T_2^{\parallel}} |b, \vec{k}\rangle + \sqrt{T_2^{\perp}} |b, \vec{k}'\rangle \xrightarrow{M_1, M_2} \sqrt{T_2^{\parallel}} |b, \vec{k}'\rangle + \\
 &+ i\sqrt{T_2^{\perp}} |b, \vec{k}\rangle \xrightarrow{\text{B.S.2}} \frac{\sqrt{T_2^{\parallel}}}{\sqrt{2}} (|b, \vec{k}'\rangle + i|b, \vec{k}\rangle) + \\
 &+ i\frac{\sqrt{T_2^{\perp}}}{\sqrt{2}} (|b, \vec{k}\rangle + i|b, \vec{k}'\rangle) = \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{T_2^{\parallel}} + \sqrt{T_2^{\perp}} \right) |b, \vec{k}\rangle + \\
 &+ \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{T_2^{\parallel}} - \sqrt{T_2^{\perp}} \right) |b, \vec{k}'\rangle,
 \end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
 |b_{\perp}\rangle &\xrightarrow{\text{pol.II}} \sqrt{T_2^{\perp}} |b_{\perp}, \vec{k}\rangle + \sqrt{T_2^{\parallel}} |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle \xrightarrow{M_1, M_2} \sqrt{T_2^{\perp}} |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle + \\
 &+ i\sqrt{T_2^{\parallel}} |b_{\perp}, \vec{k}\rangle \xrightarrow{\text{B.S.2}} \frac{\sqrt{T_2^{\perp}}}{\sqrt{2}} (|b_{\perp}, \vec{k}'\rangle + i|b_{\perp}, \vec{k}\rangle) + \\
 &+ i\frac{\sqrt{T_2^{\parallel}}}{\sqrt{2}} (|b_{\perp}, \vec{k}\rangle + i|b_{\perp}, \vec{k}'\rangle) = \frac{i}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{T_2^{\parallel}} + \sqrt{T_2^{\perp}} \right) |b_{\perp}, \vec{k}\rangle - \\
 &- \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sqrt{T_2^{\parallel}} - \sqrt{T_2^{\perp}} \right) |b_{\perp}, \vec{k}'\rangle,
 \end{aligned}$$

onde incluímos um deslocamento de fase sobre o feixe que se propaga ao longo do caminho 2, e estamos levando em conta que $T^{\parallel} \simeq R^{\perp}$ e $T^{\perp} \simeq R^{\parallel}$ (os valores desses coeficientes obtidos da ref.(23), estão ao final do Cap. 4).

Qualquer que seja o estado de polarização de ν_2 , ele sempre poderá ser representado pela superposição de um estado paralelo e outro perpendicular a \vec{b} . Vemos, então, pelas expressões acima, que ν_2 sempre incide sobre o pol.III no mesmo estado em que se encontrava ao incidir sobre o pol.II. A probabilidade (s) de ν_2 seguir o caminho que leva ao pol.III é, porém, maior do que a probabilidade de ν_2 seguir a direção $\underline{5}$. Portanto, o cálculo quântico nos fornece:

$$\begin{aligned} (P'_{23})_Q &= f_1 t_1 \eta_1 g s \alpha(a, c) \eta_2 , \\ (P'_{24})_Q &= f_1 t_1 \eta_1 g s [u_2 - \alpha(a, c)] \eta_2 . \end{aligned} \quad (a.53)$$

Logo, usando (64) e (54), obtemos

$$\frac{R'_{23} - R'_{24}}{R'_{23} + R'_{24}} = 2 \frac{\alpha(a, c)}{u_2} - 1 = F \frac{T_1^- T_2^-}{T_1^+ T_2^+} \cos 2(a, c) . \quad (a.54)$$

Por outro lado, de acordo com a abordagem realista discutida no Cap. 11, devemos ter:

$$\begin{aligned} (P^1_{23})_R &= f_2 A(b, c) \eta_2 g' \alpha(a, b) \eta_1 , \\ (P^2_{23})_R &= f_2 B(b, c) \eta_2 g' [u_1 - \alpha(a, b)] \eta_1 , \end{aligned}$$

onde os índices superiores indicam o caminho seguido pelo fóton. Logo,

$$(P'_{23})_R = f_2 g' \eta_1 \eta_2 \left\{ A(b, c) \alpha(a, b) + B(b, c) [u_1 - \alpha(a, b)] \right\} . \quad (a.55)$$

Da mesma forma,

$$\begin{aligned} (P^1_{24})_R &= f_2 A'(b, c) \eta_2 g' \alpha(a, b) \eta_1 , \\ (P^2_{24})_R &= f_2 B'(b, c) \eta_2 g' [u_1 - \alpha(a, b)] \eta_1 . \end{aligned}$$

Logo,

$$(P'_{24})_R = f_2 g' \eta_1 \eta_2 \left\{ A'(b, c) \alpha(a, b) + B'(b, c) [u_1 - \alpha(a, b)] \right\} . \quad (a.56)$$

Como o n° de detecções em $\underline{3} = n^\circ$ de detecções em $\underline{4}$, independente da orientação dos polarizadores,

$$A(b, c) + B(b, c) = A'(b, c) + B'(b, c) = \text{const.} . \quad (a.57)$$

Devemos ter, também, $P'_{23} + P'_{24} = \text{const.}$, o que nos fornece

$$[A(b, c) + A'(b, c)] - [B(b, c) + B'(b, c)] = 0 . \quad (a.58)$$

Combinando (a.57) e (a.58), obtemos

$$A'(b, c) = B(b, c) \quad \text{e} \quad B'(b, c) = A(b, c) . \quad (a.59)$$

Usando (a.55), (a.56) e (a.59), vemos que

$$\begin{aligned} \frac{R'_{23} - R'_{24}}{R'_{23} + R'_{24}} &= \frac{A(b, c) - B(b, c)}{A(b, c) + B(b, c)} \left[2 \frac{\alpha(a, b)}{u_1} - 1 \right] = \\ &= \frac{A(b, c) - B(b, c)}{A(b, c) + B(b, c)} F \frac{T_1^- T_2^-}{T_1^+ T_2^+} \cos 2(a, b) , \end{aligned} \quad (a.60)$$

em acentuada discordância com (a.54). Em particular, para âng. $(a, b) = 45^\circ$, a expressão acima será sempre nula, independente da orientação do pol.III.

Referências

1. J.F. Clauser e A. Shimony, *Rep. Prog. Phys.* **41**, 1881 (1978).
2. W. Heisenberg, *Physics and Philosophy* (Allen and Unwin, 1959).
3. A.I.M. Rae, *Quantum physics: illusion or reality?* (Cambridge University Press, 1988); J.C. Polkinghorne, *The Quantum World* (Penguin, 1988); M. Jammer, *The Philosophy of Quantum Mechanics* (John Wiley, 1974); J.A. Wheeler e W.H. Zurek, eds., *Quantum Theory and Measurement* (Princeton University Press, 1983); B. d'Espagnat, *Conceptions de la Physique Contemporaine* (Hermann, 1965).
4. J.S. Bell, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (Cambridge University Press, 1987).
5. L.C.B. Ryff, *Phys. Letters A* **136**, 13 (1989); A Nonlocal Realistic Approach and its Experimental Consequences, trabalho apresentado na Int. Conf. on the Conceptual Foundations of Quantum Theory, 28 de dezembro de 1989 — 2 de janeiro de 1990, Nova Deli, India.
6. K.R. Popper, *Quantum Theory and the Schism in Physics* (Hutchinson, 1982).
7. "... the first physics book I read said, atoms and molecules may exist but this is irrelevant from the point of view of physics", citado por Wigner em *Quantum Optics, Experimental Gravity, and Measurement Theory*, P. Meystre e M.O. Scully, eds., (Plenum Press, 1983).
8. D. Bohm e B.J. Hiley, *Found Phys.* **14**, 255 (1984); D. Bohm, B.J. Hiley e P.N. Kaloyerou, *Phys. Rep.* **144**, 323, 349 (1987).
9. J.P. Vigièr, *Lett. Nuovo Cimento* **24**, 258, 265 (1979).
10. A. Einstein, B. Podolsky e N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
11. J. von Neumann, *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Princeton University Press, 1955).
12. D. Bohm, *Phys. Rev.* **85**, 166, 180 (1952).
13. J.S. Bell, *Physics* **1**, 195 (1964), reeditado em *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics* (ref.4), e em *Quantum Theory and Measurement* (ref.3).

14. D. Bohm, *Quantum Theory* (Prentice Hall, 1951).
15. F. Selleri, "History of the Einstein-Podolsky-Rosen Paradox", em *Quantum Mechanics versus Local Realism: the Einstein, Podolsky, and Rosen Paradox*, F. Selleri, ed. (Plenum, 1988).
16. N. Bohr, *Phys. Rev.* **48**, 696 (1935).
17. Recentemente chegou-se ao mesmo resultado de Bell sem o uso de desigualdade: D.M. Greenberger, M.A. Horne, A. Shimony e A. Zeilinger, *Am. J. Phys.* **58**, 1131 (1990).
18. J.S. Bell, em *Foundations of Quantum Mechanics*, ed. B. d'Espagnat (Academic, 1971).
19. A. Aspect, em *The Wave-Particle Dualism*, S. Diner, D. Fargue, G. Lockak, e F. Selleri, eds., (Reidel, 1984); P. Eberhard, *Nuovo Cim.* **B46**, 392 (1978).
20. J.F. Clauser, M.A. Horne, A. Shimony and R.A. Holt, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880 (1969).
21. A. Aspect, *Trois tests expérimentaux des inégalités de Bell par mesure de corrélation de polarisation de photons*, tèse (1983).
22. H.P. Stapp, *Found. Phys.* **10**, 767 (1980) e A. Fine, *J. Math. Phys.* **23**, 1306 (1982), mostraram que toda teoria estocástica pode ser reproduzida por uma teoria determinista.
23. A. Aspect, P. Grangier e G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 91 (1982).
24. W. Perrie, A.J. Duncan, H.J. Beyer e H. Kleinpoppen, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1790 (1985).
25. A. Shimony, em *Foundations of Quantum Mechanics* (ref.18).
26. M.A. Horne, *Experimental Consequences of Local Hidden Variable Theories*, Tése (1970).
27. J.W. Simmons e M.J. Guttman, *States, Waves and Photons: A Modern Introduction to Light* (Addison-Wesley, 1970).
28. A. Garuccio e V. Rapisarda, *Nuovo Cim.* **A65**, 269 (1981); *Lett. Nuovo Cim.* **30**,

- 443 (1981).
29. J.F. Clauser e M.A. Horne, *Phys. Rev. D* **10**, 526 (1974).
 30. A. Aspect, J. Dalibard e G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1804 (1982).
 31. L.C.B. Ryff, *Phys. Letters A* **118**, 3 (1986).
 32. P. Grangier, G. Roger e A. Aspect, *Europhys. Lett.* **1**, 173 (1986).
 33. T. Hellmuth, A.G. Zajonc e H. Walther, em *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*, D. Greenberg ed. (N.Y. Academy of Sciences, vol. 480, 1986).
 34. L.C.B. Ryff, *Found. Phys.* **20**, 1061 (1990).
 35. P.A.M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, 4a. ed. (Oxford Univ. Press, 1958), introduziu o termo *forced*, que estamos traduzindo por *colocado*.
 36. A. Shimony, *Scient. Am.* **258**, 36 (1988).
 37. L. Landau e E. Lifchitz, *Théorie du Champ* (Éditions de la Paix).
 38. J.S. Bell e D. Bohm, em *The Ghost in the Atom*, P.C.W. Davies e J.R. Brown, eds. (Cambridge Univ. Press, 1986).
 39. M.A. Tonnelat, *Histoire du Principe de Relativité* (Flammarion, 1971).
 40. F. Selleri, em *The Wave-Particle Dualism* (ref. 19).
 41. L.J. Wang, X.Y. Zou e L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1111 (1991).
 42. R.L. Plegor e L. Mandel, *Phys. Rev.* **159**, 1084 (1967); *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 946 (1968).
 43. L.C.B. Ryff, em *Wave-Particle Duality*, F. Selleri, ed. (Plenum, a ser publicado).
 44. A idéia de combinar experiências de não-localidade e de dualidade onda-partícula foi esboçada pela primeira vez em L.C.B. Ryff, *Phys. Letters A* **119**, 1 (1986).
 45. L.R. Kasday, em *Foundations of Quantum Mechanics* (ref. 18).
 46. A. Aspect, P. Grangier e G. Roger, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 460 (1981); S.J. Freedman e J.F. Clauser, *Phys. Rev. Lett.* **28**, 938 (1972); E.S. Fry e R.C. Thompson, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 465 (1976).
 47. L.C.B. Ryff, *Phys. Letters*, a ser publicado.

48. J.F. Clauser, *Nuovo Cim.* **B33**, 740 (1976); A.J. Duncan e H. Kleinpoppen, em *Quantum Mechanics versus Local Realism: the Einstein, Podolsky, and Rosen Paradox* (ref. 15); L. de Caro, *Found. Phys. Lett.* **2**, 151 (1989).
49. A. Shimony, *Proc. Int. Symp. on Foundations of Quantum Mechanics*, Tóquio, 1983.
50. R. Ghosh e L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1903 (1987); C.K. Hong, Z.Y. Ou e L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044 (1987); Z.Y. Ou e L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 50 e 54 (1988).
51. M.A. Horne, A. Shimony e A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2209 (1989).
52. J.G. Rarity e P.R. Tapster, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2495 (1990).
53. F. Selleri e G. Tarozzi, *Rivista del Nuovo Cimento*, vol.4, no.2 (1981).
54. A. Garg e D. Mermin, *Phys. Rev.* **D35**, 3831 (1987).
55. E. Santos, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1388 (1991); *Found. Phys.* **21**, 221 (1991), mostrou que mesmo no caso de detectores e polarizadores ideais os estados correlacionados de dois fótons atualmente produzidos não permitem a violação de (a.9) (ver porém o apêndice 11 desta tese).*
56. T. Marshall e E. Santos, *Found. Phys.* **18**, 185 (1988); *Phys. Rev.* **A39**, 6271 (1989).
57. T. Haji-Hassan, A.J. Duncan, W. Perrie, H.J. Beyer e H. Kleinpoppen, *Phys. Letters* **A123**, 110 (1987); T. Haji-Hassan, A.J. Duncan, W. Perrie, H. Kleinpoppen e E. Merzbacher, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 237 (1989).

* Na verdade, Clauser e Horne (ref.29) já haviam chamado a atenção para este fato.