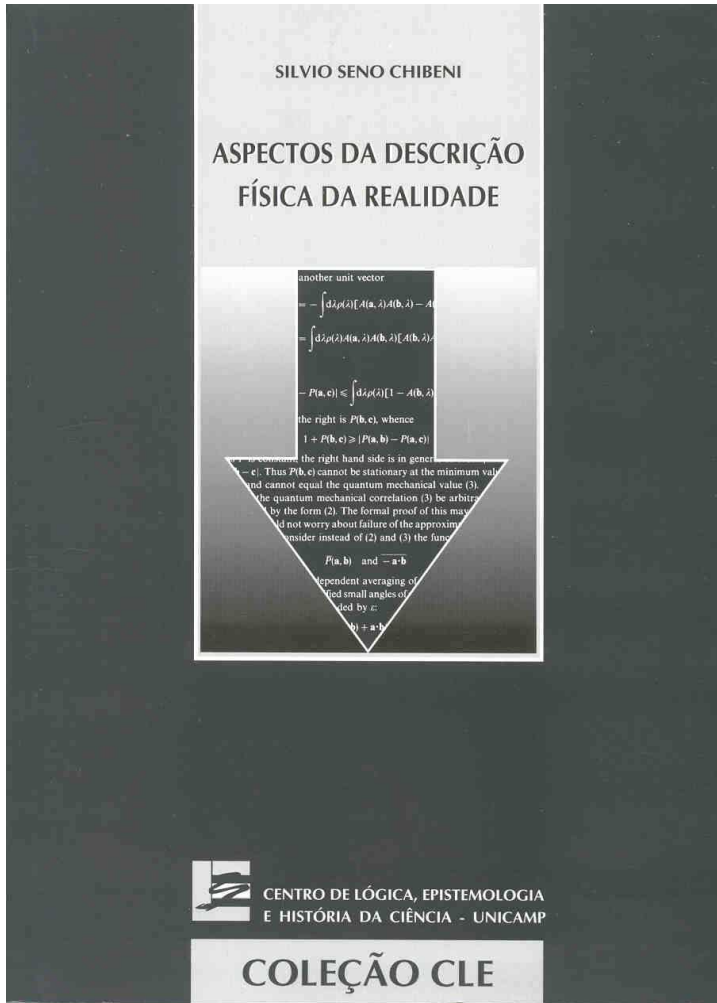


**ASPECTOS DA DESCRIÇÃO FÍSICA DA REALIDADE**  
**SILVIO SENO CHIBENI**

**NOTA:**  
**NESTA VERSÃO ELETRÔNICA AS NUMERAÇÕES DE PÁGI-**  
**NAS E DE NOTAS DE RODAPÉ NÃO SEGUEM AS DA VERSÃO**  
**PUBLICADA EM PAPEL**



SILVIO SENO CHIBENI

# **ASPECTOS DA DESCRIÇÃO FÍSICA DA REALIDADE**

**VOLUME 21 – 1997**

**COLEÇÃO CLE**

Copyright © by Silvio Seno Chibeni, 1997

Nenhuma parte desta publicação pode ser gravada, armazenada em sistemas eletrônicos, fotocopiada, reproduzida por meios mecânicos ou outros quaisquer sem autorização prévia do editor.

ISSN: 0103-3147  
Primeira Edição, 1997

Ficha Catalográfica elaborada pela Biblioteca do CLE

C431a	Chibeni, Silvio Seno Aspectos da descrição física da realidade / Silvio Seno Chibeni. – Campinas : UNICAMP, Centro de Lógica, Epistemologia e História da Ciência, 1997. (Coleção CLE ; v.21)  1. Ciência – Filosofia. 2. Mecânica quântica. 2. Física – Filosofia. I. Título. II. Série.  19.CDD 501 530.12 530.01
-------	---

Índice para catálogo sistemático

- |                        |        |
|------------------------|--------|
| 1. Ciência – Filosofia | 501    |
| 2. Mecânica quântica   | 530.12 |
| 3. Física – Filosofia  | 530.01 |

Centro de Lógica, Epistemologia e História da Ciência  
Cidade Universitária "Zeferino Vaz"  
C.P. 6133  
13081-970 - Campinas, SP.  
e-mail: CLEHC@TURING.UNICAMP.BR

IMPRESSO NO BRASIL

Dedico este trabalho aos meus professores

*Harvey Robert Brown,*

*Michel Ghins,*

*Zeljko Loparic*

e, muito especialmente,

*Pierre Henri Lucie e*

*Clarice Seno Chibeni*

## Sumário

<b>Prefácio</b> .....	xv
Capítulo 1 – <b>Introdução</b> .....	3
Capítulo 2 – <b>O Realismo Científico</b>	
2.1 – Introdução .....	9
2.2 – Realismo científico .....	12
2.3 – Alguns dos argumentos mais importantes	
a favor do realismo científico .....	17
2.3.1 – Argumentos negativos .....	17
2.3.2 – Argumentos positivos .....	21
2.4 – Van Fraassen e a inferência abdutiva .....	26
2.5 – O realismo científico e a interpretação da	
mecânica quântica: Uma introdução.....	30
Capítulo 3 – <b>A Incompletude da Mecânica Quântica</b>	
3.1 – Introdução .....	35
3.2 – Incompletude clássica .....	37
3.3 – Incompletude de EPR .....	41
3.4 – Incompletude fraca e incompletude forte .....	51
3.5 – Incompletude de Einstein .....	57
3.6 – Localidade: Howard, Einstein, Bell e Jarrett .....	62
Capítulo 4 – <b>Completando a Mecânica Quântica: Restri-</b>	
<b>ções Matemáticas</b>	
4.1 – Introdução: Teorias de variáveis ocultas .....	77
4.2 – Resultados algébricos contra as teorias de	
variáveis ocultas	80

4.3 – Contextualismo na teoria de variáveis ocultas de Bohm.....	84
4.4 – A prova de Peres-Stairs-Mermin .....	93
<b>Capítulo 5 – Completando a Mecânica Quântica: Desigualdades de Bell</b>	
5.1 – Introdução .....	97
5.2 – Análise das premissas: Desigualdades para teorias deterministas .....	100
5.3 – Análise das premissas: Desigualdades para teorias estocásticas .....	104
5.4 – Heywood-Redhead e Greenberger-Horne-Zeilinger: Teoremas de Bell sem desigualdades.....	115
<b>Capítulo 6 – Contextualismo, Não-Localidade e Desigualdades de Bell</b>	
6.1 – Não-localidade e contextualismo na teoria de variáveis ocultas de Bohm .....	123
6.2 – Contextualismo e não-localidade: A consistência das premissas das desigualdades de Bell.....	132
6.3 – Contextualismo e não-localidade: Relações gerais de dependência .....	134
6.4 – Desigualdades de Bell a partir do não-contextualismo. Desigualdades para um único corpo .....	141
6.5 – Localidade e desigualdades de Bell .....	146
	155
<b>Capítulo 7 – A Descrição Física da Realidade</b>	
7.1 – Microfísica: Desafio ao realismo científico? .....	156

7.2 – A descrição física da realidade: Limites e perspectivas .....	168
7.3 – Epílogo .....	177
Apêndice – <b>Abreviaturas</b> .....	185
<b>Referências Bibliográficas</b> .....	189

## ***Prefácio***

O conteúdo deste trabalho insere-se, a um só tempo, no debate filosófico acerca do realismo científico e nas investigações de certos problemas teóricos atinentes à microfísica. Destina-se, pois, a filósofos da ciência e a cientistas preocupados com os fundamentos da física. Em sua redação procurei tornar a discussão filosófica acessível a um público com formação exclusivamente científica e, de outro lado, apresentar as questões científicas de maneira razoavelmente compreensível a um filósofo da ciência de formação geral, definindo sistematicamente os termos mais técnicos e evitando complexidades não essenciais.

Minha motivação central prende-se à insatisfação com muito daquilo que se afirma na literatura contemporânea a propósito da interação daquelas duas linhas de pesquisa. Constitui crença quase geral entre especialistas dos dois campos que as dificuldades teóricas e interpretativas que assolam as bases da física de algum modo repercutem negativamente sobre a tese do realismo científico. Apresento aqui as razões que me persuadiram, depois de acurado exame, de que semelhante opinião carece de sustentação segura.

A consecução desse objetivo principal exigiu que descesse à análise direta da situação na microfísica, com o intuito de identificar, esclarecer e aprofundar os aspectos potencialmente relevantes para o problema. Na frente filosófica, afigurou-se-me imprescindível proceder, já de início, a uma elucidação dos conceitos e argumentos envolvidos na discussão sobre o realismo científico. Após percorrer os temas mais técnicos, retomo, no final, as questões filosó-



ficas, agora em condições mais apropriadas para justificar meu distanciamento com relação à ortodoxia.

O texto corresponde essencialmente ao da tese de doutorado que submeti ao Departamento de Filosofia da Unicamp em outubro de 1993. Apenas alguns aperfeiçoamentos de expressão e complementações bibliográficas foram introduzidos, além de ligeiras alterações em dois pontos isolados de interpretação histórica, por sugestão do Professor Michel Paty, a quem muito agradeço. Sou também grato aos demais membros da banca examinadora, pelas prolongadas e esclarecedoras discussões. Gostaria, de modo especial, de expressar meu reconhecimento ao Professor Michel Ghins por, entre outras coisas, haver lido e comentado de forma relevante a penúltima versão da tese. Agradeço ainda aos Professores Harvey Brown e Luiz Henrique Dutra, que leram partes de textos preliminares, contribuindo com sugestões úteis. Tais referências de modo algum significam que essas pessoas compartilhem todas as opiniões aqui expressas, antes o contrário. Evidentemente, não deve recair sobre elas qualquer responsabilidade por falhas que eventualmente subsistam no trabalho. O apoio acadêmico e pessoal à sua realização, devo-o também a vários outros colegas, amigos, familiares e instituições, que peço permissão para não enumerar.

S.S.C.

Campinas, março de 1997

*Physics is evidently the description of the Real.*

Einstein (apud Enz 1985, p. 245)

*And yet science would perish without a supporting transcendental faith in truth and reality.*

Weyl (1963, p. vi)

## Capítulo 1

### Introdução

*The most perfect philosophy of the natural kind only staves off our ignorance a little longer: as perhaps the most perfect philosophy of the moral or metaphysical kind serves only to discover larger portions of it.*

Hume<sup>1</sup>

É bem sabido que mesmo após a ciência e a filosofia terem assumido identidades mais ou menos distintas, a partir da era moderna, elas não cessaram de todo de se influenciar mutuamente. Um exemplo significativo é o papel desempenhado pela crença universal na dinâmica newtoniana no desenvolvimento da filosofia de Kant. Também é visível a influência da concepção mecanicista do mundo, inerente às teorias clássicas e relativistas, nas doutrinas de vários filósofos modernos e contemporâneos. Outro caso típico, embora menos conhecido, é o do papel da teoria da relatividade nas concepções de Whitehead.

Parece haver acordo entre os filósofos que apreciaram de perto certos desenvolvimentos recentes na microfísica que eles criaram uma situação sem precedentes na história das conexões entre a ciência e a filosofia. O caráter *sui generis* dessa situação liga-se parcialmente ao fato de que *não* se trata de implicações filosóficas de *mais uma* teoria física. Infelizmente, os termos em que essa discussão comumente se trava – fala-se freqüentemente em “conseqüências filosóficas da *mecânica quântica*”, por exemplo – induzem a esse engano. Se tal fosse o caso, estaríamos diante de mais

---

<sup>1</sup> *An Enquiry concerning Human Understanding*, seção. IV, parte 1, p. 31.

um episódio como tantos outros, e seu interesse estaria limitado pela vulnerabilidade de qualquer teoria física.

Embora seja difícil crer nisso à primeira vista, é um fato inegável que algumas investigações na microfísica forneceram evidência empírica quase direta contra certas concepções extremamente gerais e básicas acerca do mundo que, pelo menos a partir do período moderno, sempre fizeram parte das teorias físicas (com exceção da mecânica quântica), e integram o senso comum educado. Este assunto apresenta desdobramentos extremamente variados e complexos, que ocupam a maior parte da literatura em filosofia e fundamentos da física das três últimas décadas, e sua exploração parece estar ainda em sua fase inicial.

Os problemas começaram com o advento da mecânica quântica (MQ), nossa teoria fundamental da estrutura da matéria. Apesar de sua enorme abrangência e precisão empírica, essa teoria representa, por suas características conceituais e estruturais, um sério desafio à intuição física ordinária. Os conceitos clássicos fundamentais sobre a natureza da matéria e do espaço-tempo nela não encontram aplicação imediata e irrestrita, o que tem obstado à elaboração de uma ontologia compatível com as relações interferométricas previstas pela teoria e admiravelmente corroboradas pela experiência. Em conseqüência, essa teoria *prima facie* não se amolda a uma interpretação realista, o que aparentemente a singulariza entre todas as demais teorias físicas.

Esse fato, que se tornou evidente desde a criação da teoria, na segunda metade da década de 20, acarretou aquilo que Popper denominaria de um “cisma na física”, em um dos volumes do Posfácio de seu *The Logic of Scientific Discovery* especificamente destinado a tratar da questão da mecânica quântica (Popper 1982). Entre os próprios pais da teoria estabeleceu-se a divisão entre aqueles que acreditavam que a referida característica da mecânica quântica indica que ela não pode constituir uma descrição completa da realidade

(Einstein, Schrödinger, o jovem e o velho de Broglie), e os que mantinham que ela indica, ao contrário, a necessidade de revisões profundas em várias de nossas mais fundamentais concepções físicas e filosóficas (Bohr, Heisenberg, Dirac, Born, Pauli, Jordan).

Um aceso e prolongado debate estabeleceu-se. Argumentos diversos para as mais variadas teses foram apresentados por seus principais protagonistas, destacando-se, por sua ampla repercussão, os argumentos de Einstein, Podolsky e Rosen (EPR) e o do “gato” de Schrödinger, ambos apresentados em 1935<sup>2</sup>. A cogência desses argumentos para a incompletude da MQ forçou os adversários a buscar refúgio em inesperadas e, não raro, bizarras posições físicas e filosóficas. Livros-texto, artigos e conferências sobre a teoria quântica via de regra abrem espaço para discussões ditas “epistemológicas”. Apesar do caráter obscuro e precário da maior parte dessas discussões pretensamente filosóficas, a opinião professada da grande maioria dos físicos rapidamente se deslocou para alguma forma de oposição ao pensamento clássico, que Einstein defendeu até o fim de sua vida, remando contra a maré.

Costuma-se dizer que a comunidade dos físicos se aglutinou em torno da chamada “interpretação ortodoxa”, ou “de Copenhague”, da mecânica quântica, desenvolvida sob a liderança de Bohr. Essa afirmação é enganosa, em um certo sentido, dado que uma análise atenta revela uma grande heterogeneidade de pontos de vista entre os supostos proponentes dessa interpretação. E mais: as concepções do próprio Bohr estão longe de constituir um conjunto homogêneo ou mesmo consistente de teses. No entanto, um ponto comum parece existir: a sedução por uma forma ou outra de anti-realismo.

Simpatizamos com a tese de que tais concessões anti-realistas raramente são levadas em conta quando os cientistas estão trabalhando duro. Todavia, acreditamos que a predominância dessas

---

<sup>2</sup> Einstein, Podolsky & Rosen 1935; Schrödinger 1980.

opiniões nas discussões de fundamentos teve um efeito inibidor importante sobre as pesquisas em física. Voltaremos a esse ponto no último capítulo deste trabalho.

A questão do realismo científico ocupa, pois, um lugar proeminente nas discussões sobre as implicações filosóficas da microfísica<sup>3</sup>. Essas discussões, no entanto, encontram-se eivadas de confusões e deficiências filosóficas. Faremos, no capítulo seguinte, uma análise geral da questão, situando-a em um contexto filosófico mais amplo, propondo uma classificação esclarecedora das várias modalidades de anti-realismo e, por fim, apresentando os principais argumentos envolvidos no debate.

No capítulo 3 abordamos a questão da incompletude da mecânica quântica, que é histórica e conceitualmente anterior à maioria das discussões contemporâneas que serão examinadas aqui. Fazendo uma análise dos principais argumentos para a incompletude, apontamos vários sentidos em que se pode alegar que a descrição quântica da realidade é incompleta. Embora o julgamento histórico tenha favorecido a tese da completude, fazemos notar que um argumento forte para a incompletude, reconstruído racionalmente a partir de uma proposta de Einstein, é invulnerável às estratégias usuais de neutralização dos demais argumentos, incluindo a famosa doutrina de Bohr. Ressaltamos, no entanto, que os argumentos dependem crucialmente da adoção de uma posição filosófica minimamente realista, bem como de uma hipótese de localidade recentemente posta em dúvida pelos resultados teóricos e experimentais relativos às desigualdades de Bell e por certos teoremas “quase-algébricos”.

Esses e outros resultados de limitação são analisados nos capítulos 4, 5 e 6, nos quais empreendemos, entre outras, a tarefa de

---

<sup>3</sup> Para uma exposição de algumas das questões centrais relativas às implicações filosóficas da microfísica, em um nível acessível ao não-especialista, ver Chibeni 1992.

explicitar e comparar as suas diversas premissas. O capítulo 4 é dedicado aos teoremas matemáticos que mostram a existência de restrições algébricas às teorias “mais completas” que a MQ, as chamadas *teorias de variáveis ocultas*. Uma questão que merece atenção particular nesse capítulo e no capítulo 6 é a da natureza e papel da hipótese do não-contextualismo nos resultados de limitação. Apontamos algumas deficiências sérias na maneira-padrão segundo a qual o contextualismo é entendido na literatura. Defendemos a superioridade da quase nunca reconhecida abordagem de David Bohm em seus artigos pioneiros de 1952, chamando a atenção para o caráter puramente físico do contextualismo de sua teoria de variáveis ocultas. Isso será relevante para a sustentação de nossa posição realista no último capítulo da tese.

No capítulo 5 abordamos as desigualdades de Bell e os teoremas “quase-algébricos”, que exibem, respectivamente, dificuldades empíricas e de consistência formal envolvendo as teorias de variáveis ocultas que incorporem a condição de localidade. O trabalho preliminar de investigação das premissas desses resultados é aprofundado no capítulo 6, onde diversos tópicos avançados são abordados. Essa análise é indispensável para a delimitação do significado físico preciso dos resultados de não-localidade.

O exame dos resultados de limitação à introdução de teorias mais completas que a MQ empreendido nos capítulos centrais da tese fornece, então, embasamento técnico para a discussão mais geral do capítulo 7. Nesse capítulo procuramos opor resistência aos argumentos anti-realistas da literatura que se baseiam em tais resultados. Inicialmente, questionamos a própria plausibilidade da alegação de que a doutrina filosófica do realismo científico pode ser refutada ou de algum modo abalada por considerações de ordem puramente científica. Depois, destacamos brevemente que a noção de realismo científico adotada é amiúde demasiadamente restrita, e portanto muito vulnerável. Por fim, sustentamos que a introdução

de teorias realistas na microfísica (através da interpretação realista da própria mecânica quântica ou de teorias alternativas) não só é logicamente possível mas também física e filosoficamente desejável. É aqui, e não no comprometimento da doutrina realista, que as provas de limitação mostram sua importância: impõem restrições conceituais severas a essas teorias, acarretando a necessidade de reformulação de algumas de nossas mais fundamentais concepções acerca da matéria. A seu turno, a nova visão de mundo altera o referencial no qual se apresentam alguns dos problemas tradicionais da filosofia. Se implicações filosóficas tiverem de ser extraídas dos avanços recentes na microfísica, é neste ponto que deverão ser buscadas. Desnecessário dizer que os desafios físicos e filosóficos que essa proposta apresenta são imensos.



## Capítulo 2

### O Realismo Científico

*Out yonder there was this huge world, which exists independently of us human beings and which stands before us like a great, eternal, riddle, at least partially accessible to our inspection and thinking.*

Einstein<sup>4</sup>

*But to admit things not visible to the gross creatures that we are is, in my opinion, to show a decent humility, and not just a lamentable addiction to metaphysics.*

J.S. Bell<sup>5</sup>

#### 2.1. Introdução

Dois dos grandes problemas da epistemologia são o das “fontes” do conhecimento (quais os processos pelos quais o adquirimos, em que ele se fundamenta)<sup>6</sup> e o da sua extensão (quais as coisas que podem ser conhecidas e quais as que não podem). Ao longo da história da filosofia, esses dois problemas epistemológicos nem sempre foram tratados separadamente, já que há conexões entre eles. Para fins de análise, porém, a distinção é útil, e podemos classificar as doutrinas epistemológicas em dois grupos principais, conforme se ocupem de um ou de outro desses problemas.

No caso do problema das origens e fundamentação do co-

---

<sup>4</sup> Einstein 1949a, p. 5.

<sup>5</sup> Bell 1987 a, p. 42.

<sup>6</sup> O filósofo observará aqui que estamos deixando de marcar a ulterior distinção entre dois problemas epistemológicos que, pelo menos a partir de Kant, costumam ser distinguidos: o da origem e o da fundamentação do conhecimento. Alertamos, porém, para o caráter introdutório desta seção, destinada aos cientistas pouco familiarizados com as noções filosóficas.

nhecimento, há essencialmente duas posições antagônicas:

i) *Empirismo*. Sustenta que o conhecimento se baseia e se adquire através do que se apreende pelos sentidos. Admite-se, além dos sentidos “externos” (visão, audição, tato, olfato e paladar) a participação de um sentido “interno” (introspecção), que nos informa acerca de nossos sentimentos, estados de consciência e memória. Como quase toda doutrina filosófica, o empirismo encontra raízes na Grécia Antiga; ganhou novo ímpeto com a revolução científica do século XVII, e seus principais defensores no período moderno foram Locke, Berkeley e Hume.

ii) *Racionalismo*. Mantém que as fontes do verdadeiro conhecimento encontram-se não na experiência, mas na razão. Como no caso do empirismo, também essa doutrina já era defendida entre os Gregos; na era moderna, seus principais expoentes foram Descartes e Leibniz.

Naturalmente, é possível manter-se uma posição empirista acerca de determinado tipo de conhecimento e racionalista acerca de outro. De fato, é freqüente, por exemplo, que empiristas com relação ao conhecimento do mundo físico sejam racionalistas com relação ao conhecimento matemático. E mesmo dentro de uma mesma área, é cabível sustentar-se posições diferentes quanto às fontes do conhecimento, dependendo do tipo de proposição envolvida. Esse é o caso da teoria epistemológica de Kant; segundo ela, nosso conhecimento da física é parcialmente *a priori* (como no caso das leis de Newton) e parcialmente empírico, ou *a posteriori* (a lei de Boyle, por exemplo).

Foge ao escopo deste trabalho discutir e avaliar, ou mesmo apresentar de forma sistemática, as múltiplas variantes dessas doutrinas epistemológicas sobre a origem e fundamentação do conhecimento. Notemos apenas que, como resultado das profundas transformações sofridas pela física em nosso século (que, entre

outras conseqüências, levaram à descrença na verdade universal das leis da dinâmica newtoniana), o racionalismo com relação ao conhecimento do mundo físico aparentemente perdeu muito de sua plausibilidade.

Passemos agora à questão dos limites do conhecimento. Aqui, a oposição principal se dá entre a doutrina epistemológica do *realismo* e uma série de doutrinas com nomes diversos, ditas genericamente *anti-realistas*.

Poucos conceitos filosóficos têm recebido caracterizações tão diversas quanto o de *realismo*. Em um sentido amplo, o termo *realismo* denota uma determinada posição filosófica acerca de certas classes de objetos, ou de proposições sobre esses objetos. Consideram-se, por exemplo, os objetos matemáticos, os universais, os objetos materiais ordinários, as entidades não-observáveis postuladas pelas teorias científicas, etc.

Em uma formulação puramente metafísica, o realismo sobre os objetos de uma dessas classes se caracteriza pela afirmação de que os objetos em questão “realmente existem”, ou “desfrutam de uma existência independente de qualquer cognição”, ou “estão entre os constituintes últimos do mundo real”. Pode-se pois ser realista com relação a uma classe ou classes de objetos e anti-realista com relação a outras.

Outros filósofos preferem (por razões que não examinaremos aqui) formular o realismo em termos epistemológicos. Michael Dummett, para tomar um exemplo importante, propõe que por *realismo* entendamos a doutrina segundo a qual “as proposições da classe em disputa possuem um valor de verdade objetivo, independente de nossos meios para conhecê-lo: são verdadeiras ou falsas em virtude de uma realidade que existe independentemente de nós”. Correspondentemente, caracteriza o anti-realismo como a visão segundo a qual “as proposições da classe em disputa devem ser entendidas somente com referência ao tipo de coisa que contamos como evidência para uma proposição dessa classe” (Dum-

mett 1978, p. 145).

As posições anti-realistas por vezes recebem nomes especiais, de acordo com a classe de objetos em questão. Assim, o anti-realismo com relação às entidades matemáticas é conhecido por *construtivismo*; com relação aos objetos materiais ordinários por *fenomenalismo*; com relação aos universais por *nominalismo*. O anti-realismo científico recebe várias denominações, dependendo de como a tese do realismo científico é negada. Vejamos isto com alguma extensão, pois que é esse tipo de realismo que nos interessa neste trabalho.

## **2.2. Realismo Científico**

Começaremos oferecendo algumas formulações do realismo científico comumente encontradas na literatura: i) Algumas das entidades não-observáveis postuladas pela ciência (e.g. elétrons, vírus, campos magnéticos)<sup>7</sup> realmente existem; ii) A ciência investiga um mundo independente de nossa cognição; iii) Vale a lei do terceiro excluído para as proposições teóricas da ciência, interpretadas literalmente, e o que as faz verdadeiras ou falsas são suas conexões com uma realidade independente de nossa cognição; iv) “A ciência objetiva a nos fornecer, em suas teorias, uma história literalmente verdadeira de como é o mundo; e a aceitação de uma teoria científica envolve a crença de que ela é verdadeira” (van Fraassen 1980, p. 8).

Consideramos que as doutrinas filosóficas que negam o realismo científico devem ser divididas em dois grandes grupos, segundo partilhem ou não com o realismo científico a concepção clássica da verdade (verdade como correspondência com fatos ob-

---

<sup>7</sup> Por brevidade, e com um certo abuso de expressão, daqui por diante nos referiremos a tais entidades pela expressão ‘entidades teóricas da ciência’, e às proposições a seu respeito por ‘proposições teóricas da ciência’, ou simplesmente por ‘proposições teóricas’.

jetivos). O primeiro desses grupos tem sido chamado de “empirista” na literatura contemporânea, o que dá azo a freqüentes mal-entendidos, pois se confunde esse uso do termo com o uso tradicional, para designar a doutrina epistemológica sobre a fundamentação do conhecimento que se opõe ao racionalismo.

Integram o segundo grupo as doutrinas filosóficas denominadas *relativistas*, *idealistas* ou *construtivistas*, que adotam uma das várias concepções não-clássicas da verdade, nas quais em geral não vale a lei do terceiro excluído. Os exemplos mais importantes são a concepção da verdade como coerência (uma proposição é verdadeira se for coerente com todas as demais proposições aceitas), e a concepção de Dummett-Putnam (uma proposição é verdadeira se for asserível com segurança [*warrantedly assertible*]). Essa forma de anti-realismo representa um rompimento profundo com o realismo, e via de regra não se limita ao domínio das proposições científicas; tipicamente, as motivações para propô-la ligam-se a questões filosóficas bastante gerais, de que não trataremos aqui.

O anti-realismo científico do tipo “empirista” em geral associa-se a uma postura realista quanto aos objetos materiais ordinários. A bem da clareza, julgamos importante distinguir três doutrinas diferentes neste tipo de anti-realismo: *instrumentalismo*, *reduativismo* e *empirismo construtivo*.

a) *Instrumentalismo*. Sustenta que as proposições teóricas da ciência são na verdade instrumentos de cálculo ou predição, ou ainda regras de inferência, que auxiliam a conexão e a estruturação das proposições sobre coisas e processos observáveis (‘proposições observacionais’). Portanto, segundo o instrumentalismo as proposições teóricas não são proposições genuínas, mas pseudo-proposições, às quais não se aplicam os conceitos de verdade e falsidade. Podem ser escolhidas livremente pelo cientista, conforme a sua utilidade e conveniência, não cumprindo, ao contrário do

que propõe o realista científico, nenhuma função descritiva de aspectos não-observáveis do mundo.

b) *Redutivismo*. Para o redutivismo as proposições teóricas da ciência são proposições genuínas, porém de fato referem-se (indiretamente) apenas ao que é observável; são abreviações para proposições mais complexas sobre entidades e processos observáveis. As proposições teóricas não devem, portanto, ser interpretadas literalmente, mas “reduzidas” a proposições observacionais através de certas convenções lingüísticas (regras de correspondência) para que seu verdadeiro conteúdo empírico e significado se evidenciem. Essa forma de anti-realismo foi advogada pelos positivistas lógicos; inicialmente, pretendiam que a redução se fizesse em termos puramente fenomenológicos (i.e., as proposições reduzidas deveriam conter apenas conceitos lógicos e referentes a qualidades sensíveis); posteriormente, a proposta pendeu para o fisicalismo (as proposições reduzidas poderiam também incluir conceitos referentes a coisas materiais ordinárias). As proposições que não fossem passíveis de redução eram dadas pelos positivistas lógicos como metafísicas, destituídas de significado. A tarefa da filosofia seria, segundo eles, a de proceder à análise lógica da linguagem da ciência de modo a que essas proposições metafísicas fossem identificadas e eliminadas.

c) *Empirismo Construtivo*. Proposta por Bas van Fraassen em seu famoso livro, *The Scientific Image* (1980), essa doutrina procura oferecer uma alternativa anti-realista tanto ao instrumentalismo como ao redutivismo. Segundo van Fraassen, as proposições teóricas da ciência são proposições genuínas e devem ser interpretadas literalmente (i.e., não devemos procurar “reduzi-las”); porém a determinação de seu valor de verdade não constitui o objetivo da ciência. “A ciência objetiva a nos fornecer teorias que são empiricamente adequadas; e a aceitação de uma teoria envolve, como

crença, apenas que ela é empiricamente adequada” (van Fraassen 1980, p. 12).

Já dissemos que o instrumentalismo, o redutivismo e o empirismo construtivo compartilham a concepção da verdade como correspondência. Além disso, sustentam que o conhecimento não apenas provém da evidência dos sentidos (i.e., são doutrinas empiristas, no sentido original do termo), mas também que ele se limita estritamente ao que pode ser fornecido por essa evidência, ou seja, ao que é diretamente observável pelos sentidos, sendo este o sentido em que são hoje ditas “empiristas”<sup>8</sup>.

Notemos, ademais, que virtualmente todos os realistas científicos de hoje também são empiristas no sentido clássico. Isso os coloca na embaraçosa situação de terem de justificar a extensão dos limites do conhecimento para além da evidência empírica direta. Precisam, pois, recorrer a princípios *não-empíricos* (frequentemente referidos como *princípios superempíricos*), como a simplicidade, o poder explicativo, a unidade, etc. É precisamente nisso que reside o alvo primordial da maioria das críticas anti-realistas contemporâneas: alega-se que o apelo a tais princípios significa um rompimento com os ideais empiristas, introduzindo inaceitáveis elementos subjetivos no conhecimento (ver e.g. van Fraassen 1980, 1985).

Reexpressando esse ponto crucial em outras palavras, os realistas científicos contemporâneos e seus rivais “empiristas” compartilham a crença de que o conhecimento provém da experiência, ou seja, do que se apreende pelos sentidos. A divergência surge, porém, quando tomam para objeto de análise epistemológica as teorias científicas que baseiam suas previsões e

<sup>8</sup> Essa afirmação naturalmente precisa, a rigor, ser qualificada, se não se está assumindo uma posição fenomenalista. Salientamos anteriormente que, de fato, essas formas de anti-realismo em geral se associam a uma posição realista quanto aos objetos ordinários. Nesse caso aparentemente já se está admitindo que o conhecimento vai além do que pode ser fornecido pelos sentidos. Voltaremos a esse assunto na seção 2.3.1.

teorias científicas que baseiam suas previsões e explicações dos fenômenos em supostos mecanismos inacessíveis à observação direta. Note-se que a maioria das teorias científicas mais importantes são desse tipo; são denominadas *teorias construtivas*, em oposição às teorias *fenomenológicas*, que se limitam a descrever e correlacionar fenômenos. Os anti-realistas mantêm que as proposições referentes ao que é inobservável estão fora do alcance do conhecimento humano, enquanto que os realistas pretendem que podemos de algum modo conhecê-las, determinando se são objetivamente verdadeiras ou falsas.

As teorias científicas construtivas são ditas *subdeterminadas empiricamente*, ou seja, os dados empíricos são por princípio insuficientes para determinar o valor de verdade de algumas de suas proposições fundamentais. É, pois, possível que duas teorias incompatíveis em suas leis teóricas sejam *empiricamente equivalentes*, isto é, coincidam no que afirmam a respeito do que é observável. Para manter sua posição, o realista científico tem que enfrentar esse problema da subdeterminação empírica das teorias, e necessariamente tem de fazê-lo recorrendo a princípios superempíricos, dando assim lugar à crítica do adversário. O realista tem de atribuir valor *epistêmico* a tais princípios, para que possam ser usados na discriminação epistêmica (e não meramente pragmática) entre teorias empiricamente equivalentes.

Nos dias de hoje, trava-se um aceso debate em torno desse problema. Exporemos, a seguir, alguns dos principais argumentos em defesa do realismo científico.

### **2.3. Alguns dos Argumentos mais Importantes a Favor do Realismo Científico**

Consideramos útil reunir os contra-argumentos realistas à objeção central vista acima em dois grupos: argumentos *negativos* e argumentos *positivos*. No primeiro estão os argumentos que explo-



ram as dificuldades da posição adversária; no segundo, os que invocam motivos diretos para a crença na verdade (ou na aproximação da verdade) das teorias científicas maduras, ou na existência de pelo menos algumas das entidades não-observáveis que postulam. Exporemos a seguir, de modo simplificado e esquemático, a título de ilustração, alguns dos principais argumentos dessas duas classes.

### **2.3.1. Argumentos Negativos**

Na fase terminal do positivismo lógico e nos anos subseqüentes, os argumentos realistas do tipo “negativo” giravam em torno das dificuldades do estabelecimento de uma *distinção observacional/teórico* adequada aos propósitos anti-realistas. Em um artigo importante desse período, Grover Maxwell (1962) argumenta que a distinção observacional/teórico é arbitrária, antropocêntrica, relativa à espécie (humana), e portanto mutável e destituída de qualquer significação ontológica.

Essa crítica e outras semelhantes tiveram um impacto sobre o anti-realismo positivista lógico. A proposta anti-realista de van Fraassen, porém, escapa-lhe do alcance, conforme ele mostrou no parágrafo 2 do capítulo 2 de *The Scientific Image*. Não reproduziremos aqui a argumentação ali contida, esboçando apenas suas linhas principais.

Inicialmente van Fraassen procura elucidar a questão, diferenciando a distinção *observável/não-observável*, referente a coisas e eventos, da distinção *teórico/não-teórico*, que diz respeito à linguagem. Concede então que esta última distinção é uma ficção do positivismo lógico. Quanto à primeira, adota o seguinte critério de observabilidade: um objeto ou evento é *observável* se houver situações nas quais possa ser observado por um ser humano sem o recurso de aparelhos. Argumenta então que o caráter antropocêntrico e mutável desse critério é compatível com a natureza puramente epistemológica de sua tese anti-realista. É

epistemológica de sua tese anti-realista. É razoável que graduemos nossas crenças de acordo com aquilo que constitui evidência para nós.

Os argumentos realistas negativos que consideramos mais importantes e que causam problemas mesmo para o empirismo construtivo de van Fraassen são aqueles a que denominaremos *argumento da redução ao ceticismo sobre o não-observado* e *argumento da redução ao fenomenalismo*. Esses argumentos procuram mostrar que as razões que o anti-realista invoca contra o seu adversário aplicam-se também a ele, ou, em outros termos, que se ele for imparcial e coerente terá de reconhecer que seus critérios de conhecimento são demasiadamente restritivos, conduzindo ou ao ceticismo quanto à proposições acerca de coisas e eventos não-observados ou ao fenomenalismo. (Assume-se aqui que estas posições filosóficas são consideradas inaceitáveis pelo anti-realista “empirista” de hoje em dia, o que de fato parece lícito assumir-se.)

O primeiro desses argumentos tem sido usado por vários realistas científicos contemporâneos em réplica a van Fraassen; bons exemplos são Paul Churchland (1985) e Alan Musgrave (1985). O argumento da redução ao fenomenalismo foi exposto de forma clara porém sumária no livro *Between Science and Philosophy*, de J.J.C. Smart, publicado em 1968 (ver cap. 5, pp.153-4). Mais recentemente, foi desenvolvido de modo interessante no artigo de Churchland a que acabamos de aludir.

Consideremos o seguinte esquema:

- (3) proposições sobre coisas e eventos *não-observáveis*
- (2) proposições sobre coisas e eventos *não-observados*, porém *observáveis*
- (1) proposições sobre coisas e eventos *observados*
- (0) proposições sobre dados sensoriais

*Argumento da redução ao ceticismo sobre o não-observado.*

Van Fraassen é agnóstico com relação às proposições do tipo 3, alegando que tais proposições são subdeterminadas empiricamente. Mas as proposições do tipo 2 também são subdeterminadas empiricamente (pela evidência empírica de 0 e 1), e o problema lógico/epistemológico é o mesmo nos dois casos: as proposições de ambos os tipos não são logicamente garantidas pelas proposições “inferiores”, representando extrapolações (arriscadas) da evidência. O fato de que em princípio casos particulares de 2 poderiam ser transformados em casos de 1 (pela observação da coisa em questão) é irrelevante: epistemologicamente o que importa é que *de fato* as proposições do tipo 2 vão além da evidência. Assim, essencialmente as mesmas razões alegadas por van Fraassen para ser agnóstico quanto a 3 se aplicam também a 2. Se acharmos que neste último caso o agnosticismo é insustentável ou desinteressante, e rejeitarmos as razões a seu favor (as apontadas por Locke e Hume), então devemos também reconhecer que o agnosticismo acerca de 3 proposto por van Fraassen é insustentável ou desinteressante.

*Argumento da redução ao fenomenalismo.* Van Fraassen rejeita o recurso a “virtudes” superempíricas como um possível meio de resolver (ou pelo menos atenuar) a subdeterminação empírica de 3. Porém, se lhes negarmos valor epistêmico não poderemos passar sequer de 0 para 1, pois elas desempenham um papel indispensável nessa passagem. Ou seja, as “virtudes” superempíricas aparentemente são essenciais para o estabelecimento da ontologia dita observável (cadeiras, mesas, árvores, etc.). Assim, a menos que nos contentemos com um fenomenalismo radical devemos seguir o realista na crença em proposições sobre entidades não-observáveis: os mesmos motivos alegados para crer em proposições sobre cadeiras (por exemplo, a hipótese de que há uma cadeira marrom diante de mim é a maneira mais simples de dar conta do fluxo de minhas impressões sensoriais) servem para justificar a crença em elétrons (por exemplo, a hipótese de que há elétrons

percorrendo este fio de cobre é a maneira mais simples de dar conta de certos outros grupos de impressões sensoriais).

Em sua crítica ao anti-realismo de van Fraassen, Ghins acaba também chegando à conclusão de que “O ceticismo acerca da existência de entidades teóricas leva ao ceticismo *tout court*” (1992, p. 260). A razão é a de que “o argumento anti-realista da equivalência [empírica] das descrições pode ser aplicado também ao nível observacional (*ibid.*)”. Ao nosso ver, o interesse maior da análise desse autor reside na defesa de uma noção de existência, ou realidade, que difere da adotada pelo realista metafísico (a qual de algum modo vimos pressupondo na discussão precedente). Neste trabalho não adentraremos a problemática filosófica importante abordada por Ghins.

Desconhecemos a existência de uma resposta de van Fraassen ao argumento da redução ao fenomenalismo. Em seu 1985 (parte I, seção 6; parte II, “Ad Paul Churchland” e “Ad Clark Glymour”), ele insiste na desqualificação epistêmica dos princípios superempíricos, porém sem enfrentar a questão-chave de como ele próprio pode firmar sua crença nas entidades materiais ordinárias.

Quanto ao primeiro argumento, o da redução ao ceticismo sobre o não-observado, van Fraassen (1985, parte I, seção 2) responde enfatizando que embora ao crer em uma teoria como empiricamente adequada ele esteja “arriscando o pescoço” (um ponto, aliás, já concedido em *The Scientific Image*), a crença adicional na verdade da teoria é “supérflua”, porque o risco de ser mostrada errada empiricamente é o mesmo nos dois tipos de crença. Van Fraassen expressa “desdém” pelo realista quando este “exibe coragem ao abrigo de fogo”, i.e., quando faz asserções que não podem ser criticadas com base em observações.

Embora reconheçamos a força dessas considerações, não conhecemos qualquer resposta direta à observação de Churchland (1985, pp. 40-1) de que embora alguém seja certamente menos

aventureiro ao adotar um menor número de crenças, não necessariamente tem de ser aplaudido por isso:

Poderemos decidir descartar todas as nossas crenças, exceto aquelas sobre objetos que pesem menos de quinhentos quilos; e talvez assim estejamos mais seguros do ponto de vista lógico. Mas na ausência de alguma diferença epistêmica relevante entre nossas crenças sobre tais objetos e nossas crenças sobre outros objetos, isso configurará perversidade, não parcimônia.

Evidentemente, esse debate comporta desdobramentos variados e não poderíamos fazer justiça às partes sem nos estendermos para além de nossos objetivos neste trabalho. Passemos pois ao segundo tipo de argumento para o realismo científico, na classificação que propusemos acima.

### **2.3.2. Argumentos Positivos**

Tipicamente, os argumentos realistas positivos envolvem inferências abduativas. Nos parágrafos 3 a 7 do capítulo 2 de seu *The Scientific Image* van Fraassen fornece uma crítica convincente à forma usual, não sofisticada, desse tipo de argumento; abordaremos essa crítica no início da seção seguinte. Nesses mesmos parágrafos

van Fraassen toma em consideração duas variantes sofisticadas de inferências abduativas usadas por realistas científicos: o “argumento da coincidência cósmica”, atribuído a Smart, e o “argumento do milagre”, do Putnam realista<sup>9</sup>. Neste trabalho nos ocuparemos exclusivamente do primeiro desses argumentos, já que é de natureza semelhante à do segundo, remetendo o leitor a Musgrave 1985 e Chibeni 1996 para a exposição de algumas das deficiências da abordagem de van Fraassen do argumento de Putnam. Na próxima seção tentaremos mostrar que Van Fraassen não apresenta argumento da coincidência cósmica de forma clara e fiel, nem fornece

---

<sup>9</sup> Smart 1968; Putnam 1975, p. 73 e 1978, Lecture II.

boas razões para a sua rejeição; agora nos limitaremos apenas a expô-lo de uma maneira que nos parece correta.

O argumento da coincidência cósmica foi exposto por Smart em seu já citado *Between Science and Philosophy* (cap. 5, pp. 150-2). Esse argumento é, porém, muito mais antigo. Podemos encontrá-lo claramente expresso nas Partes 3 e 4 dos *Principes de la Philosophie*, de Descartes, onde cumpre papel decisivo na argumentação realista cartesiana<sup>10</sup>. Um importante refinamento desse argumento foi mostrado ser essencial por Musgrave (1985). Também esse refinamento já pode ser discernido nos *Principes*, e permeia o pensamento de vários outros filósofos da ciência contemporâneos. Exporemos brevemente esses argumentos recorrendo inicialmente a Descartes.

A essência do argumento da coincidência cósmica aparece no parágrafo 43 da Parte 3 dos *Principes*, que agora transcrevemos integralmente:

*Que não é verossímil que as causas das quais se podem deduzir todos os fenômenos sejam falsas.*

Certamente, se os princípios dos quais me sirvo são muito evidentes, se as conseqüências que deles tiro são fundadas sobre a evidência das Matemáticas, e se o que assim deles deduzo concorda exatamente com todas as experiências, parece-me que seria cometer uma injúria contra Deus acreditar que são falsas as causas que desse modo encontramos para os efeitos que estão na Natureza: pois seria querer torná-lo culpado por nos haver criado tão imperfeitos que pudéssemos nos enganar mesmo quando usamos bem a razão que ele nos deu.

O argumento realista aqui apresentado é, portanto, o de que se dispusermos de um sistema dedutivo rigoroso, com premissas evidentes e que dá conta perfeitamente bem dos fenômenos, consistiria atentado à bondade divina supor que as proposições teóricas desse sistema não são verdadeiras, ou seja, não representam

---

<sup>10</sup> Para uma análise da intrigante posição de Descartes quanto ao realismo científico, ver Chibeni 1993. Para as posições de Locke, Berkeley e Hume, ver Chibeni 1990.

a realidade<sup>11</sup>.

Reparemos que parte substancial desse argumento retém seu interesse mesmo para aqueles que por algum motivo não podem aceitá-lo em sua íntegra: a idéia de que se uma teoria prediz corretamente uma grande quantidade e variedade de fenômenos é improvável que seja falsa acerca do mundo sub-fenômico de que suas predições empíricas dependem. Esse é, com efeito, o argumento da coincidência cósmica, discutido hodiernamente.

O argumento reaparece no final da Parte 4, no contexto de um recuo das concessões anti-realistas que acabavam de ser feitas por Descartes. No parágrafo 205 Descartes introduz a categoria da *certeza moral*, isto é, aquela “suficiente para regular nossos costumes”, ilustrando-a com os exemplos de nossa certeza de que Roma é uma cidade da Itália e da que temos ao encontrar uma solução para um enigma de letras trocadas. Este último caso é comparado aos seus modelos mecânicos, nos quais a combinação de uns poucos elementos é suficiente para explicar uma infinidade de fenômenos físicos. Vejamos os trechos relevantes desse parágrafo:

*Que porém se tem uma certeza moral de que todas as coisas deste mundo são tais como foi aqui demonstrado que podem ser.*

[...] E se alguém, para adivinhar uma mensagem cifrada escrita com letras ordinárias, resolve ler um B em todo lugar onde houver um A, e um C onde houver um B, substituindo assim no lugar de cada letra aquela que a segue na ordem do alfabeto; e lendo-a dessa maneira encontra palavras que fazem sentido, de nenhum modo duvidará que seja esse o sentido da mensagem [...], embora possa ocorrer que aquele que a escreveu lhe tenha dado um sentido completamente diferente, atribuindo outra significação a cada uma das letras. Pois [esta última hipótese] só muito dificilmente pode ocorrer, principalmente quando a mensagem contém muitas palavras, de modo que [tal hipótese] não é moralmente crível. Ora, se se consi-

---

<sup>11</sup> Notemos que os “princípios” a que Descartes alude aqui não são os princípios metafísicos, *a priori*, de seu sistema filosófico. A presente passagem faz parte do conjunto de parágrafos em que Descartes prepara o terreno para a introdução de suas *hipóteses* cosmogônicas (46 *et seqs.*), que ele admite poderem em princípio ser falsas. Para uma análise original do significado filosófico dessas hipóteses no sistema cartesiano, ver Lóparic 1989, seção 3.

derar o grande número das diversas propriedades do ímã, do fogo e de todas as outras coisas do mundo, que foram deduzidas de modo evidentíssimo de um número muito pequeno de causas, propostas por mim no começo deste tratado, ainda que se imagine que eu as tenha inventado ao acaso, sem que a razão me tivesse persuadido delas, nem por isso se deixaria de ter pelo menos tanta razão para julgar que elas são as verdadeiras causas de tudo aquilo que delas deduzi, quanto se tem para crer que se encontrou o verdadeiro sentido de uma mensagem cifrada, quando se vê que ele segue da significação que conjeturalmente se deu a cada uma das letras.

Como já dissemos, Musgrave (1985) defende que o argumento da coincidência cósmica precisa de um refinamento, pois, conforme ele observa, não constitui nenhuma coincidência ou milagre que uma teoria *especificamente* construída para dar conta de um certo conjunto de fenômenos de fato os explique. Continua então (p. 210):

É porém diferente se uma teoria projetada para acomodar algumas regularidades fenomênicas acontece prever *novas* regularidades. O realista tem uma explicação pronta: as entidades postuladas pela teoria realmente existem, e o que a teoria diz sobre elas é verdadeiro (ou aproximadamente verdadeiro). O anti-realista parece ser forçado a dizer que ficções inventadas [*figments dreamed up*] para um determinado propósito milagrosamente acontecem mostrar-se bem adaptadas para um propósito muito diferente.

Essa capacidade de a teoria *adiantar-se aos fatos* tem sido exibida admiravelmente pelas teorias físicas contemporâneas. Tais teorias contam com *inúmeros casos de previsões quantitativas inusitadas confirmadas com precisão* pela experiência. São, além disso, de uma abrangência enorme, dando conta de grande quantidade e variedade de fenômenos, muitos dos quais não foram levados em conta quando de sua criação. Isso é muito evidente no caso da teoria que nos interessa neste trabalho, a mecânica quântica.

Para finalizar, vejamos o parágrafo 42 da Parte 3 dos *Principes*, onde Descartes alude a essa importante virtude superempírica. Descartes argumenta que embora, para ser verdadeira, uma teoria deva poder dar conta de *todos* os fenômenos, não é necessário que nas etapas iniciais de sua elaboração se considere a to-



talidade dos fenômenos, mas apenas “os mais gerais”. Um forte argumento para a verdade da teoria surgirá se articulações subsequentes revelarem sua capacidade de dar conta dos demais fenômenos, não levados em consideração inicialmente:

Mas creio que para [conhecer a verdadeira natureza do mundo visível] não seja preciso que desde o início consideremos todos [os fenômenos], mas que é melhor tratarmos de encontrar as causas dos mais gerais, que propus aqui, a fim de ver se posteriormente dessas mesmas causas podemos também deduzir todos os outros mais particulares que não levamos em conta ao procurar essas causas. Pois se encontrarmos ser esse o caso, isso constituirá um argumento muito forte para nos assegurar que estamos no caminho verdadeiro.

#### **2.4. Van Fraassen e a Inferência Abdutiva**

Nesta seção apontaremos algumas deficiências da crítica de van Fraassen ao argumento abduutivo a favor do realismo científico dito “da coincidência cósmica” (para uma extensão da presente análise ver Chibeni 1996). Na seção 3 do capítulo 2 de *The Scientific Image* ele nota que o realista prescreve o uso da regra da inferência da melhor explicação na ciência com base no fato de ser seguida nos contextos “mundanos” (i.e., onde não há entidades não-observáveis envolvidas) e na constatação de que a observabilidade não tem implicações ontológicas. Van Fraassen principia sua crítica a esse raciocínio procurando determinar o sentido de ‘seguir uma regra’. Conclui que quando afirmamos que um sujeito S segue a regra R emitimos a *hipótese psicológica* de que S está disposto a crer em todas as conclusões que R permite e não disposto a crer nas proposições em desacordo com essas conclusões. Alega então que, como qualquer outra, a hipótese de que seguimos a regra abduativa nos contextos “mundanos” tem que ser confrontada com hipóteses rivais e com dados. Propõe a hipótese rival de que em tais contextos inferimos apenas a adequação empírica da melhor explicação, e não sua verdade integral. Agora é claro que essas

hipóteses são tais que, por princípio, nenhuma evidência colhida nos referidos contextos pode favorecer uma em relação à outra. Assim, diz van Fraassen, o realista na verdade não está justificado ao tentar apoiar sua prescrição do uso da regra abdutiva na ciência em seu uso nas situações “mundanas”, acrescentando que a subdeterminação empírica das teorias científicas constitui motivo bastante para preferirmos a sua hipótese à do realista. Ao estendermos esta última aos contextos científicos estaríamos inferindo mais do que a evidência nos autoriza.

Achamos esse raciocínio correto, até onde vai. Mas se van Fraassen foi bem sucedido em subtrair ao realista o seu primeiro e mais simples argumento envolvendo abdução, o mesmo talvez não se possa afirmar com relação ao argumento da “coincidência cósmica” e suas variantes. É o que procuraremos indicar a seguir.

Após introduzir o assunto de modo simplificado, dizendo que a regra da inferência da melhor explicação é aquela que manda inferirmos uma hipótese quando representa a melhor explicação para a evidência total disponível, e após tecer a crítica que vimos de reproduzir, van Fraassen inicia, na página 21, a exposição de sua “segunda objeção”: mesmo que tivéssemos que admitir a correção daquela regra, precisaríamos de *mais uma premissa* para obtermos o argumento realista completo.

Van Fraassen é ambíguo quanto ao que seria essa outra premissa. Inicialmente sugere que é a de que precisamos nos comprometer com a verdade de uma das hipóteses disponíveis para explicar a evidência. Isso é conforme à crítica inicial de van Fraassen à abdução. De fato, se entendermos a regra abdutiva como uma regra de escolha sem compromisso com a verdade da hipótese escolhida sua aplicação não poderá conduzir ao realismo. Porém logo abaixo nesta mesma página 21 o autor afirma que a premissa-extra é a de que toda regularidade na natureza *precisa* de uma explicação. Antes de analisarmos isso, voltemos à premissa do compromisso com a verdade.

Notemos, inicialmente, que a compreensão de van Fraassen da regra abductiva sem essa premissa está em desacordo com a noção tradicional de abdução. Consideremos um exemplo típico. Ao entrarmos em uma sala, vemos sobre uma mesa um saco com feijões brancos, e, ao seu lado, um punhado de feijões brancos. Diante disso, verificando que a hipótese de que os feijões do punhado vieram do saco representa a melhor explicação para a evidência (e, além, disso, é uma *boa* explicação para ela), inferimos abductivamente que essa hipótese é (muito provavelmente) verdadeira. Nas palavras de Peirce (1934-1935, 5.189):

O fato surpreendente, *C*, é observado.  
Mas se *A* fosse verdade, *C* seria um fato normal.  
Logo, há razões para suspeitar que *A* seja verdade.

A alusão à verdade da hipótese inferida é explícita<sup>12</sup>. Lembremos, porém, da proposta alternativa de van Fraassen. Como feijões, sacos e mesas são observáveis, a situação imaginada não nos ajuda a optar entre a regra de van Fraassen e a regra abductiva tal qual usualmente concebida. Isso nos remete a contextos como o discutido por Descartes, onde entidades e mecanismos não-observáveis comparecem. A esse propósito deve-se notar que o raciocínio de Peirce é essencialmente o mesmo que o de Descartes, que é o mesmo que o de Smart. Apenas ocorre que na situação simples dos feijões hipóteses explicativas rivais de alguma plausibilidade são menos difíceis de conceber. Por exemplo, concebe-se, embora relutantemente, que o saco de feijões brancos tenha sido trazido por uma pessoa e o punhado por outra, independentemente. Porém, como observou Descartes, na medida em que a complexidade da evidência aumenta as hipóteses alternativas tornam-se imensamente improváveis (“moralmente inacreditá-

---

<sup>12</sup> Não precisamos adentrar aqui a questão de Peirce haver adotado uma noção pragmática de verdade. Observemos apenas que os realistas científicos se atêm à noção clássica de verdade, e mantêm, como Peirce, que a abdução contribui para a crença na verdade da hipótese abduzida.

veis”). Em tais situações, a verdade de uma dessas hipóteses consistiria um verdadeiro “milagre”, ou uma coincidência de proporções cósmicas. Ao contrário do que entende van Fraassen, a verdade da hipótese inferida abduktivamente parece, assim, ser parte integrante da noção de abdução, e a consideração das situações científicas típicas mostra que essa inferência é muito difícil de não ser feita.

Mas mencionamos brevemente acima que em um segundo momento van Fraassen considera uma diferente “hipótese adicional” para complementar a abdução: a necessidade de explicar toda regularidade universal da natureza. Segundo ele, poderíamos bloquear o percurso do realista simplesmente imitando os nominalistas medievais e aceitando as regularidades naturais como fatos brutos, que não requerem explicação.

Ora, como as situações de “coincidência cósmica” evidenciam, o raciocínio abduutivo se aplica quando a explicação *já está disponível*. Ou seja, uma vez que alguém forneça uma explicação que dê conta de maneira natural de uma multiplicidade de fenômenos, somos convidados a acreditar que é verdadeira, se não for puramente *ad hoc*. Van Fraassen porém não interpreta adequadamente o argumento da “coincidência cósmica”, tomando-o como envolvendo a exigência ilimitada de explicação, ou mesmo como consistindo inteiramente dela, tanto assim que mediatamente após propor a adoção dos critérios nominalistas ele acrescenta: “A linha de argumento de Smart dirige-se exatamente a esse ponto”. Segue então a transcrição do trecho central do texto de Smart, que é comentado nos seguintes termos:

Em outras passagens, Smart fala, de modo similar, em ‘coincidências cósmicas’. As regularidades nos fenômenos observáveis *têm* de ser explicadas em termos de uma estrutura mais profunda, caso contrário ficaremos com uma crença em acidentes felizes e coincidências em uma escala cósmica.

O nosso grifo salienta que de fato o autor está entendendo o argumento como consistindo da exigência ilimitada de explicação. Desse modo, torna-se tarefa fácil para van Fraassen criticá-lo, pois

essa exigência naturalmente conduz a um regresso infinito de explicações. Notemos, todavia, que esse argumento anti-realista do regresso não só não se origina do argumento de Descartes-Smart, como também não o compromete. O argumento fornece bases para crermos na verdade de uma teoria que desça “abaixo” dos fenômenos um, dois, três, ou mais níveis, dependendo do caso, mas não implica que as regularidades postuladas pela teoria no comportamento das entidades desses níveis devam ser a seu turno explicadas por outra teoria, *ad infinitum*. O realista pode perfeitamente manter que no momento apenas temos bases para crer nas entidades e eventos não-observáveis postulados pelas teorias abrangentes e não *ad hoc* que dispomos.

Além desse mal aplicado apelo ao argumento da regressão infinita, van Fraassen apresenta outra objeção ao suposto argumento de Smart: a de que a exigência indefinida de explicações conduz, na microfísica, à exigência de variáveis ocultas. Mas a introdução de teorias de variáveis ocultas encontra obstáculos sérios. Analisaremos esses obstáculos nos capítulos 4, 5 e 6 desta tese, e no seu capítulo final retornaremos a essa crítica de van Fraassen.

## **2.5. O Realismo Científico e a Interpretação da Mecânica Quântica: Uma Introdução**

*Physics is an attempt conceptually to grasp reality as it is thought independently of its being observed. In this sense one speaks of “physical reality”. In pre-quantum physics there was no doubt as to how this was to be understood. In Newton’s theory reality was determined by a material point in space and time; in Maxwell’s theory, by the field in space and time. In quantum mechanics it is not so easily seen.*

Einstein<sup>13</sup>

*The conviction prevails that the experimentally assured duality of nature (corpuscular and wave structure) can be real-*

---

<sup>13</sup> Einstein 1949a, p. 83.

*ized only by such a weakening of the concept of reality. I think that such a far-reaching theoretical renunciation is not for the present justified by our actual knowledge.*

Einstein<sup>14</sup>

Nesta seção forneceremos uma breve amostra das alegações anti-realistas que têm sido formuladas desde a criação da MQ, em conexão com a questão da interpretação do formalismo matemático dessa teoria. Identificaremos basicamente dois tipos de anti-realismo nas citações que faremos. Ressalvamos desde logo que não objetivamos efetuar aqui um estudo exaustivo das várias interpretações da MQ. No restante deste trabalho abordaremos diversos problemas direta ou indiretamente correlacionados com essa discussão. No capítulo final retomaremos a questão do realismo científico, procurando expor algumas das deficiências dos argumentos anti-realistas que conduziram às assertivas encontradas aqui.

Embora o movimento positivista lógico vivesse seu apogeu quando a mecânica quântica se desenvolveu, as formas de anti-realismo que aparecem na interpretação “ortodoxa” dessa teoria não se identificam com o reduativismo positivista estrito<sup>15</sup>. Encontramos, sim, elementos tipicamente *instrumentalistas*, como bem ilustra esta frase de Bohr em seu artigo no volume editado por Schilpp em homenagem a Einstein (Bohr 1949, p. 238):

[A] interpretação física apropriada do formalismo simbólico da mecânica quântica resume-se apenas em predições, de caráter determinado ou estatístico, relativas a fenômenos indivisíveis que aparecem sob condições definidas por conceitos da física clássica.

---

<sup>14</sup> Einstein 1961, p. 157.

<sup>15</sup> Gostaríamos de agradecer ao Prof. Michel Paty, da Universidade de Paris 7, a observação de que embora não haja evidência clara de uma influência direta desse movimento filosófico no estabelecimento da interpretação ortodoxa, ambos possuem ancestrais comuns.

Também encontramos declarações que pendem para formas de anti-realismo mais radicais, de tipo idealista. Vejamos alguns exemplos importantes. Ficou famoso este trecho da réplica de Bohr a Einstein, Podolsky e Rosen (Bohr 1935, pp. 696-7):

A aparente contradição [apontada por EPR] na verdade revela apenas uma inadequação essencial do ponto de vista usual da filosofia natural para um tratamento racional dos fenômenos físicos do tipo dos que nos ocupamos na mecânica quântica. De fato, a *interação finita entre objeto e agentes de mensuração*, condicionada pela própria existência do quantum de ação, acarreta [...] a necessidade de uma renúncia final do ideal clássico de causalidade e uma revisão radical de nossa atitude com relação ao problema da realidade física.

Em 1949, comentando esse seu artigo, Bohr esclarece um pouco mais o sentido em que fala em “revisão radical de nossa atitude com relação ao problema da realidade” (Bohr 1949, p. 234):

Lendo essas passagens, estou plenamente consciente da ineficiência de expressão que há de ter tornado muito difícil apreciar o fluxo da argumentação que visa a apontar a ambigüidade essencial envolvida ao se fazer referência a atributos físicos de objetos, quando se lida com fenômenos onde nenhuma distinção nítida pode ser feita entre o comportamento dos próprios objetos e suas interações com os instrumentos de observação.

Já em um artigo de 1933 encontramos a seguinte afirmação de Bohr, que indica, de maneira inequívoca, um certo compromisso com uma forma de subjetivismo idealista (Bohr 1933, p. 423):

Do mesmo modo que o conceito de relatividade geral expressa a dependência essencial dos fenômenos físicos com relação ao sistema de referência usado para sua coordenação no espaço e no tempo, assim também a noção de complementaridade serve para simbolizar a limitação fundamental, encontrada na física atômica, de nossa enraizada idéia dos fenômenos como existindo independentemente dos meios pelos quais são observados.

De teor semelhante são algumas das declarações de Heisenberg. Em seu livro *The Physical Principles of Quantum Theory* (1949), ele sustenta (p. 2) que as dificuldades da teoria quântica prendem-se exatamente ao fato de não obedecer à exigência tradi-

cional da ciência de divisão do mundo em sujeito e objeto (observador e observado). Lembrando que a teoria da relatividade levou a uma revisão de nossas concepções de espaço e de tempo, Heisenberg afirma, mais abaixo (p. 65):

É do mesmo modo útil revisar agora as discussões fundamentais, tão importantes para a epistemologia, da dificuldade de separar-se os aspectos subjetivos e objetivos do mundo. Muitas das abstrações que são características da moderna física teórica podem ser encontradas nas discussões filosóficas dos séculos passados. Naquela época, essas abstrações podiam ser ignoradas como meros exercícios mentais pelos cientistas cuja única preocupação era a realidade; hoje, porém, somos forçados a considerá-las seriamente pelos refinamentos da arte experimental.

E Putnam, em um artigo de sua fase pós-realista, propõe que as dificuldades nos fundamentos da mecânica quântica sejam resolvidas pela adoção de uma lógica quântica juntamente com sua forma de anti-realismo (*internal realism*), que acarreta a relativização da realidade:

Relativamente a este observador, estas propriedades são 'reais'; [...] mas relativamente a um outro observador outras propriedades seriam 'reais' [...].  
[Rejeito] a idéia de Einstein de um "detached observer". Há entidades reais, *mas quais são elas é relativo ao observador*. (Putnam 1983, pp. 262 e 269.)

As características da mecânica quântica que deram margem a tais posições anti-realistas também têm sido apontadas como relevantes para uma vasta série de problemas filosóficos ou de fundamentos da ciência, quais sejam: determinismo e causalidade, livre-arbítrio e ética, interação mente-corpo, consciência, holismo, relações não-supervenientes, individuação de objetos, explicação científica, lógica quântica, vida, espaço-tempo, etc.

Antes de examinarmos criticamente os principais resultados recentes que, em um sentido importante, mostraram que qualquer teoria empiricamente adequada deve necessariamente incorporar parte dos elementos da mecânica quântica que levaram a essas



alegações anti-realistas, é indispensável analisar a questão da incompletude da mecânica quântica. É o que faremos no próximo capítulo.

## Capítulo 3

### **A Incompletude da Mecânica Quântica<sup>16</sup>**

*It seems to me that we do not know [...] enough, yet, to state with any conviction that [Schrödinger's] and Einstein's quixotic refusal to abandon classical standards of physical explanation was the act of heretics and sinners rather than of not yet canonized saints and martyrs.*

J. Dorling<sup>17</sup>

#### **3.1. Introdução**

Em 1935 uma profícua correspondência estabeleceu-se entre Einstein e Schrödinger acerca de problemas ligados aos fundamentos da MQ. De uma carta escrita por Einstein a 17 de junho extraímos o seguinte trecho para abrir esta nossa seção:

Do ponto de vista de princípios, absolutamente não acredito em uma base estatística para a física no sentido exibido pela mecânica quântica, apesar do singular sucesso de seu formalismo, do qual tenho plena ciência. Não creio que essa teoria possa ser conformada à relatividade geral. Além disso, considero idealista-espiritista a renúncia a um esquema espaço-temporal para os eventos reais. Essa orgia encharcada de epistemologia tem que acabar. Certamente, porém, você sorri de mim, e pensa que, afinal, muitos jovens heréticos se tornam velhos fanáticos e muitos jovens revolucionários viram velhos reacionários<sup>18</sup>.

---

<sup>16</sup> Algumas partes deste capítulo foram publicadas, em uma forma ligeiramente diferente, em Chibeni 1991. Algumas outras haviam circulado em manuscrito (Chibeni 1987).

<sup>17</sup> Dorling 1987, p. 40.

<sup>18</sup> *Apud* Fine 1986, p. 68.

Essas palavras de Einstein exibem pontos essenciais de sua postura frente à mecânica quântica. Apesar de reconhecer o extraordinário sucesso empírico da teoria, seu embasamento conceitual parecia-lhe completamente insatisfatório. Central nessa insatisfação era o caráter estatístico irreduzível dessa teoria, assim como o subjetivismo introduzido pela interpretação “ortodoxa” do formalismo quântico. E, por fim, Einstein expressava seu compreensível ressentimento com a explicação, à época já estabelecida, de que sua oposição a tal interpretação era fruto de um conservadorismo senil.

Não pertence ao escopo deste trabalho a análise histórica das contribuições fundamentais de Einstein ao desenvolvimento da mecânica quântica, bem como de sua oposição à interpretação “ortodoxa”<sup>19</sup>. O objetivo deste capítulo é examinar aquilo que julgamos ser o pivô do descontentamento de Einstein: a aparente incompletude da descrição quântica da realidade.

Como é sobejamente conhecido, o argumento a favor da tese da incompletude que maior impacto causou foi o proposto por Einstein, Podolsky e Rosen (EPR), em seu famoso artigo de 1935. Esse argumento desencadeou a mais extensa, profunda e duradoura discussão sobre os fundamentos da mecânica quântica, motivando, entre outros, os desenvolvimentos relativos às desigualdades de Bell, que certamente se encontram entre os de maior significação filosófica de toda a história da ciência<sup>20</sup>.

Pesquisas históricas recentes nos arquivos de Einstein, mantidos em Princeton, revelaram que o primeiro crítico do artigo de EPR não foi outro senão o próprio Einstein (ver Fine 1986 e Ho-

---

<sup>19</sup> A literatura tem em geral sido omissa em relação ao primeiro desses pontos e equivocada quanto ao segundo. Felizmente, tais desvios começaram recentemente ser corrigidos. Sobre as contribuições de Einstein, ver o cap. 6 de Pais 1982, e sobre sua atitude crítica frente à interpretação dominante da mecânica quântica ver Fine 1986 e Brown 1981.

<sup>20</sup> As desigualdades de Bell serão analisadas a partir do capítulo 5.

ward 1985). Na realidade, sua redação ficou a cargo de Podolsky, que, na opinião de Einstein, “sepultou o ponto central pela erudição”. Veremos na seção 3.5 que a própria concepção einsteiniana de incompletude diferia substancialmente da utilizada no argumento de EPR.

Essas mesmas investigações históricas também mostraram que a motivação central de Schrödinger ao formular o famoso argumento do “gato” (Schrödinger 1980), era o de exibir a incompletude da mecânica quântica, reforçando a tese de Einstein. Também se descobriu que o próprio Einstein elaborou, independentemente, um argumento formalmente análogo ao de Schrödinger, com um monte de pólvora substituindo o gato. Como se sabe, o argumento do “gato” de Schrödinger historicamente não tem sido discutido com relação à questão da incompletude da mecânica quântica, mas sim em conexão com as dificuldades envolvendo o tratamento formal do processo de medida nessa teoria. Na verdade, o argumento diz respeito a um só tempo a essas duas questões. Nas seções 3.3 a 3.6 trataremos do argumento de EPR e outros do mesmo tipo.

### **3.2. Incompletude Clássica**

A fim de elucidar um primeiro e mais imediato sentido em que se pode alegar que a mecânica quântica é incompleta, comparemos o modos pelos quais o estado de um objeto é caracterizado nessa teoria e nas teorias construtivas da física clássica.

Na mecânica clássica, o estado de um objeto físico é descrito por um conjunto de números que especificam os valores da posição e do momentum de cada uma das partículas que o compõem<sup>21</sup>. Dados esses números, os valores de *todas* as grandezas físicas pertencentes ao objeto (e.g. energia cinética, momento an-

---

<sup>21</sup> Não há aqui um compromisso com uma visão corpuscular da Natureza; a noção de *partícula* pode ser tomada em sentido matemático.

gular)<sup>22</sup> estarão determinadas de modo preciso e unívoco; medidas dessas grandezas fornecem informações redundantes. Proposições probabilísticas acerca dos valores das grandezas físicas de um objeto surgem unicamente quando o conhecimento do estado é incompleto. Assim, as probabilidades clássicas são *epistêmicas*. O mesmo vale, *mutatis mutandis*, para o eletromagnetismo.

Já na mecânica quântica o estado de um objeto físico é, nas situações ideais de máxima informação, descrito por *funções de onda*. Cada função de onda fornece os valores de *algumas, porém não de todas* as grandezas físicas classicamente consideradas como pertinentes ao objeto. Nenhuma função de onda é autofunção simultânea dos operadores correspondentes a todas as grandezas físicas usualmente associadas ao objeto.

Tomando um exemplo, uma determinada função de onda ( $\psi_x$ , digamos) fornecerá um valor preciso para a posição da partícula, porém não para o seu momentum. Uma outra função de onda ( $\psi_p$ , digamos) poderá fornecer o valor do momentum, porém não o da posição. E não há meios na teoria de juntar essas duas descrições aparentemente complementares em uma única descrição mais completa. Assim, a conclusão natural e imediata é que a descrição fornecida pela mecânica quântica é *incompleta*. Portanto, um primeiro sentido em que podemos alegar a incompletude dessa teoria é aquele a que denominaremos *incompletude clássica*: a mecânica quântica é incompleta porque *mesmo nas condições de máxima informação* sobre um objeto físico não atribui valores precisos simultâneos a *todas* as grandezas físicas classicamente consideradas pertinentes ao objeto.

O que torna essa conclusão mais cogente é o fato de que as grandezas que não têm valores bem definidos por uma dada função de onda podem, apesar disso, ser legitimamente medidas em um objeto que se encontra no estado caracterizado por essa fun-

---

<sup>22</sup> Evidentemente não se incluem aqui as propriedades invariantes do sistema (e.g. massa, carga), que não são relevantes para a presente discussão.

ção de onda: é só fazer as medidas! *Aparentemente, então, a teoria está deixando de especificar propriedades acessíveis à observação.*

No entanto, essa conclusão só parece natural devido a um compromisso implícito com uma visão realista, que nos leva a interpretar resultados de medida, ou, mais genericamente, de observações, como meras revelações de propriedades objetivas de entes com existência objetiva. Se adotarmos uma posição filosófica diferente, a naturalidade daquela inferência poderá esvair-se. Tal parece, de fato, ter sido a atitude de Niels Bohr, especialmente<sup>23</sup> na fase pós-EPR de seu pensamento. Mantinha que, de um modo geral, não podemos falar sem ambigüidade em propriedades intrínsecas de um objeto físico; qualquer descrição física deve incluir o contexto experimental de preparação de estado e medida<sup>24</sup>. Assim, os valores das grandezas das quais a função de onda de um objeto não é autofunção não são pertinentes a ele, não podendo ser legitimamente utilizados em sua descrição. Diferentes funções de onda fornecem descrições de aspectos complementares e inconciliáveis do objeto, ou melhor, do sistema global formado pelo objeto e aparelhagem de medida e preparação de estado.

A tentativa inicial, e ainda hoje popular entre os não-especialistas, de justificar a incompletude clássica da mecânica quântica consiste na decantada alegação de que durante o ato de medida ocorre uma perturbação incontrollável no sistema-objeto. Essa proposta foi, como se sabe, defendida através de vários experimentos de pensamento, em especial o do microscópio de raios gama, de Heisenberg. A suposta perturbação acarretaria a impossibilidade de conhecermos precisamente o estado clássico do obje-

---

<sup>23</sup> Elementos anti-realistas podem ser identificados no pensamento de Bohr e de outros teóricos de sua mesma escola pelo menos desde o Congresso Solvay de 1927. Agradecemos a Michel Paty por nos haver lembrado esse ponto.

<sup>24</sup> Para a importante distinção entre preparação de estado e medida, ver Margenau 1963, Park & Margenau 1968, Prugovecki 1966, e Chibeni 1984, seção I.2.

to. Apelando-se então implicitamente a uma posição filosófica anti-realista, conclui-se que a descrição dada pela mecânica quântica é tão completa quanto se pode desejar, pois que não se deve exigir que a física descreva propriedades que por princípio se encontram fora do alcance observacional.

Entretanto, ainda que se aceite essa posição anti-realista a justificação falha. Além de naturalmente não poderem estabelecer qualquer princípio geral, os referidos experimentos de pensamento são irrelevantes para a questão da medida. O que exibem é, antes, o fato de não se poder, através dos mecanismos envolvidos, *preparar* ensembles sem dispersão nos valores de todas as grandezas físicas, ou seja, ensembles em que, para toda grandeza física  $A$ ,  $\text{Esp}(A)^2 = (\text{Esp}(A))^2$ , onde 'Esp' denota a média das medidas efetuadas no ensemble. Esse tipo de resultado é relevante para a confirmação das relações de "indeterminação" de Heisenberg, que não apresentam conexão direta com o processo de medida, contrariamente à crença popular<sup>25</sup>. Ademais, há na literatura estudos teóricos e experimentos *gedanken* que mostram que a determinação simultânea dos valores de grandezas "incompatíveis" é em princípio possível<sup>26</sup>.

Embora sem argumentos *positivos*<sup>27</sup> válidos a seu favor, constitui fato histórico que em 1935 a tese da completude da des-

---

<sup>25</sup> Sobre esse ponto, ver Chibeni 1984 e referências ali citadas (que incluem os artigos mencionados na nota anterior). Para uma análise crítica da doutrina da perturbação, ver Brown & Redhead 1981.

<sup>26</sup> Para um tratamento teórico geral, ver Prugovecki 1966 e Park & Margenau 1968. Para os experimentos de pensamento, ver Robinson 1969 e Ballentine 1970. Para uma análise histórica, ver Jammer 1974, e para uma análise conceitual, ver D'Espagnat 1976. Uma discussão sucinta desses assuntos pode ser encontrada em Chibeni 1984.

<sup>27</sup> O fracasso sistemático das tentativas de se mostrar que as relações de Heisenberg poderiam ser violadas de algum modo contava a favor da completude, como nos disse Michel Paty. Essa inferência, todavia, depende da forma particular pela qual as relações eram interpretadas à época, forma essa que, como vimos de salientar, mostrou-se inadequada diante de estudos conceituais posteriores.

criação quântica já prevalecia, e era defendida com base no argumento da perturbação no ato de medida. Foi exatamente para reverter essa situação que o argumento de EPR foi projetado.

### **3.3. Incompletude de EPR**

O argumento de Einstein, Podolsky e Rosen explora de modo original e brilhante certas correlações absolutas, previstas pela mecânica quântica, entre valores de determinadas grandezas físicas de sistemas de dois corpos que, tendo uma vez interagido, encontram-se agora separados por uma distância arbitrariamente grande, na qual supostamente nenhuma interação física subsiste entre ambos. No argumento original consideram-se as grandezas posição e momentum. A medida de uma delas em um dos subsistemas permite, quando o par foi preparado em um estado especial, a determinação precisa do valor da mesma grandeza referente ao outro subsistema.

Como já mencionamos, o artigo foi redigido por Podolsky, apenas. Ele propõe o seguinte critério para a completude de uma teoria física:

Cada elemento de realidade física deve possuir uma contraparte na teoria física. (EPR 1935, p. 777.)

Essa é uma condição necessária para a completude, que deve ser suplementada por uma condição suficiente para a existência de um elemento de realidade física, a fim de que a incompletude possa ser demonstrada. Sobre isso Podolsky escreve:

Os elementos de realidade física não podem ser determinados por considerações filosóficas *a priori*, mas têm de ser encontrados por meio de resultados experimentais e mensurações. Uma definição abrangente de realidade não é, no entanto, necessária ao nosso propósito. Ficaremos satisfeitos com o seguinte critério, que achamos razoável: Se sem de nenhum modo perturbar um sistema pudermos prever com certeza (i.e., com probabilidade igual à unidade) o valor de uma quantidade física, então existe um elemento de realidade física que corresponde a essa quantidade física. (p. 777)



Esse critério, diz Podolsky, deve ser entendido como uma condição meramente suficiente, não necessária, para a existência de um elemento de realidade física.

Essas condições são então aplicadas ao caso dos sistemas correlacionados para exibir a incompletude da mecânica quântica. A identificação precisa de todas as pressuposições relevantes envolvidas no argumento requer que sua estrutura lógica seja explicitada. Como ficará evidente, tal estrutura é complexa e obscura, sendo essa talvez uma das razões do descontentamento de Einstein com o texto de Podolsky. Usaremos as seguintes abreviações:

$C$ : a descrição quântica da realidade é completa;

$RS$ : quantidades físicas incompatíveis (i.e., cujos operadores não comutam) podem ter realidade simultânea;

$MQ(AB)$ : a MQ fornece valores precisos e simultâneos para as quantidades incompatíveis  $A$  e  $B$ .

Após ser desembaraçado do texto opaco e traduzido em linguagem de cálculo proposicional, o argumento apresenta a seguinte estrutura (indicamos à direita a justificação de cada passo):

1.  $(RS \ \& \ C) \rightarrow MQ(AB)$       [definição de completude]
2.  $\neg MQ(AB)$       [MQ]
3.  $\neg (RS \ \& \ C)$       [1 e 2]
4.  $\neg C \vee \neg RS$       [3]
5.  $C \rightarrow RS$       [critério de realidade aplicado aos sistemas correlacionados]
6.  $C \rightarrow \neg RS$       [4]
7.  $C \rightarrow (RS \ \& \ \neg RS)$       [5 e 6]
8.  $\neg C$       [7]

O passo 1 decorre imediatamente da definição de completude adotada. Os passos 3, 4, 6, 7 e 8 seguem da lógica elementar. O passo 2 também é imediato, decorrendo do formalismo quântico, conforme já mencionamos. No entanto, curiosamente Podolsky estende sua discussão, desnecessariamente. Inicialmente, mostra explicitamente  $\neg MQ(AB)$  no caso de as quantidades  $A$  e  $B$  serem a posição e o momentum de uma partícula com um grau de liberdade: as autofunções de momentum,  $\psi = \exp[(2\pi i/\hbar)p_0 x]$ , não são autofunções de posição. Até aqui tudo bem.

Podolsky, no entanto, vai além, asseverando que quando o sistema está em um autoestado de momentum o valor da posição não pode ser conhecido senão por meio de uma medida direcional, e que embora tal ação nos dê a conhecer esse valor ela “perturba a partícula, alterando assim o seu estado”, de maneira que este não mais será seu estado original (autoestado de momentum). O ponto crucial é que Podolsky assume que *perdemos* assim nosso conhecimento anterior do momentum. Isso fica claro mais adiante, quando explicitamente apela à interpretação ortodoxa, ao afirmar que para pares de quantidades físicas incompatíveis “o conhecimento preciso de uma impossibilita o conhecimento preciso da outra”, e que a tentativa de determinar uma delas empiricamente “alterará o estado do sistema, de tal modo que destrói o conhecimento da outra” (p. 778).

Ora, isso surge como altamente surpreendente. Não somente porque essa doutrina da perturbação não funciona, conforme observamos acima, mas também porque é completamente desnecessária, ao menos nesta etapa do argumento (estabelecimento do passo 2). Ademais, essa é exatamente a doutrina esposada pelo adversário! Note-se que o problema aqui não é de ordem lógica, pois estamos diante de um dilema: se de fato não é possível ter acesso empírico simultâneo aos valores de grandezas incompatíveis, o argumento de Podolsky pode ser mantido como está; e se o acesso é possível, alcança-se a conclusão do argumento – a in-

completude – de modo direto, tornando-se este dispensável.

Não obstante a validade lógica do argumento poder assim ser resguardada, parece-nos muito implausível, dadas a linguagem e a estrutura do artigo, bem como o contexto em que foi escrito, que o autor estivesse consciente das dificuldades apontadas. Ainda um aspecto merece ser ressaltado: a conjunção da interpretação perturbativa da medida com a tese da incompletude forma uma mistura bizarra: assere-se por um lado que a MQ não fornece certos elementos de realidade física, admitindo-se, por outro, que eles se encontram além do alcance empírico.

O próximo passo substancial do argumento – de fato o último passo substancial – é o quinto:  $C \rightarrow RS$ . A prova desse condicional exhibe, de imediato, outra fonte de perplexidade no texto de Podolsky. Acontece que, apesar de Podolsky haver anunciado duas vezes no início do artigo que esse seria o passo crucial do argumento, a ser provado em sua segunda parte, e de, no final, afirmar que tal prova acabava de ser dada, é impossível localizar o ponto em que o antecedente,  $C$ , entra em jogo! O que o autor faz é usar a situação dos sistemas correlacionados para mostrar que, dada a condição suficiente para a existência de um elemento de realidade física, ambos a posição e o momentum de cada subsistema são elementos de realidade física. Ou seja, Podolsky prova diretamente o conseqüente do condicional,  $RS$ . Note-se que aqui mais uma vez a validade lógica do argumento não é afetada. Mas se o ponto fosse simplesmente demonstrar o conseqüente, a conclusão de incompletude já seguiria do passo 3.

A prova que Podolsky oferece da proposição  $RS$ , ou seja, de que quantidades físicas incompatíveis podem ter realidade simultânea, baseia-se, como dissemos, na hoje famosa situação física de um par de objetos quânticos espacialmente separados, num estado tal que existem, segundo a teoria, correlações absolutas entre os valores de certas magnitudes físicas de cada um dos membros do par. Esse estado, dito “embaraçado” (*entangled*), é representado

por uma função de onda  $\Psi(x_1, x_2)$ , onde  $x_1$  ( $x_2$ ) representa as variáveis usadas para descrever o subsistema 1 (2). Podolsky considera então as quantidades físicas  $A$  e  $B$ , pertencentes ao subsistema 1, cujos operadores correspondentes têm como autovalores  $a_1, a_2, \dots$ ; e  $b_1, b_2, \dots$ , respectivamente, com autoestados  $u_1(x_1), u_2(x_1), \dots$ ; e  $v_1(x_1), v_2(x_1), \dots$ . O estado  $\Psi(x_1, x_2)$  do sistema composto pode então ser alternativamente expresso como:

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_n \psi_n(x_2) u_n(x_1)$$

ou como

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_s \varphi_s(x_2) v_s(x_1)$$

(equações 7 e 8 do artigo) onde, diz Podolsky, os  $\psi_n(x_2)$  devem ser considerados meros coeficientes da expansão de  $\Psi(x_1, x_2)$  em uma série de funções ortogonais  $u_n(x_1)$  (e analogamente para os  $\varphi_s(x_2)$ ).

Podolsky corretamente observa que quando o sistema composto é descrito por essa função de onda, a MQ não fornece os estados individuais de nenhum dos subsistemas, ou seja, eles não podem ser descritos por funções de onda. Recorre então ao famoso e controverso postulado do “colapso da função de onda”, um dos ingredientes básicos da interpretação ortodoxa. Assim, raciocina Podolsky, se medirmos  $A$  e encontrarmos o valor  $a_k$ , concluiremos, pelo colapso, que o sistema 1 é deixado no estado  $u_k(x_1)$  e o sistema 2 no estado  $\psi_k(x_2)$ . Se, ao invés, medirmos  $B$  e encontrarmos  $b_r$ , os sistemas 1 e 2 serão deixados respectivamente nos estados  $v_r(x_1)$   $\varphi_r(x_2)$ . Vem então um importante parágrafo, que transcrevemos integralmente (p. 779):

Vemos portanto que como conseqüência de duas medidas diferentes realizadas sobre o primeiro sistema, o segundo sistema pode ser deixado em estados com funções de onda diferentes. Por outro lado, uma vez que quando ocorrem as medidas os dois sistemas não mais interagem, nenhuma mudança real pode ocorrer no segundo sistema em conseqüência de qualquer coisa que se faça no primeiro. É claro que isso é meramente dizer que não há interação entre os sistemas. Assim, *é possível atribuir duas funções de onda*

*diferentes* (em nosso exemplo,  $\psi_k$  e  $\varphi_r$ ) à *mesma realidade* (o segundo sistema após sua interação com o primeiro).

Ao invés de fornecer uma análise geral das condições que tornam essas duas funções de onda diferentes em um sentido relevante, Podolsky mostra, tomando uma situação física real, que há uma função de onda  $\Psi(x_1, x_2)$ , e quantidades físicas ordinárias  $A$  e  $B$  (a posição e o momentum do subsistema 1,  $Q_1$  e  $P_1$ ) tais que as duas funções de onda que resultam no subsistema 2 pelas medidas dessas quantidades são autofunções de quantidades físicas ordinárias (respectivamente, da posição e do momentum do subsistema 2,  $Q_2$  e  $P_2$ ). Tais funções de onda são, portanto, diferentes em um sentido fundamental. Podolsky enuncia então as conclusões nos seguintes termos (p. 780):

Voltando agora ao caso geral contemplado nas Eqs. 7 e 8, assumimos que  $\psi_k$  e  $\varphi_r$  são de fato autofunções de operadores que não comutam,  $P$  e  $Q$ , correspondendo aos autovalores  $p_k$  e  $q_r$ , respectivamente. Assim, através de medidas de  $A$  ou de  $B$  habilitamos a prever com certeza, e sem de nenhum modo perturbar o segundo sistema, ou o valor da quantidade  $P$  (isto é,  $p_k$ ) ou o valor da quantidade  $Q$  (isto é,  $q_r$ ). De acordo com o nosso critério de realidade, no primeiro caso temos que considerar a quantidade  $P$  como sendo um elemento de realidade; no segundo, que a quantidade  $Q$  é um elemento de realidade. Mas, como vimos, ambas as funções de onda,  $\psi_k$  e  $\varphi_r$ , pertencem à mesma realidade.

O argumento está, assim, completo. Note-se que aparentemente em nenhum ponto a assunção de completude é efetivamente feita. Em qualquer caso, certamente não é necessária, o que nos deixa o problema de descobrir por que Podolsky diz tão enfática e repetidamente que iria provar o *condicional*  $C \rightarrow RS$ . Somente uma explicação parece ter alguma plausibilidade: o único ponto na porção do texto situada entre o último anúncio de que  $C$  iria ser assumida para a obtenção de  $RS$  e a primeira declaração de que tal resultado já havia sido alcançado em que a palavra 'assume', ou equivalente, aparece, é no parágrafo que acabamos de transcrever: "assumimos que  $\psi_k$  e  $\varphi_r$  são *de fato* autofunções de operadores

que não comutam  $P$  e  $Q$ ". Examinada atentamente, essa proposição revela-se estranha. Primeiro, o que está sendo "assumido" é um resultado quântico bem conhecido, que acabava de ser *prova-do* através de um exemplo concreto. Depois, se algo é aqui assumido, é que a MQ fornece uma descrição correta da realidade, o que é mais ou menos o "inverso" da completude. Sugerimos que essa confusão pode ter conexão com o fato de Einstein haver sistematicamente adotado como condição de completude a existência de uma correspondência *biunívoca* entre os "estados reais" e as funções de onda. Essa condição de completude evidentemente difere da adotada por Podolsky, contendo, em relação a ela, as exigências adicionais de que a cada estado real corresponda uma única função de onda e de que a toda função de onda corresponda um estado real<sup>28</sup>. Conjeturamos, assim, se as discussões havidas entre Einstein e Podolsky antes da redação do artigo não teriam deixado um traço das idéias de Einstein no pensamento de seu colaborador.

As dificuldades fundamentais do argumento surgem quando voltamos a atenção para a inferência feita da possibilidade de se medir  $P_1$  ou  $Q_1$  (mas não ambos) para a atribuição simultânea de elementos de realidade a *ambos*  $P_2$  e  $Q_2$ . Tal inferência não é logicamente garantida, devendo pois ser justificada através de considerações físicas. Podolsky estava ciente desse problema e tentou oferecer-lhe solução.

É precisamente aí que entra a hipótese mais fundamental do argumento: a hoje famosa hipótese da *localidade*, expressa claramente no primeiro dos parágrafos que transcrevemos acima: "*nenhuma mudança real pode ocorrer no segundo sistema em consequência de qualquer coisa que se faça no primeiro sistema*". No penúltimo parágrafo do artigo Podolsky invoca essa hipótese para justificar a inferência problemática a que aludimos. Argumenta que embora  $P_2$  e  $Q_2$  não possam ser simultaneamente preditos, negar

---

<sup>28</sup> Analisaremos a condição de completude de Einstein na seção 3.5.

que tenham realidade simultânea faria “a realidade de  $P_2$  e  $Q_2$  depender de um processo de medida efetuado no primeiro sistema, que não perturba o segundo de nenhum modo. Nenhuma definição razoável de realidade pode permitir isso”.

Tem havido discussão na literatura (cf. Fine 1986, Howard 1985) sobre a inferência *ou*  $\rightarrow$  *ambos*, alegando-se que envolve a questão delicada de se a condicionais contrafatuais devem-se atribuir valores de verdade. De fato, o argumento implicitamente assume que proposições como ‘ $\psi_p$  seria a função de onda do sistema 2 se tivéssemos medido  $P_1$  sobre o sistema 1’ possuem valores de verdade, já que se assume não ser possível medir  $P_1$  e  $Q_1$  ao mesmo tempo. Sem adentrar essa questão filosófica complexa e geral dos condicionais contrafatuais, notamos apenas que quando acoplada com uma visão minimamente realista, a hipótese da localidade de Podolsky parece nos autorizar a atribuir valores de verdade a tais condicionais contrafatuais particulares. Se o valor de uma grandeza física medida sobre um sistema reflete uma propriedade “externa”, objetiva, e se esse substrato real não pode ser instantaneamente alterado por operações efetuadas a distância então, se efetuando uma certa operação pudermos prever o valor de uma grandeza física de um sistema distante, teremos que concluir que tal grandeza continuaria possuindo aquele valor mesmo se a operação não tivesse sido realizada.

O argumento de EPR explicita o preço a ser pago para a manutenção da tese da completude: se quisermos entender os estados quânticos como a descrição completa de uma realidade objetiva teremos<sup>29</sup> que admitir que nessa realidade há grandezas físicas sem valor definido, e que tais grandezas com valores por assim dizer “potenciais” podem, em um objeto, ser afetadas por ações sobre objetos arbitrariamente remotos, não conectados com o primeiro por nenhuma interação física ordinária.

---

<sup>29</sup> Não consideraremos por ora a interpretação dos muitos mundos (*the many worlds interpretation of quantum mechanics*). Voltaremos a ela brevemente no capítulo 7.

Bohr parece ter seguido um outro caminho. Sua resposta ao artigo de EPR evidencia que ele sentiu a insuficiência de sua argumentação anterior, que explorava a idéia da perturbação na medida, e aparentemente se esgotava nela. Vêmo-lo agora empenhar-se, de maneira caracteristicamente obscura, em aprofundar sua crítica ao ideal realista da física clássica e em desviar a discussão para o terreno lingüístico. Curiosamente, o recurso à doutrina da perturbação na medida não desapareceu completamente de seu pensamento, mesmo em seus últimos escritos. Também não é fácil entender o seu repúdio explícito à não-localidade dentro de seu novo esquema de idéias, pós-EPR. Vejamos este famoso trecho da réplica a EPR (Bohr 1935, p. 700).

É claro que em um caso como este não se cogita de uma perturbação mecânica do sistema sob investigação durante a última e crucial etapa do processo de medida. Mas mesmo nesse estágio existe, de modo essencial, a questão de uma influência nas próprias condições que definem os tipos possíveis de predição sobre o comportamento futuro do sistema. Uma vez que tais condições constituem um elemento inerente à descrição de qualquer fenômeno ao qual o termo 'realidade física' pode ser propriamente aplicado, vemos que a argumentação dos autores mencionados não justifica sua conclusão de que a descrição da mecânica quântica é essencialmente incompleta.

Bohr parece assim afirmar que o contexto experimental influencia as condições que determinam o uso legítimo da expressão 'realidade física'. Ao empregá-la como fazem os realistas, ou seja, para referir-se a um mundo objetivo, independente do contexto de observação, Einstein e seus colaboradores estariam incorrendo em ambigüidades lingüísticas, o que invalidaria o seu argumento. Devemos, porém, refletir bem sobre a natureza dessa resposta de Bohr. Observemos inicialmente que o contextualismo que propõe não é de ordem física, envolvendo elementos filosóficos de longo alcance, com a aparente alteração da concepção de realidade. De-



pois, sua adoção por Bohr parece ser completamente *ad hoc*: não há razões independentes do argumento de EPR que nos forcem a aceitá-lo como um ingrediente essencial ao empreendimento científico<sup>30</sup>. Por fim, mostraremos a seguir que se pode construir um argumento para a incompletude que não pode ser neutralizado por um apelo a essa concepção de Bohr.

### **3.4. Incompletude Fraca e Incompletude Forte**

Iniciaremos examinando um aspecto interessante do argumento de Podolsky. Quando ele se refere ao colapso da função de onda, usa sistematicamente o jargão “ortodoxo” da interpretação “perturbativa” ou “criativa” da medida. Assim, diz que tal ou tal estado será o estado no qual o sistema “é deixado” após essa ou aquela medida ser realizada. Podolsky está certo e errado em fazê-lo. Está certo quando se refere ao colapso “local”: a mudança de estado induzida no sistema 1 por medidas efetuadas sobre esse sistema. Pois não poderia, sob a pena de incorrer em uma petição de princípio, assumir que tal mudança é meramente epistêmica, ou seja, que representa apenas uma melhor especificação do que já se encontra “lá”, “no mundo”<sup>31</sup>. Por outro lado, Podolsky não poderia, sob a pena de incorrer em inconsistência (pois assumira a localidade), extrapolar essa interpretação não-epistêmica ao colapso do sistema distante, a mudança induzida no sistema 2 por medidas efetuadas no sistema 1.

Na verdade, *reside aqui a essência do argumento*: se a interpretação perturbativa da medida pode parecer aceitável quando

---

<sup>30</sup> Cremos que essa apreciação seja indubitavelmente verdadeira para a época (1935). Sua extensão para os nossos dias, que também defendemos, pressupõe a tese forte e inabitual de que os desenvolvimentos relativos às desigualdades de Bell *não* fornecem suporte à doutrina bohriana. Trataremos desse assunto no capítulo 7.

<sup>31</sup> Note-se que essa asserção não conflita com as críticas que fizemos anteriormente a Podolsky por recorrer à doutrina ortodoxa da perturbação na medida; aquele era um outro estágio do argumento.

restrita a um domínio local, já não se pode dizer o mesmo quando é estendida a um sistema arbitrariamente distante. Isso vai contra a noção intuitiva e fisicamente plausível de localidade. A redução do estado do sistema 2 deve, pois, ser entendida *epistemicamente*, se não quisermos entrar em conflito com essa noção. Portanto, a descrição quântica da realidade (do sistema 2) é incompleta.

Notemos agora que, surpreendentemente, essas considerações gerais visando elucidar o argumento de EPR *já nos conduziram, direta e independentemente, à conclusão da incompletude, sem nenhuma referência a quantidades físicas incompatíveis, condicionais contrafatuais ou outros aspectos problemáticos do argumento original!* Recorremos unicamente aos fatos quânticos de que o estado embaraçado do sistema composto antes de qualquer medida não fornece os valores de nenhuma quantidade física dos sistemas individuais, e de que após uma medida ser efetuada sobre um deles a mecânica quântica prevê, com certeza, um valor bem definido para (ao menos) uma quantidade física do outro sistema.

Como se observa, esse argumento é completamente invulnerável às críticas de Bohr, pois nele não se cogita de contextos experimentais mutuamente excludentes. Tudo o que se requer é a medida de uma *única* quantidade física em um dos subsistemas; assim o contexto experimental é fixo e único o tempo todo. Evidentemente, tem-se ainda que utilizar a hipótese da localidade. Porém não foram utilizadas as premissas tidas como as mais frágeis do argumento de EPR e que o abriam às objeções de Bohr.

Embora em abordagens bastante diferentes da nossa, esse argumento simplificado foi recentemente “descoberto” por outros autores<sup>32</sup>. Curiosamente, porém, *nenhum deles apontou aquele que, em nossa opinião, é o seu mais importante aspecto, ou seja, sua invulnerabilidade às críticas de Bohr*. Pioneiramente, esse argumento foi elaborado por Arthur Fine, a partir de uma explicação

---

<sup>32</sup> Fine 1981 e 1986, Redhead 1983, Hellman 1987. Não sabemos até que ponto há independência dos dois últimos em relação ao trabalho de Fine.

que Einstein deu a Schrödinger da idéia de incompletude, em uma carta de 19 de junho de 1935, localizada por Fine nos arquivos de Einstein. Essa explicação emprega a situação de uma bola que pode estar em uma de duas caixas fechadas. Abrindo uma delas, saberemos imediatamente se a bola está ou não na outra. Se uma dada descrição desse sistema não atribuir senão probabilidades diferentes de 0 e 1 à localização da bola, será evidentemente incompleta, se se assumir o que Einstein chama “princípio de separação”: “a segunda caixa e tudo o que diz respeito ao seu conteúdo é independente do que acontece com a primeira caixa” (*apud* Fine 1986, p. 36). Isso porque após a inspeção da primeira caixa as probabilidades serão 0 ou 1 de se encontrar a bola na segunda caixa; mas seu estado era descrito por uma probabilidade intermediária, e portanto era incompletamente descrito, já que, por hipótese, nenhuma mudança real ali ocorreu como consequência da observação da primeira caixa. Fine então simplesmente adapta esse argumento ao caso da MQ. É difícil entender por que Einstein não fez ele mesmo essa adaptação, indo, ao invés, emaranhar-se no problema das medidas excludentes e em um critério aparentemente forte demais de completude (como veremos na próxima seção).

A situação das caixas nos ajuda a visualizar quão implausível seria uma variante da defesa não-realista bohriana da completude. (Falamos em *variante* porque a defesa original de Bohr simplesmente não funciona aqui). Considerando um ensemble de pares de caixas acerca dos quais se admite por hipótese que sempre que se observar que uma das caixas está vazia se observará que a outra contém a bola, e vice-versa, ter-se-ia, para se manter que uma descrição que atribui probabilidades igual a  $\frac{1}{2}$  (por exemplo) de que a bola esteja em cada uma das caixas é completa, que admitir que antes de ser observado o conteúdo de pelo menos uma delas é impróprio dizer que a bola está ou não está em uma das caixas. Além disso, seria ainda preciso admitir que, uma vez observado o conteúdo de uma delas, fica-se autorizado não somente a descre-

vê-lo como “vazio” ou “cheio”, como também a aplicar essa mesma descrição (invertida) ao conteúdo da outra caixa, que pode estar arbitrariamente afastada da primeira. Note-se o que mudou em relação à posição de Bohr: para ele, a legitimidade da atribuição de propriedades a um sistema dependia de um arranjo experimental macroscópico distante; aqui essa legitimidade depende do mero fato de uma observação ser ou não feita em outro sistema arbitrariamente distante. Se tais concepções parecerem demasiadamente impalatáveis, o argumento que vimos considerando indica que a saída alternativa envolve algum tipo de influência física não-local entre objetos distantes.

Antes de passarmos à próxima seção, gostaríamos ainda de mostrar que a menor vulnerabilidade do argumento simplificado acima tem um certo preço. Isso nos conduzirá a uma interessante distinção entre duas noções de incompletude quântica.

Consideremos uma aparente objeção ao que dissemos acima acerca da necessidade de, no argumento de Podolsky, interpretar-se epistemicamente o colapso ocorrido no sistema distante, uma vez assumida a localidade. É que a hipótese de que a MQ é completa impede automaticamente essa interpretação, o que tornaria o argumento circular. (Ao adotar-se a interpretação epistêmica já se estaria comprometido com a incompletude.) Mas essa objeção é mal fundamentada. Primeiro, a interpretação epistêmica, e portanto a incompletude, não é simplesmente assumida, mas demonstrada a partir da hipótese da localidade. Isso significa que mesmo que o argumento de Podolsky fosse circular, ainda ficaríamos com o argumento simplificado para a incompletude. Depois, a acusação de circularidade não pode, a rigor, ser justificada: os “estados” que a MQ atribui aos sistemas individuais não são estados puros, descritíveis por funções de onda, mas misturas impróprias (cf. d’Espagnat 1976, seção 7.2). Assim, não é impossível manter que sua redução epistêmica através da entrada de novas informações pode *em princípio* ser conciliada com a assunção de completude. Porém, *isso só funciona*

Porém, *isso só funciona se enfraquecermos essa assunção*, restringindo-a aos estados *puros* da teoria.

Não estamos aqui sustentando que essa interpretação “pela metade”, segundo a qual os estados puros mas não as misturas impróprias fornecem uma descrição completa da realidade, seja atraente do ponto de vista físico. O que queremos fazer notar é simplesmente que ela é *logicamente* possível. Isso mostra que o argumento de Podolsky não é necessariamente circular, pois o que se propõe demonstrar é que *nem mesmo* os estados puros da MQ fornecem uma descrição completa (nenhum estado puro fornece os valores simultâneos de grandezas físicas incompatíveis).

Há, destarte, duas noções de incompletude envolvidas, que devem ser claramente diferenciadas: *incompletude fraca* (as misturas impróprias que descrevem os estados dos subsistemas de EPR não são completas), e *incompletude forte* (nem mesmo os estados puros quânticos são completos). O argumento simplificado exposto acima é um argumento para a incompletude fraca, somente. O de Podolsky pretende mostrar a incompletude forte.

Convém salientar, no entanto, que embora tenhamos adjetivado de “fraca” uma dessas noções, ela é suficiente para satisfazer àqueles que intuitivamente acreditam ser incompleta a descrição quântica. A diferença entre essas duas noções de incompletude reside mais em um ponto de princípio. A intuição física ordinária se recusaria, aparentemente, a aceitar a incompletude fraca e negar a forte, já que isso exigiria, como agora mostraremos, um compromisso com uma forma extrema de determinismo.

Para simplificar a discussão desse ponto e de outros que encontraremos adiante, consideremos a versão do argumento de EPR que resulta quando tomamos o caso bidimensional das Eqs. 7 e 8 do artigo de 1935. Essa situação, estudada pela primeira vez por David Bohm (Bohm 1951), corresponde a uma situação física real, onde as grandezas envolvidas são componentes de spin de sistemas de spin- $\frac{1}{2}$ . O estado embaraçado do sistema composto é

a função de onda singleto, que descreve a parte de spin da função de onda total do sistema, e pode ser expressa tanto como

$$\psi_{1,2} = (2)^{-1/2} (|y_{1+}\rangle \otimes |y_{2-}\rangle - |y_{1-}\rangle \otimes |y_{2+}\rangle)$$

ou como

$$\psi_{1,2} = (2)^{-1/2} (|z_{1+}\rangle \otimes |z_{2-}\rangle - |z_{1-}\rangle \otimes |z_{2+}\rangle),$$

onde  $y$  e  $z$  são direções ortogonais à direção de propagação das partículas, os índices 1 e 2 referem-se aos sistemas 1 e 2,  $|y_{1+}\rangle$  é a autofunção do componente de spin ao longo de  $y$ ,  $(S_y)_1$ , com autovalor  $+\hbar/2$ , e similarmente para as outras funções de onda. (Tomaremos de agora em diante  $\hbar/2 = 1$ .) O argumento pode então ser conduzido como no caso anterior. Se medirmos  $(S_z)_1$  e obtivermos  $+1$ , concluiremos pela MQ que os estados dos sistemas 1 e 2 após a medida serão, respectivamente,  $|z_{1+}\rangle$  e  $|z_{2-}\rangle$ . Poderemos então prever que uma medida de  $(S_z)_2$  dará  $-1$ ; e assim por diante.

Voltemos agora ao ponto que estávamos tratando. Suponhamos que uma medida de  $(S_z)_1$  dê  $+1$ . Então estaremos habilitados a prever que o valor de  $(S_z)_2$  é  $-1$ . Logo, o estado do sistema 2 será  $|z_{2-}\rangle$  ou um outro estado, evidentemente não-quântico, que também dê esse resultado com probabilidade 1. Mas se, de acordo com a interpretação “intermediária” discutida acima, tomarmos a descrição quântica por estados puros como sendo completa esta última alternativa estará eliminada, e teremos que manter que o estado do sistema 2 após a medida de  $(S_z)_1$  é de fato  $|z_{2-}\rangle$ . A localidade nos assegura então que esse já era o estado do sistema 2 antes de efetuarmos a medida. Mas isto implica então que o fato de tal estado ser precisamente  $|z_{2-}\rangle$  e não um outro estado puro quântico qualquer depende não-fisicamente de uma escolha que ainda não foi feita pelo experimentalista do sistema 1, o que parece inaceitável.

Assim, se não quisermos admitir esse ultradeterminismo, nem as concepções de Bohr, nem a não-localidade, teremos que

reconhecer que o estado do sistema 2 que dá  $(S_z)_2 = -1$  é de fato um estado mais completo que  $|z_2-\rangle$ , um estado que forneça simultaneamente os valores de *todos* os componentes de spin. Esse estado “clássico” pode ser tomado como representando unívoca e objetivamente a situação física real do sistema 2 durante todo o tempo, desde que cessaram as interações entre ele e o sistema 1, não dependendo de escolhas feitas no sistema 1, como acontece com os estados quânticos. Partindo da incompletude fraca, chegamos, assim, à incompletude forte, tomando como premissas adicionais a rejeição do ultradeterminismo e do contextualismo bohriano.

### 3.5. Incompletude de Einstein

Vimos na seção 3.3 que Einstein tinha razões de sobra para ter ficado insatisfeito com o argumento desenvolvido por Podolsky no artigo original de EPR, como confessa a Schrödinger na carta de 19 de junho de 1935. Nessa importante carta, Einstein expõe sua própria noção de incompletude e seu próprio argumento, ambos diferindo substancialmente dos de Podolsky. As mesmas idéias podem também ser encontradas em seus artigos publicados<sup>33</sup>, mas nunca foram diferenciadas daquelas do artigo de EPR, possivelmente por ter parecido absurda a suposição de que pudessem diferir. Einstein enuncia seu critério de completude nos seguintes termos:

Na teoria quântica descrevemos um estado real de um sistema por meio de uma função normalizada,  $\psi$ , das coordenadas (do espaço de configuração) [...]. Agora gostaríamos de dizer o seguinte:  $\psi$  correlaciona-se biunivocamente com o estado real do sistema real [...]. Se tal é o caso, então eu falo de uma descrição completa da realidade pela teoria. Mas se tal interpretação não é factível, chamo de ‘incompleta’ a descrição teórica. (*Apud* Howard 1985, p. 179.)

---

<sup>33</sup> E.g. Einstein 1936, 1949a e 1949b. Trechos relevantes desses e de outros artigos encontram-se traduzidos, em traduções reivindicadas com superiores às disponíveis na literatura, em Howard 1985.

Em seguida, considerando a mesma situação física do artigo de EPR, Einstein elabora o seu argumento. Inicia com a observação de que, de acordo com a MQ, medidas diferentes sobre o primeiro sistema (“sistema  $A$ ”) permitem a atribuição de funções de onda diferentes,  $\psi_B$  e  $\psi'_B$ , ao segundo sistema (“sistema  $B$ ”). Escreve então:

Agora o que é essencial é exclusivamente que  $\psi_B$  e  $\psi'_B$  são em geral diferentes uma da outra. Afirmo que tal diferença é incompatível com a hipótese de que a descrição por meio de  $\psi$  correlaciona-se biunivocamente com a realidade física (o estado real). Após a colisão, o estado real de  $(AB)$  consiste precisamente do estado real de  $A$  e do estado real de  $B$ , os quais nada têm a ver um com o outro. O estado real de  $B$  não pode pois depender do tipo de medida que efetuo em  $A$ . (“Hipótese da separação”, mencionada acima.) Mas então para o mesmo estado de  $B$  existem duas (e em geral um número arbitrariamente grande) de  $\psi_B$  s igualmente justificadas, o que contradiz a hipótese de uma descrição biunívoca ou completa dos estados reais. (*Apud* Howard 1985, p. 180.)

É fácil perceber que o argumento de Einstein é consideravelmente mais simples que o de EPR. Não há nele recurso explícito à noção de “elementos de realidade”; assume-se apenas que existe uma realidade objetiva, que responde pelos resultados de medida. Isso evita uma importante fonte de confusão do artigo de EPR, que discutimos na seção 3.3.

No entanto, essa simplicidade só é conseguida às custas de uma modificação no critério de completude. Conforme já observamos, Einstein acrescenta, em relação ao critério de EPR, as exigências de que a cada estado real corresponda um *único* estado teórico, e de que *todo* estado teórico possua um referente real. Fine (1986, p. 36) refere-se a essa modificação como “confusa”, mas não a discute. Howard (1985, n. 21) comenta-a dizendo, primeiro, que a adição é necessária para que o argumento funcione, o que é correto. Depois, observa que uma das exigências-extra parece demasiadamente forte: “Não poderá haver situações nas quais as diferenças entre duas funções- $\psi$  (diferenças de fase, por exemplo)



não são relevantes do ponto de vista do sistema cujo estado real pretendem descrever?” Howard tenta então responder a essa objeção, sugerindo que não devemos interpretar Einstein literalmente quando diz que toda diferença teórica deve refletir uma diferença no estado real do sistema:

[E]ssa não era a intenção de Einstein. O tipo de diferença com a qual estava ocupado evidencia-se a partir de seu argumento:  $\psi_B$  e  $\psi_{\underline{B}}$  diferem nas predições que fornecem para os resultados de certas medidas objetivas e locais sobre o sistema  $B$ . Essa não é uma diferença irrelevante, e Einstein estava certo ao manter que é excluída pela exigência de completude, pois o único meio de dar conta de tal diferença (assumindo que ambas as funções- $\psi$  fornecem descrições “corretas”) é assumir que ao menos uma das funções- $\psi$ , ou talvez ambas, dá uma descrição incompleta. (Por exemplo, se  $\psi_B$  atribuisse uma posição definida a  $B$ , mas não um momentum definido, seria incompleta na descrição do momentum de  $B$ ; mas evidentemente o argumento de Einstein não requer nenhuma referência a parâmetros ou “elementos de realidade” específicos.) Duas funções- $\psi$  podem dar descrições corretas de um mesmo estado real somente se ao menos uma delas diz menos do que a verdade completa sobre esse estado real.

A atribuição dessas opiniões a Einstein é bastante delicada, parecendo mesmo conflitar com o que o próprio Howard afirma no texto (p. 180; grifamos): “Ele [Einstein] diz que nem mesmo importa se  $\psi_B$  e  $\psi_{\underline{B}}$  são autofunções de observáveis, contanto que sejam *diferentes* uma da outra.” A mesma afirmação aparece de novo na página seguinte e também, de modo efetivo, porém ambíguo, em Fine 1986 (p. 38), onde o autor assevera que na carta de 19 de junho “Einstein diz que se o argumento que ele dá se aplica ou não a pares de observáveis incompatíveis ‘*ist mir wurst*’, que eu traduziria livremente por ‘não ligo a mínima’.” Aqui surge, porém, um elemento novo: o adjetivo ‘incompatíveis’. Evidentemente, isso faz uma diferença significativa. No entanto, o próprio Fine volta ao ponto no capítulo seguinte do livro, mas desta vez o adjetivo *não* aparece: “Ele observa que não liga a mínima (*‘ist mir wurst’*) se elas

são autofunções de observáveis.” (p. 48)

Na nota 22 de seu artigo, Howard cita o original alemão referente a esse trecho da carta de Einstein: “*Bemerkung: Ob die  $\psi_B$  und  $\psi_{\underline{B}}$  als Eigenfunktionen von Observabeln  $B$ ,  $\underline{B}$  aufgefasst werden können ist mir wurst.*” Não há, pois, alusão a observáveis *incompatíveis*, o que faz demasiadamente forte essa asserção de Einstein, especialmente se tomarmos literalmente a declaração anterior, de que a única coisa essencial é que as funções de onda sejam diferentes uma da outra, pois essa diferença pode concebivelmente não ser passível de revelar-se empiricamente. Se não são autofunções de observáveis, devemos assumir que diferem pelo menos nas *probabilidades* que fornecem aos valores de certos observáveis.

Consideremos agora a afirmação de Howard na última sentença da citação acima: “Duas funções- $\psi$  diferentes podem fornecer descrições corretas de um mesmo estado real somente se ao menos uma delas diz menos do que a verdade completa sobre esse estado real.” Ora, quando examinada atentamente, essa proposição se revela incompleta: as duas funções- $\psi$  podem dar descrições corretas de um mesmo estado real também se uma delas, ao menos, diz *mais* do que a verdade toda sobre o estado real, o que ocorre quando contém alguma informação supérflua.

Estamos diante de uma situação curiosa, que nos incita a refletir mais sobre a afirmação de Howard. Mostraremos a seguir que isso nos ajudará a entender melhor a natureza da condição de completude de Einstein, bem como revelará um aspecto que não tem sido objeto de análise nos argumentos de EPR e de Einstein. É conveniente utilizarmos a versão para spin dos argumentos.

O estado  $|z\rangle$  dá um valor preciso a  $S_z$ , a saber,  $-1$ , mas — assim prossegue a história usual — fornece apenas uma descrição incompleta, probabilística, do valor de  $S_y$ . O mesmo vale, *mutatis mutandis*, para  $|y\rangle$ . Agora se encontramos, usando a hipótese da localidade, que ambos  $|z\rangle$  e  $|y\rangle$  podem ser associados a um

mesmo estado real de um dado sistema, usualmente explica-se a situação dizendo-se que as descrições dadas por essas funções de onda são incompletas: uma fornece o valor de  $S_z$  e a outra o de  $S_y$ .

Atentemos agora para o seguinte: nessa história usual as descrições dadas por  $|z\rangle$  e  $|y\rangle$  são vagamente classificadas de “incompletas”, e a questão fica por aí. Não se presta atenção, todavia, ao fato óbvio de que, muito embora incompletamente (de acordo com a noção de incompletude clássica),  $|z\rangle$  e  $|y\rangle$  dizem algo sobre as grandezas  $S_y$  e  $S_z$ , respectivamente. A saber, que  $\text{prob}(S_y=+1) = \frac{1}{2}$  e  $\text{prob}(S_y=-1) = \frac{1}{2}$ , e  $\text{prob}(S_z=+1) = \frac{1}{2}$  e  $\text{prob}(S_z=-1) = \frac{1}{2}$ , respectivamente. Essas são informações concretas, verificáveis empiricamente, sobre o estado real do sistema. E são incompatíveis.

Assim, vemos que a conjunção de localidade e completude leva a uma inconsistência, dentro do formalismo quântico. A conclusão de incompletude, segue, pois, pela dedução de uma inconsistência no formalismo quântico, quando entendido como a descrição completa de uma realidade local<sup>34</sup>. Notemos que embora nesse raciocínio tome por base a versão de EPR, ele pode ser facilmente adaptado para o argumento simplificado da seção 3.4.

Retomemos agora a questão das diferenças entre os critérios de completude de EPR e de Einstein. Podolsky propõe que se existir um “elemento de realidade” sem contraparte teórica, a descrição teórica da realidade será incompleta, e isso é intuitivo. Já Einstein afirma que se a um mesmo “estado real” estiverem associados mais do que um estado teórico a descrição teórica também será incompleta; isso parece obscuro. Essa impressão se reforça pelas considerações expendidas no início desta seção. No entanto, a a-

---

<sup>34</sup> Gostaríamos de agradecer a Harvey R. Brown, da Universidade de Oxford, por haver detectado uma impropriedade na primeira apresentação que fizemos desse ponto em nosso artigo sobre a incompletude da mecânica quântica. Ver Chibeni 1991, seção 5, e “Nota adicional”, p. 109, para maiores detalhes.

nálise que acabamos de fazer nos auxilia a ver que o critério de Einstein captura igualmente bem a idéia de completude, pelo menos para os propósitos de mostrar que a descrição quântica é incompleta. Pois vimos que a atribuição de duas funções de onda a um mesmo estado real de um sistema físico (entendendo-se que sejam diferentes pelo menos quanto a algumas das probabilidades que fornecem para grandezas físicas desse sistema) leva a uma contradição, quando se assume a localidade. Assim, a única maneira de evitá-la, mantendo-se a localidade, é admitir que a descrição dada pelas funções de onda são incompletas, *referindo-se não aos sistemas individuais, mas a ensembles; as duas funções de onda atribuídas caracterizam dois diferentes sub-ensembles do ensemble inicial, associado à função de onda antes da medida.*

### **3.6. Localidade: Howard, Einstein, Bell e Jarrett**

Em dois de seus artigos (1985 e manuscrito), Don Howard defende que há uma assunção até aqui despercebida entre as premissas tanto dos argumentos de incompletude de EPR e Einstein<sup>35</sup> como das teorias de variáveis ocultas locais, limitadas pelas desigualdades de Bell. Essa assunção, que ele chama “separabilidade”, é definida em seu primeiro artigo (Howard 1985) como a hipótese segundo a qual *“dois sistemas quaisquer espacialmente separados possuem seus próprios estados reais”* (p. 173). (Os estados aqui referidos devem ser entendidos como os mais completos possíveis, de modo a que sejam excluídos, por exemplo, os estados mistos da MQ.) No segundo artigo essa definição informal e intuitiva é suplementada por uma exigência matemática precisa de independência estatística das probabilidades dos resultados de medida de quaisquer magnitudes físicas pertencentes aos sistemas

---

<sup>35</sup> Nesta seção não será necessário distinguir os argumentos de EPR e de Einstein; serão referidos indiferentemente ora como “de EPR” ora como “de Einstein”.

individuais do experimento de EPR, condicionalizadas sobre as especificações de estado completas e separadas, e sobre o contexto experimental total. Essa exigência de independência estatística corresponde, com ligeiras alterações, à “condição de completude” de Jon Jarrett. Jarrett (1984) mostrou que a conjunção dessa condição com uma certa “condição de localidade” é equivalente àquilo que chama de “condição de localidade forte” e que alega ser a famosa “condição de fatorizabilidade” usada na dedução da forma usual de desigualdade de Bell para teorias estocásticas, a desigualdade de Clauser & Horne 1974.

Jarrett mostrou que sua “condição de localidade”, que expressa a independência das probabilidades dos resultados de medida em um sistema com relação à *disposição*<sup>36</sup> (e somente a ela) do aparelho de medida no sistema distante, é uma condição necessária para a proibição relativista de transmissão superliminar de sinais<sup>37</sup>. É muito importante notar que *este conceito de localidade é mais restrito do que o que aparece no argumento de EPR*. Abner Shimony (1986) apropriadamente denominou essa condição de “*parameter independence*” (*PI*). Adotaremos essa terminologia, por não ser ambígua e não pré-julgar a questão, como as demais.

As bases físicas da condição de completude de Jarrett são mais difíceis de identificar e interpretar de modo não ambíguo. Como o nome que Jarrett lhe dá implica, Jarrett toma-a como a mera expressão da exigência de que a descrição de estado seja completa. Essa interpretação encontra sua justificação intuitiva no fato de que “ao incluir na descrição de estado do sistema de duas partículas e aparelhos de medida todas as propriedades dos sistemas (i.e., valores numéricos precisos de quaisquer quantidades físicas

---

<sup>36</sup> “Setting”, i.e., disposição das partes macroscópicas que implicam a medida desta ou daquela grandeza física (componentes de spin, no caso usual).

<sup>37</sup> Ou seja, essa proibição implica a localidade de Jarrett; a implicação oposta não parece valer. Ver no entanto nossa análise dessas questões na seção 6.5 para importantes qualificações.

apropriadas aos tipos de entidades postuladas pela teoria) em virtude das quais as interações de medida dão cada resultado possível com sua correspondente probabilidade, essas descrições de estado automaticamente escondem (“screen off”) quaisquer correlações dos pares de resultados de medida que pudessem surgir da omissão de informações preditivamente relevantes das descrições de estado” (p. 578-9). Aachamos que essa interpretação é válida e tem um apelo intuitivo. Todavia, fim de evitar uma identificação prematura da condição de completude de Jarrett com a de EPR, seguiremos mais uma vez Shimony, denominando-a de “*outcome independence*” (OI).

Howard 1985 propõe uma nova análise da condição de completude de Jarrett, introduzindo algumas melhorias conceituais. Desloca a ênfase da completude para a *separabilidade*, batizando-a de “condição de separabilidade”, que reescreve na seguinte forma:

Para todos  $\lambda, \rho, i \in O^L, j \in O^R, x_i^L \in X_i^L$  e  $x_j^R \in X_j^R$ :

$$p_{\lambda\rho} [(x_i^L; d_i^L d_j^R) \& (x_j^R; d_j^R d_i^L)] = \\ = p_\lambda [x_i^L; d_i^L d_j^R] p_\rho [x_j^R; d_j^R d_i^L], \quad (OI)$$

onde  $i$  e  $j$  são grandezas físicas bivalentes pertencentes aos sistemas  $L$  e  $R$  (“esquerdo” e “direito”; i.e., nossos sistemas 1 e 2), respectivamente,  $O^L$  e  $O^R$  são os conjuntos de todas as grandezas físicas bivalentes de  $L$  e  $R$ ,  $x_i^L$  e  $x_j^R$  representam “eventualidades”, ou seja, valores possíveis, +1 ou -1, das grandezas  $i$  e  $j$ ,  $X^L = X^R = \{+1, -1\}$ ,  $d_i^L$  e  $d_j^R$  denotam os contextos de medida esquerdo e direito quando os aparelhos estão ajustados para medir  $i$  e  $j$ , respectivamente, e, finalmente,  $p_{\dots}[\dots]$  é uma medida de probabilidade que assinala um valor no intervalo  $[0,1]$  para o evento indicado entre colchetes quando o sistema relevante está no estado completo indicado no índice.

Para referências ulteriores, vamos enunciar também a condição  $PI$ , que é a conjunção de

$$p_\lambda [x_f^L; d_f^L d_f^R] = p_\lambda [x_f^L; d_f^L \emptyset^R]$$

e

$$p_\rho [x_f^R; d_f^R d_f^L] = p_\rho [x_f^R; d_f^R \emptyset^L]$$

(PI)

onde  $\emptyset^R$  e  $\emptyset^L$  representam os contextos experimentais nos quais nenhuma medida é feita nos sistemas  $R$  e  $L$ , respectivamente. A condição de localidade forte de Jarrett ( $JSL$ ) fica, então:

$$p_{\lambda,\rho} [(x_f^L; d_f^L d_f^R) \& (x_f^R; d_f^R d_f^L)] =$$

(JSL)

$$= p_\lambda [x_f^L; d_f^L \emptyset^R] p_\rho [x_f^R; d_f^R \emptyset^L].$$

Este modo de escrever as condições tem duas vantagens sobre a formulação original de Jarrett, bem como sobre outras formulações da literatura. Primeiro, torna explícita a dependência das probabilidades com relação ao arranjo experimental distante. Segundo, assinala estados separados para os dois sistemas. Este último ponto é importante, porque tem-se universalmente assumido, após uma afirmação (sem prova) de Bell em seu artigo pioneiro (Bell 1964), que a possibilidade de se assinalar estados diferentes, separados, aos dois sistemas estava implicitamente contida no uso de um único símbolo (usualmente ' $\lambda$ '), que poderia representar um número arbitrário de parâmetros de estado.

Mas essa não é uma assunção trivial e, no mínimo, obscurece um dos principais pontos da disputa entre as diferentes interpretações da MQ. Conforme o próprio Howard observa,

uma das características mais "não-clássicas" do tratamento quântico das interações é a atribuição de um estado conjunto, não-decomponível, a dois sistemas que previamente interagiram, não impor-

tando o quanto possam estar separados, contanto que nenhum deles tenha entrado em outras interações. Além disso, o objetivo das teorias “locais” é, geralmente, o de dar expressão à assunção de que os eventos são determinados por circunstâncias relativas ao seu ambiente imediato. Poder-se-ia então pensar que, na caracterização de teorias “locais”, a sistemas separados deveriam ser assinalados estados separados. Este é o ponto no qual diferenças interessantes entre a mecânica quântica e as teorias “clássicas” deveriam aparecer. (Manuscrito, p. 13.)

Howard foi capaz de mostrar que a atribuição de estados separados não é meramente uma questão de escrevê-los separadamente nas equações: a existência de estados separados é uma condição *necessária* para que a condição *OI* valha. Ele chamou ainda a atenção para o fato de que embora o converso dessa proposição em geral não possa ser demonstrado, a existência de estados separados constitui a razão principal para se asserir a independência estatística dos resultados de medida através da condição *OI*.

Embora essas melhorias introduzidas por Howard no trabalho de Jarrett sejam apropriadas e relevantes, iremos agora argumentar que sua análise do argumento de incompletude de Einstein padece de alguns defeitos sérios, que surgem principalmente de sua confusão de dois conceitos diferentes de localidade.

A questão da incompletude é discutida exclusivamente no artigo de 1985. Ali Howard afirma que o argumento de Einstein tem como premissas exatamente as condições de “separabilidade” e “localidade”. Ambas são definidas informalmente, apenas: a primeira conforme a citação que fizemos no início desta seção, e a segunda como o princípio que assevera que “todos os efeitos físicos se propagam com velocidade finita e subliminar, de modo que nenhum efeito pode ser comunicado entre sistemas separados por um intervalo *space-like*” (p. 173). Várias outras definições ligeiramente diferentes podem ser localizadas no artigo. Nessa mesma página, por exemplo, encontramos esta formulação da condição de



localidade: “o estado de um sistema pode ser mudado apenas por efeitos locais, efeitos que se propagam com velocidade finita, subliminar”.

Uma alteração importante é introduzida, porém, quando, na última seção, Howard remete o leitor ao segundo artigo, em elaboração. À página 196 ele diz que no primeiro artigo ele “apresenta Einstein defendendo a incompletude da mecânica quântica como consequência de duas assunções: separabilidade e localidade”, e que no segundo ele “argumenta que as desigualdades de Bell são uma consequência dessas *mesmas* duas assunções” (grifamos).

Já fizemos notar que no segundo artigo Howard toma a separabilidade como sendo a condição de completude de Jarrett (*OI*); do mesmo modo, toma a localidade como sendo a condição de localidade de Jarrett (*PI*). É precisamente nisso que residem as raízes dos problemas de sua análise do argumento de Einstein. Conforme observamos anteriormente, a condição de localidade de Jarrett é mais restrita que a de Einstein. Além disso, a definição de localidade dada e efetivamente usada por Howard em seu artigo de 1985 é essencialmente a de Einstein. Daí resultam os seguintes enganos: 1) Quando Howard assimila as condições de localidade de seus dois artigos ele se equivoca. 2) Dado que a condição de localidade de Einstein é a mais geral possível, ela engloba não somente *PI*, mas também *OI* (separabilidade); no entanto, essa última condição é dada por Howard (p. 173) como uma assunção *independente* no argumento de Einstein, a ser adicionada à localidade; mas isso é errado, se a localidade é tomada – como o faz Howard explicitamente em várias passagens do seu artigo – como sendo a localidade de Einstein. 3) E se a localidade for tomada no sentido estrito, de Jarrett (*PI*), então a condição de separabilidade de fato se torna uma assunção-extra indispensável; porém nesse caso a análise de Howard fica historicamente errada: nem Einstein, nem EPR, nem ninguém antes de Jarrett analisou a condição geral de localidade em duas condições logicamente mais fracas.

O primeiro dispensa ulteriores comentários. O segundo envolve a alegação de que a condição ampla de localidade implica a separabilidade. Para ver que esse é o caso, basta observar que se a separabilidade é violada, como na MQ, os resultados de medida<sup>38</sup> (e portanto o estado, ou a “situação factual real”) em um dos braços depende de algum modo do que “acontece” no outro, e isso é claramente proibido pela condição ampla de localidade de Einstein-EPR.

O terceiro ponto requer uma análise mais extensa. As duas condições de Jarrett são claramente independentes uma da outra. Que ambas são essenciais para os argumentos de Einstein e EPR pode ser concluído notando-se que esses são argumentos para a incompletude *forte*. *PI* tem assim de ser assumida na última etapa dos argumentos, ou seja, na justificação da inferência contrafactual discutida acima; os resultados de medida em um sistema não podem depender de *qual* quantidade física é medida no outro sistema. E *OI* tem de ser assumida na primeira etapa do argumento, de modo a garantir que elementos de realidade em um dos sistemas não sejam criados pela obtenção de um determinado *resultado* no outro sistema. (Note-se que isso é exatamente o que aconteceria de acordo com a interpretação ortodoxa.) Retornando ao nosso exemplo: a atribuição de  $(S_z)_2 = -1$  ao sistema 2 é conseqüente à obtenção do resultado  $(S_z)_1 = +1$  no sistema 1; esse elemento de realidade não existia antes da medida em 1 ter sido completada. Se a localidade for entendida no sentido de Einstein, estamos aqui diante de um efeito claramente não-local (embora incontrolável; ver seções 6.1 e 6.5).

Para completar a justificação de nosso ponto 3, resta mostrar que Einstein não usou a localidade no sentido estrito de Jarrett (*PI*), e como conseqüência não se referiu explicitamente à separabilidade de Howard. Para tanto, reproduziremos e comentaremos agora

---

<sup>38</sup> Nesta seção freqüentemente ignoraremos, sem perda de generalidade, a distinção entre resultados de medida e probabilidades de sua ocorrência.

os trechos relevantes das citações de Einstein feitas por Howard<sup>39</sup>.

i) Na carta de 19 de junho de 1935, Einstein discute a incompletude da MQ através do análogo clássico (em sua opinião) da bola nas caixas, que discutimos na seção 3.4. Ele diz:

Meu modo de pensar é agora este: considerando as coisas em seus devidos termos, não se pode vencer o talmudista [Bohr] se não se fizer uso de um princípio suplementar: o “princípio de separação”. Quer dizer, “a segunda caixa, e tudo o que tem a ver com o seu conteúdo, é claramente independente do que acontece com a primeira (sistemas parciais separados)”. (*Apud* Howard 1985, p. 178.)

Notemos que Einstein *não* está usando *duas* condições distintas, mas apenas o “princípio de separação” (*Trennungsprinzip*), que é enunciado como uma condição muito ampla de localidade.

ii) Nessa mesma carta a Schrödinger, Einstein apresenta uma versão completa do argumento real, da MQ. Na seção 3.5 já citamos o trecho relevante; vamos examiná-lo de novo:

Agora o que é essencial é exclusivamente que  $\psi_B$  e  $\psi_{\bar{B}}$  são em geral diferentes uma da outra. Afirmo que tal diferença é incompatível com a hipótese de que a descrição através de  $\psi$  correlaciona-se bi-univocamente com a realidade física (o estado real). Após a colisão, o estado real de  $(AB)$  consiste precisamente do estado real de  $A$  e do estado real de  $B$ , os quais nada têm a ver um com o outro. O estado real de  $B$  não pode pois depender do tipo de medida que efetuou em  $A$ . (“Hipótese da separação”, mencionada acima.) Mas então para o mesmo estado de  $B$  existem duas (e em geral um número arbitrariamente grande) de  $\psi_{BS}$  igualmente justificadas, o que contradiz a hipótese de uma descrição biunívoca ou completa dos estados reais. (*Apud* Howard 1985, p. 180.)

Aqui é ainda mais evidente que de fato apenas *uma* assunção está

---

<sup>39</sup> Remetemos o leitor a Howard 1985 e aos originais disponíveis para uma visualização mais completa das situações consideradas por Einstein.

sendo feita: “a hipótese da separação”, que é inicialmente enunciada de modo geral, “[o] estado real de  $A$  e [o] estado real de  $B$ , os quais nada têm a ver um com o outro”, e então é imediatamente trazida a um contexto mais específico: “O estado real de  $B$  não pode *pois* depender do tipo de medida que efetuou em  $A$ .” Note-se o termo *implicativo* ‘pois’ efetuando a passagem da condição geral para a condição particular de localidade; a interpretação de Howard requeriria aqui um termo *conjuntivo*.

iii) No livro editado por Schilpp, *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, Einstein comenta, na réplica aos críticos, as opiniões de Bohr<sup>40</sup>:

Se os sistemas parciais  $A$  e  $B$  formam um sistema total descrito por sua função- $\psi$ ,  $\psi_{(AB)}$ , não há razão pela qual uma existência mutuamente independente (estado de realidade) deva ser atribuída aos sistemas parciais  $A$  e  $B$  vistos separadamente, nem mesmo se estiverem separados espacialmente um do outro no instante de tempo considerado. A asserção de que, neste último caso, a situação real de  $B$  não poderia ser (diretamente) influenciada por qualquer medida tomada sobre  $A$  é, portanto, dentro do referencial da teoria quântica, carente de fundamento e (como mostra o paradoxo) inaceitável.

Torna-se evidente por esse modo de olhar a questão que o paradoxo nos força a abandonar uma das duas asserções seguintes:

- (1) a descrição por meio da função- $\psi$  é completa;
- (2) os estados reais de sistemas espacialmente separados são independentes um do outro.

No primeiro desses parágrafos Einstein parece estar efetivamente afirmando que se a separabilidade de Howard for violada então a localidade (no sentido *amplo*) também o será. Isso corroboraria nossa interpretação. Note-se que apenas *uma* hipótese está sendo feita (a expressa em 2) para se alcançar a incompletude da MQ.

iv) No artigo “Physics and Reality”, publicado em 1936 no *Journal of*

---

<sup>40</sup> Einstein 1949b, pp. 681-2. Ver também Howard 1985, p. 184.

*the Franklin Institute*, Einstein observa que a determinação da função de estado do sistema  $B$  por medidas realizadas em  $A$ <sup>41</sup>.

dá um resultado que depende de qual variável de estado de  $A$  foi medida (por exemplo, coordenadas [espaciais] ou momenta). Como só pode haver um estado físico de  $B$  após a interação, estado esse que não pode razoavelmente ser considerado dependente do tipo de medidas que eu efetuo no sistema  $A$ , separado de  $B$ , vê-se assim que a função- $\psi$  não é correlacionada de modo não-ambíguo com o estado físico. Essa correlação de várias funções- $\psi$  ao mesmo estado físico do sistema  $B$  mostra mais uma vez que a função- $\psi$  não pode ser interpretada como uma descrição (completa) de um estado físico (de um sistema individual). Aqui também a correlação da função- $\psi$  a um ensemble de sistemas elimina todas as dificuldades.

De novo, não é de nenhum modo evidente nessa passagem que Einstein apele a *duas* hipóteses independentes.

v) Há uma passagem das Notas autobiográficas, porém, que parece favorecer a interpretação de Howard<sup>42</sup>:

Agora, parece-me que se pode falar do estado real do sistema parcial  $S_1$ . Para começar, antes de se efetuar a medida em  $S_1$ , sabemos ainda menos acerca desse estado real do que acerca de um sistema descrito pela função- $\psi$ . Mas *uma* assunção nós devemos, em minha opinião, manter incondicionalmente: a situação real (estado) do sistema  $S_2$  é independente do que é feito com o sistema  $S_1$ , que está espacialmente separado dele. De acordo com o tipo de medida que executo em  $S_1$  eu obtenho, no entanto, uma  $\psi_2$  muito diferente para o segundo sistema parcial ( $\psi_2, \psi_2', \dots$ ). Mas agora o estado real de  $S_2$  tem de ser independente do que acontece com  $S_1$ . Assim, funções- $\psi$  diferentes podem ser encontradas para o mesmo estado real de  $S_2$  (dependendo da escolha da medida em  $S_1$ ). (Pode-se evitar essa conclusão ou assumindo que a medida em  $S_1$  muda (telepaticamente) o estado real de  $S_2$ , ou em geral negando [a atribuição de] estados reais a coisas que estão separadas espacial-

---

<sup>41</sup> Einstein 1936, p. 376. Utilizamos a tradução de Howard (1985, p. 185).

<sup>42</sup> Einstein 1949a, pp. 84-7. Utilizamos a tradução de Howard (1985, p. 186).

mente uma da outra. Ambas as alternativas me parecem inteiramente inaceitáveis.)

Se agora os físicos *A* e *B* aceitam esse raciocínio como válido, então *B* terá que abandonar sua posição de que a função- $\psi$  é uma descrição completa de uma situação real. Pois nesse caso seria impossível que dois tipos de função- $\psi$  pudessem ser correlacionadas com a mesma situação real (de  $S_2$ ).

Howard admite que essa passagem “contém o *primeiro* enunciado claro da distinção entre separabilidade e localidade” (p. 185). Não pudemos encontrar nenhuma outra; mas mesmo aqui a nossa leitura não parece estar descartada. Primeiro, há o fato de que Einstein insiste, uma vez mais, que há *uma* (e os itálicos são *dele*) assunção essencial: “A situação real (estado) do sistema  $S_2$  é independente do que é feito com o sistema  $S_1$ ”. Depois, a proposição disjuntiva entre parêntese, na qual Howard põe tanta ênfase a ponto de citá-la duas vezes, pode ser lida não como explicitando a negação da conjunção da localidade e da separabilidade, como quer Howard, mas como a mera expressão da negação de um *único* princípio, primeiro em um sentido particular e específico, e depois em um sentido geral. Isso é corroborado pela expressão ‘em geral’ que aparece logo após a partícula disjuntiva. Por fim, uma proposição entre parênteses é mais naturalmente entendida como uma explicação ou comentário do que a antecede. E neste caso o que vem antes é um argumento que tem como sua *única* premissa a que é dada explicitamente como tal por Einstein e como conclusão a incompletude da descrição quântica da realidade. A proposição entre parênteses diz então que esse argumento pode ser neutralizado negando-se a premissa. E mais: é difícil imaginar que se Einstein quisesse expressar algo novo e importante com essa proposição ele a colocaria entre parênteses.

vi) O último ponto de apoio que Howard busca para a sua tese encontra-se em um artigo de Einstein na revista *Dialectica*, de 1948. Transcreveremos a seguir os parágrafos relevantes, que são também de grande interesse por conterem as razões explícitas de E-

instituiu para a sua adesão “incondicional” ao princípio de localidade:

Se se perguntar o que é característico do domínio das idéias físicas, independentemente da teoria quântica, então, acima de tudo, a nossa atenção será atraída para o seguinte: os conceitos da física referem-se a um mundo externo, i.e., as idéias são propostas [*positet*] acerca de coisas que se supõe terem uma “existência real” independente do sujeito que percebe (corpos, campos, etc.), e tais idéias são, por outro lado, colocadas em uma relação tão segura quanto possível com as impressões sensoriais. Além disso, é característico dessas coisas físicas que sejam concebidas como estando arranjadas em um continuum espaço-temporal. Parece ainda ser essencial para esse arranjo das coisas introduzidas na física que, em um instante de tempo específico, elas tenham uma existência independente umas das outras, contanto que “estejam em partes diferentes do espaço”. Sem essa assunção da existência mutuamente independente (o “ser-assim”) das coisas espacialmente distantes – uma assunção que se origina no pensamento do dia-a-dia –, o pensamento físico no sentido familiar para nós não seria possível. Nem se vê como leis físicas poderiam ser formuladas e testadas sem essa separação clara. A teoria de campo levou esse princípio ao extremo, ao localizar em elementos espaciais (quadrimensionais) infinitamente pequenos as coisas elementares que existem independentemente umas das outras e que ela toma como básicas, bem como as leis elementares que postula para essas coisas.

Para a independência relativa de coisas (*A* e *B*) espacialmente distantes, esta idéia é característica: uma influência externa sobre *A* não tem efeito *imediat* sobre *B*; isso é conhecido como “princípio da ação local”, que é aplicado consistentemente apenas em teoria de campo. A suspensão completa desse princípio básico tornaria impossível a idéia da existência de sistemas (quase) fechados e, desse modo, o estabelecimento de leis empiricamente testáveis no sentido que nos é familiar. (*Apud* Howard 1985, pp. 187-8.)

Vejamos agora como Howard tenta interpretar esses trechos para apoiar sua tese (p. 188):

Conforme os leio, nesses parágrafos encontro Einstein fazendo duas afirmações básicas. Primeiro, se tivermos que manter uma atitude realista com relação às “coisas” que postulamos na física, é “essencial” assumir a “existência mutuamente independente [...] das coisas espacialmente distantes”. De fato, diz Einstein, não poderíamos nem testar e nem mesmo formular leis físicas “sem essa separação clara”. Segundo, é “característico” (mas não *essencial*) da independência de duas coisas espacialmente separadas quaisquer que uma influência externa sobre uma não tenha nenhum efeito i-

mediato sobre a outra. Mas, agora, essas duas afirmações são simplesmente as formulações de Einstein do que eu chamo separabilidade e localidade.

Mais uma vez, Howard está aqui tomando uma relação de inclusão geral-particular como uma disjunção. Ele atribui uma importância aparentemente exagerada ao mero uso de palavras diferentes, 'essencial' e 'característico' nos trechos citados e acrescenta, por conta própria, a afirmação de que a localidade é "não essencial". Além disso, notemos que a inferência da perda de testabilidade das leis é feita igualmente, e nos mesmos termos, tanto no caso da primeira como no da segunda afirmação de Einstein. Por fim, no início do segundo parágrafo Einstein diz que a localidade é "característica" da "independência relativa de coisas [...] espacialmente distantes". Não parece natural entendermos essa asserção como expressando a relação de inclusão de um princípio de localidade mais restrito em um princípio de localidade geral?

Finalizando esta seção, mencionamos ainda que a análise dada por Fine do argumento de EPR<sup>43</sup> é anterior à de Howard, e portanto não poderia conter uma investigação desta última. No entanto, é significativo que Fine não identifique nenhuma assunção adicional nos argumentos de Einstein além do *Trennungsprinzip* (que ele traduz por 'princípio de separação'), que apareceu pela primeira vez na carta de 19 de junho de 1935. Como vimos argumentando, esse princípio é um princípio de localidade muito amplo, e foi sempre usado por Einstein e EPR.

---

<sup>43</sup> Fine 1986, cap. 3. Esse capítulo foi publicado em 1981 como um artigo independente. Os capítulos 4 e 5 do livro também contêm discussões relevantes para o problema da incompletude; o primeiro deles também foi publicado anteriormente, em 1984.



## Capítulo 4

### **Completando a Mecânica Quântica: Restrições Matemáticas**

*The Newtonian conception of matter is incorrect, [...] and it is high time that philosophers began properly to take on board the conception that has replaced it.*

M. Lockwood<sup>44</sup>

*Those classical ideas about the nature of the universe, and of man's role in it had a profound effect upon our institutions and upon the conceptual environment that controls every aspect of our lives. The ideas immanent in quantum theory can be expected to have an even greater impact.*

H.P. Stapp<sup>45</sup>

#### **4.1. Introdução: Teorias de Variáveis Ocultas**

No capítulo precedente vimos que se tomarmos a MQ como uma teoria cujo fim é descrever um mundo objetivo e local, há um forte argumento para a sua incompletude. De fato, desde a criação da teoria a suspeita dessa incompletude levou a uma busca de teorias mais completas que a MQ, que ficaram conhecidas como *teorias de variáveis ocultas* (TVOs).

A classe mais simples de TVOs constitui-se das teorias que fornecem uma *atribuição completa de valores* para todas as grandezas físicas dinâmicas pertencentes a um sistema físico. Há vá-

---

<sup>44</sup> Lockwood 1989, p. ix.

<sup>45</sup> Stapp 1989, p. 270.

rios modos pelos quais essa atribuição completa pode ser implementada (por exemplo, ela poderia ser feita como nas teorias da física clássica). Iniciaremos nossa discussão pelas teorias dessa classe. Mais tarde, examinaremos as TVOs estocásticas, que especificam apenas as probabilidades dos resultados de medida. Alguns autores preferem ainda considerar que as TVOs – mesmo as deterministas – sempre se referem apenas a resultados de medida, e não a valores intrínsecos de grandezas físicas, ou a propensões objetivas. A nosso ver, essa maneira de interpretar as TVOs tem um interesse filosófico limitado, por não se comprometer com o objetivismo aparentemente perdido pela MQ. Retornaremos a esse ponto quando tratarmos das teorias de variáveis ocultas contextuais.

Quase que concomitantemente com o surgimento das primeiras idéias de complementação da descrição quântica, porém, começaram a surgir, ao lado dos argumentos conceituais contra a incompletude da MQ, provas *formais* da impossibilidade dessa complementação. A primeira dessas provas, que viria a exercer uma influência marcante nas três décadas seguintes ao seu aparecimento, foi dada por John von Neumann, em seu famoso tratado de fundamentação matemática da MQ, publicado em 1932 (von Neumann 1955). Essa prova procurava estabelecer, a partir de certas premissas aparentemente plausíveis, a impossibilidade, dentro do esquema teórico da MQ, de ensembles sem dispersão, ou seja, ensembles nos quais para qualquer quantidade física  $A$ ,

$$\text{Esp}(A^2) = [\text{Esp}(A)]^2,$$

onde ‘Esp( )’ denota o valor esperado da quantidade entre parênteses.

Em uma análise historicamente importante da prova de von Neumann, John Bell fez notar (Bell 1966) que uma de suas premissas – a linearidade dos valores esperados – leva imediatamente a

um conflito com a existência de ensembles sem dispersão, pois em tais ensembles os valores esperados são os autovalores (ver a regra do espectro, na seção seguinte). Mas os autovalores de operadores que não comutam não se relacionam linearmente. Essa observação de Bell tem sido interpretada como uma razão para a rejeição da referida premissa, e portanto para se dar a prova como irrelevante. Porém o texto de Bell permite uma leitura diferente<sup>46</sup>. A razão fundamental de Bell para a rejeição da premissa não é o fato de levar imediatamente à conclusão da prova, mas sim sua incorporação implícita do não-contextualismo (ver a seção seguinte). Não adentraremos essa discussão, contentando-nos por ora com a observação de que outros resultados contra as TVOs vieram a ser formulados a partir de premissas que *não* incluem a problemática linearidade dos valores esperados de grandezas físicas incompatíveis.

O aspecto mais notável desses resultados talvez seja sua insensibilidade com relação aos detalhes das TVOs. Aplicam-se a famílias inteiras de TVOs, demarcadas apenas por umas poucas características gerais. Neste capítulo e nos seguintes apresentaremos e discutiremos os principais resultados contra as TVOs. Esses podem ser classificados em três grandes grupos: 1) teoremas matemáticos que mostram a inconsistência das TVOs; 2) desigualdades de Bell e seus testes empíricos, que exibem problemas de inadequação empírica das TVOs; 3) teoremas do tipo “quase-algébrico”, que reúnem elementos dos dois grupos precedentes. Dada a complexidade e o intrincamento dos tópicos que iremos abordar, torna-se impraticável tomá-los um a um, esgotando-os seqüencialmente. Assim, em geral, faremos vários retornos a um mesmo tópico, procurando aprofundá-lo e detalhá-lo gradativamente.

---

<sup>46</sup> Devemos a Harvey Brown essa observação. Outro artigo importante de Bell que trata dessa mesma prova (Bell 1982) não parece, todavia, amoldar-se tão facilmente a essa interpretação alternativa.

## 4.2. Resultados Algébricos contra as Teorias de Variáveis Ocultas

Diversos resultados contra a possibilidade de TVOs se desenvolveram ao longo das linhas puramente matemáticas da prova de von Neumann, iniciando-se com um teorema sobre a forma geral das medidas de probabilidade dos subespaços fechados de um espaço de Hilbert, provado em 1957 por Andrew Gleason (Gleason 1957). As outras provas importantes são as de Bell 1966, Kochen & Specker 1967 e Mermin 1990d. A família de TVOs cuja impossibilidade elas procuram demonstrar caracteriza-se por considerar a MQ como uma teoria formalmente análoga à mecânica estatística clássica, que fornece uma descrição probabilística, *coarse-grained*, de uma realidade objetiva e determinista. Análises subseqüentes levaram a que se denominasse tais TVOs de “*não-contextuais*”<sup>47</sup>. No restante desta tese examinaremos sob vários ângulos as motivações e possíveis justificativas dessa denominação. É importante ressaltar que as provas de impossibilidade acima referidas não se aplicam aos sistemas simples descritos em espaços de Hilbert de dimensão menor que três (como os sistemas de uma única partícula de spin- $\frac{1}{2}$ ).

Uma TVO do tipo não-contextual associa a cada estado puro quântico  $\psi$  um conjunto  $\Lambda$  de estados “ocultos”  $\lambda$ , e a cada grandeza física dinâmica  $A$  uma função [ ],

$$[A]_{\lambda} \rightarrow \mathbf{R},$$

tal que  $[A]_{\lambda}$  dá o valor de  $A$  no estado completo  $(\psi, \lambda)$ . Além disso, uma medida de probabilidade  $\mu$  é definida sobre a  $\sigma$ -álgebra  $\sigma(\Gamma)$  dos subconjuntos  $\Gamma$  de  $\Lambda$ , tal que  $\mu(\Gamma)$  dá a probabilidade de um elemento do ensemble caracterizado por  $\psi$  pertencer a  $\Gamma$ .

---

<sup>47</sup> Ver e.g. Gudder 1970, Shimony 1984, Redhead 1987.

Kochen & Specker explicitamente impõem a seguinte condição adicional sobre a TVO:

*Regra da Relação Funcional (FUNC):*

Para toda função de Borel  $g$ , toda grandeza física  $A$  e todo estado completo  $(\psi, \lambda)$ ,

$$[g(A)]_\lambda = g([A]_\lambda).$$

Pode-se mostrar que todas as outras provas da impossibilidade de TVOs do tipo que estamos considerando (provas “algébricas”) envolvem de modo essencial alguma condição semelhante a FUNC, que assegure o espelhamento da estrutura algébrica dos operadores auto-adjuntos no espaço de Hilbert associados aos observáveis quânticos nos valores que a TVO atribui a esses observáveis. Assim, essas provas assumem (em geral implicitamente) uma das seguintes regras<sup>48</sup>:

*Regra da Soma (RS):*

Para um par qualquer de grandezas físicas compatíveis,  $A$  e  $B$ , e para todo estado completo  $(\psi, \lambda)$ ,

$$[A+B]_\lambda = [A]_\lambda + [B]_\lambda.$$

*Regra do Produto (RP):*

---

<sup>48</sup> Ver Chibeni 1984 para uma análise dessas regras e de seu papel nas provas algébricas. A esse respeito, consulte-se ainda Fine & Teller 1978.

Para um par qualquer de grandezas físicas compatíveis,  $A$  e  $B$ , e para todo estado completo  $(\psi, \lambda)$ ,

$$[AB]_{\lambda} = [A]_{\lambda}[B]_{\lambda}$$

Se se desejar que a TVO reproduza as predições estatísticas da MQ devem-se ainda assumir as seguintes condições (nas quais ficam implícitas quantificações universais sobre as grandezas  $A$  e  $B$ , o estado completo  $(\psi, \lambda)$ , e os subconjuntos de Borel  $S$  e  $T$  de  $\mathbf{R}$ ):

*Regra do espectro (RE):*

$$\{[A]_{\lambda} \mid \lambda \in \Lambda\} = \{x \mid P_A^{\psi}(x) \neq 0\},$$

onde  $P_A^{\psi}(S)$  é a probabilidade quântica de que uma medida de  $A$  no estado  $\psi$  dê um valor no subconjunto de Borel  $S$  de  $\mathbf{R}$ :

$$P_A^{\psi}(S) = \langle \psi \mid \chi_S(A) \mid \psi \rangle,$$

onde  $\chi_S$  é a função característica do conjunto  $S$ .

*Regra da variável aleatória (RVA):*

$$\mu\{[A]^{-1}(S)\} = P_A^{\psi}(S)$$

*Regra da distribuição conjunta (RDC):*

$$\mu\{[A]^{-1}(S) \cap [B]^{-1}(T)\} = P_{A,B}^{\psi}(S \times T),$$

onde  $P_{A,B}^{\psi}(S \times T) = \langle \psi \mid \chi_S(A) \otimes \chi_T(B) \mid \psi \rangle$ .

As provas algébricas estabelecem limitações à possibilidade de implementação de TVOs não-contextuais, pela exibição de in-

consistências matemáticas. Segundo a opinião estabelecida na literatura, as inconsistências surgem *ainda na primera etapa do programa*, antes que as condições RE, RVA e RDC sejam impostas<sup>49</sup>. Isso foi interpretado como uma indicação da severidade desses resultados negativos, pois poderiam ser alcançados mesmo sem que o vínculo do acordo empírico com a MQ seja exigido. No entanto, importantes investigações levadas a cabo por Fine nas décadas de 70 e 80 evidenciaram algumas ligações entre o primeiro grupo de condições (FUNC, RP e RS) e o segundo (RE, RVA e RDC), além de estabelecerem uma quase-equivalência entre as primeiras<sup>50</sup>. Acreditamos que os teoremas provados por Fine ainda não receberam o devido reconhecimento na literatura. Para nossos presentes propósitos, centralizaremos a atenção nos seguintes resultados:

Fine (1982a, 1982b) mostrou que para uma classe bastante ampla de grandezas físicas, que ele denomina "*large enough*"<sup>51</sup>)

$$(RDC \& RE) \rightarrow FUNC^{qs}$$

e

$$(FUNC^{qs} \& RVA \& RE) \rightarrow RDC,$$

onde '*qs*' significa 'quase sempre'. Fine (1974) também provou que, para um classe de grandezas na qual vale a condição (ii) da classe de grandezas físicas *large enough*,

$$(RDC \& RE) \rightarrow RP^{qs}$$

e

$$(RP^{qs} \& RVA \& RE) \rightarrow RDC,$$

---

<sup>49</sup> Ver e.g. Shimony 1984, p. 28.

<sup>50</sup> Ver Chibeni 1984 para detalhes e investigações complementares.

<sup>51</sup> Um conjunto  $O$  de grandezas físicas é *large enough* se e somente se:  
i) sempre que  $A \in O$  e  $B \in O$ , e  $AB = BA$ , então  $AB \in O$  e existe uma grandeza  $C \in O$  tal que  $A = f(C)$  e  $B = g(C)$ , para funções de Borel  $f$  e  $g$  quaisquer; e

ii) sempre que  $A \in O$  então  $\chi_S(A) \in O$  para qualquer conjunto de Borel  $S$ .

### **4.3. Contextualismo na Teoria de Variáveis Ocultas de Bohm**

Faremos agora uma primeira abordagem dos motivos pelos quais o tipo clássico de TVO eliminado pelos resultados algébricos foi chamado de “não-contextual”. Essa denominação foi introduzida após a invenção de um tipo modificado de TVO, que escapa a tais resultados fazendo a atribuição de valores depender de um certo “contexto”. O que esse contexto significa não é fácil determinar, devido a uma quase generalizada obscuridade das propostas.

Na versão mais comum, informal, diz-se que o valor de uma magnitude física não-maximal  $A$  é uma função não apenas do estado completo do objeto, mas também do “contexto de medida”, que é tomado como sendo determinado pelas outras magnitudes que estão sendo medidas simultaneamente com  $A$  e que formam com ela um conjunto completo de observáveis que comutam. Como  $A$  é não-maximal, haverá mais de um tal conjunto, e em cada um deles o valor atribuído a  $A$  pode ser diferente. Esse contexto tem sua contraparte formal no conjunto de vetores que varrem todo o espaço de Hilbert e contém os autovetores de  $A$ ; evidentemente  $A$  não é suficiente para singularizar um tal conjunto.

Julgamos que essa proposta é insatisfatória. Se o contextualismo for introduzido de um modo puramente formal, sem referência ao contexto real de medida, como tem sido sugerido na literatura<sup>52</sup>, então ele se tornará fisicamente ininteligível. E se for de algum modo associado à situação real de medida, ficaremos com o seguinte problema: o contexto experimental real raramente singula-

---

<sup>52</sup> Fala-se, neste caso, em contextualismo “algébrico” ou “ontológico”. A idéia (mas não os nomes) parece ter surgido com Gudder 1970. Ver também Shimony 1984, Redhead 1987, Heywood & Redhead 1983. Shimony apresenta reservas quanto a esse tipo de “contextualismo” (1984, pp. 29 e 34).



riza um conjunto completo de observáveis que comutam. Nesse caso, como poderemos sem ambigüidade testar as predições da teoria?<sup>53</sup>

Devem-se já notar dois aspectos conceituais importantes das TVOs contextuais. Primeiro, elas de algum modo evadem o ideal de atribuir valores intrínsecos às quantidades físicas, independentemente de quaisquer considerações referentes à observação, fazendo, assim, uma concessão importante aos defensores da interpretação ortodoxa da MQ. Conforme observamos na seção anterior, alguns autores não consideram que as TVOs devam alcançar o referido ideal. Para eles, portanto, o contextualismo é uma característica mais facilmente assimilável, pois se os números que a TVO assinala forem entendidos como resultados de medida então sua dependência do contexto de medida parecerá natural.

Segundo, o contexto de medida pode em princípio envolver aparelhos situados em posições remotas do Universo, como nossa discussão do argumento de EPR deixa claro, de modo que *prima facie* fica aberta a possibilidade de alteração instantânea dos valores atribuídos pela TVO às grandezas físicas de um objeto pela modificação da disposição de aparelhos distantes.

Apesar das dificuldades, o contextualismo tem sido apontado na literatura como a saída para os resultados algébricos, frequentemente com a justificação explícita ou implícita de que ele está de acordo com “as lições que aprendemos de Bohr”. Esta é uma das frases favoritas de Bell (ver e.g. Bell 1982, p. 993). Tendo em vista nossa análise do argumento de EPR e da réplica de Bohr, bem como outras considerações que faremos oportunamente, questionaremos mais tarde a necessidade de aprender certas lições de Bohr.

A literatura sobre o contextualismo supostamente forçado pe-

---

<sup>53</sup> Van Fraassen 1973 propôs uma reinterpretação do contextualismo em termos de *observable-splitting*; mas isso não parece resolver as dificuldades apontadas.

los resultados algébricos e o instanciado nas TVOs existentes apresenta, conforme já indicamos parcialmente, várias divergências sobre pontos essenciais. Assim, consideramos útil efetuar uma investigação mais atenta dessas questões, começando por um exame da TVO original de Bohm. É curioso que os comentadores acerca do contextualismo não se dediquem a uma inspeção localizada dessa teoria, preferindo as afirmações genéricas, nem sempre acertadas, conforme argumentaremos.

Consideremos primeiro o caso de uma única partícula<sup>54</sup>. À partícula a teoria associa uma “onda piloto”, determinada pela função de onda quântica, e que se manifesta na forma de uma *força quântica*, adicional às forças clássicas que atuam sobre a partícula. A teoria permite a seguinte descrição conceitual de seu *modus operandi*. Inicialmente, resolve-se o problema quântico, determinando-se, a partir do potencial clássico e das condições de contorno, sua função de onda,  $\psi(\mathbf{x})$ , com o auxílio da equação de Schrödinger usual:

$$i\hbar \partial\psi(\mathbf{x})/\partial t = -(\hbar^2/2m)\nabla^2\psi(\mathbf{x}) + V(\mathbf{x})\psi(\mathbf{x}).$$

$\psi(\mathbf{x})$  é então expressa na forma:

$$\psi(\mathbf{x}) = R(\mathbf{x}) \exp[iS(\mathbf{x})/\hbar],$$

com  $R(\mathbf{x})$  e  $S(\mathbf{x})$  reais. O potencial quântico,  $U(\mathbf{x})$ , é então calculado por:

$$U(\mathbf{x}) = -(\hbar^2/2m)\nabla R(\mathbf{x})/R(\mathbf{x}).$$

---

<sup>54</sup> No que se vai seguir, nos ateremos ao tratamento oferecido aos entes que a teoria trata como partículas (e.g. elétrons, prótons, nêutrons), deixando de lado os que descreve como campos (que, aliás, só recentemente vem recebendo um tratamento mais detalhado, em desenvolvimentos ulteriores do programa; ver e.g. Bohm, Hiley & Kaloyerou 1987).

Resolve-se agora o problema *clássico*, através da equação de Newton ordinária, inserindo-se, porém, o potencial quântico ao lado do clássico:

$$m \, d^2\mathbf{x}/dt^2 = \nabla[V(\mathbf{x}) + U(\mathbf{x})].$$

Assim, dadas as condições iniciais, a trajetória da partícula pode ser calculada. Naturalmente, a partícula apresentará um comportamento quântico, cujos aspectos conceituais têm sido bem descritos por Bohm e colaboradores (ver e.g. Bohm, Hiley & Kaloyerou 1987); neste momento nos ocuparemos apenas do contextualismo.

Bohm deixa claro que para que as predições estatísticas da MQ sejam reproduzidas pela TVO três condições têm de ser satisfeitas (1952, p. 171):

- (1) Que o campo- $\psi$  satisfaça à equação de Schrödinger;
- (2) Que o momentum da partícula seja restrito a  $\mathbf{p} = \nabla S(\mathbf{x})$ ; e
- (3) Que não predigamos ou controlemos a localização precisa da partícula, mas tenhamos, na prática, um ensemble estatístico com densidade de probabilidade  $P(\mathbf{x}) = |\psi(\mathbf{x})|^2$ . O uso de estatística não é, no entanto, inerente à estrutura conceitual, mas meramente uma consequência de nossa ignorância das condições iniciais precisas da partícula.

Bohm enfatiza que essas três condições são “mutuamente consistentes” (*passim*), e que o abandono de qualquer uma das duas primeiras “em geral exigirá o abandono [da última]” (p. 179). Ele especula que em domínios cujas distâncias típicas sejam da ordem de  $10^{-13}$  cm ou menos, pode acontecer que sejamos forçados a ir além dessas limitações. Ao que sabemos, não há, até o presente, evidências concretas nesse sentido; mas isso não afeta o ponto de princípio feito por Bohm.

Assumamos a validade dos três vínculos acima. Consideremos uma dada partícula em um dado contexto experimental. Poderemos atribuir-lhe a posição que queiramos, dentro das limitações impostas pelas condições de contorno e *pelo terceiro*

impostas pelas condições de contorno e *pelo terceiro vínculo*, no caso de um ensemble de partículas nessa situação. Já a sua velocidade estará determinada pela condição  $\mathbf{p} = \nabla S(\mathbf{x})$ . Essas restrições visivelmente dependem da função de onda associada à partícula. *É precisamente nesses pontos que reside o contextualismo da teoria*. Qualquer alteração do contexto *experimental real* em que a partícula se encontre significará uma alteração *nas forças clássicas e nas condições de contorno* quânticas, implicando outra solução para a equação de Schrödinger. Isso imporá uma nova distribuição estatística dos valores das posições (no caso de um ensemble), e novos valores para as velocidades.

Analisaremos no capítulo 6 as bases físicas desse contextualismo e, em particular, o papel do potencial quântico em sua produção. Por ora, observemos apenas seu contraste com as outras propostas de contextualismo encontradas na literatura. Inicialmente, ele difere radicalmente do tipo defendido por Bohr ; este era de natureza declaradamente não-física, traduzindo-se em termos de restrições lingüísticas. Já o contextualismo de Bohm é analisável (um aspecto que o próprio Bohm enfatizou), e não conflita com a atribuição de valores a pares de grandezas físicas incompatíveis.

Quanto ao contextualismo que é freqüentemente sugerido em conexão com os resultados algébricos contra TVOs, notemos que propõe, de uma forma ou de outra (de modo puramente “algébrico”, ou “ambiental”), uma dependência do valor atribuído a uma magnitude física  $A$  com relação aos “outros observáveis que estão sendo medidos simultaneamente com  $A$ ”. Não vemos nada semelhante no contextualismo de Bohm. Não há nele referência *necessária* a esses “outros observáveis” (embora sua inclusão no contexto seja uma possibilidade), que, como já apontamos, raramente podem ser identificados nas situações físicas reais. Por fim, observemos que o contextualismo de Bohm atinge também as grandezas físicas *maximas*. Esses aspectos marcam uma divergência importante com relação às concepções usuais de contextualismo na literatura.

Passemos agora à questão-chave de por que esse contextualismo livra a TVO de Bohm das implicações negativas dos resultados algébricos. Estabeleceu-se na literatura a opinião de que essa questão foi elucidada por Bell, em seu artigo de 1966. Apesar de Bell não se servir do termo ‘contextualismo’, ele efetivamente explica que sua própria prova negativa, inspirada no trabalho de Gleason, impõe a exigência “arbitrária” e “não-razoável” de que

a medida de um observável tem de fornecer [de acordo com a TVO] o mesmo valor independentemente de quais outras medidas possam ser feitas simultaneamente. Assim, junto com  $P(\phi_3)$ , digamos, pode-se medir *ou*  $P(\phi_2)$  *ou*  $P(\psi_2)$ , onde  $\phi_2$  e  $\psi_2$  são ortogonais a  $\phi_3$ , mas não um ao outro. Essas diferentes possibilidades requerem diferentes arranjos experimentais; não há qualquer razão *a priori* para crer que o resultado para  $P(\phi_3)$  deva ser o mesmo nos dois casos. O resultado de uma observação pode, razoavelmente, depender não apenas do estado do sistema (incluindo variáveis ocultas), mas também da disposição completa do aparelho; ver de novo a citação de Bohr no final da Seção 1.

Essa se tornou a explicação *standard* para a realização do “impossível” por David Bohm: sua teoria não obedece a essa exigência arbitrária. Vimos anteriormente que não está isenta de problemas, ao fazer referência às tais “outras medidas simultâneas”. Gostaríamos de acrescentar que essa explicação não parece amoldar-se ao contextualismo *de fato* exibido na teoria de Bohm e que a explicação dada pelo próprio Bohm é mais adequada.

A literatura virtualmente ignora que Bohm forneceu, no próprio artigo pioneiro de 1952, uma explicação para o “paradoxo” em questão. Talvez parte da culpa caiba a Bell, que em um comentário na nota 7 de seu 1966 afirma que “a análise de Bohm [do “paradoxo”] parece carecer de clareza, ou mesmo de precisão”. Bohm dedica a seção 9 da segunda parte do artigo (1952b) inteiramente à questão do alcance da prova de von Neumann. Ele não examina a premissa da linearidade dos valores esperados, como o faz Bell. O aspecto da prova de von Neumann que Bohm critica também caracteriza as provas de Gleason, Bell, e Kochen & Specker. Po-

demos, assim, para fins conceituais, tentar ver até que ponto sua resposta se aplica também às provas posteriores da impossibilidade matemática das TVOs.

A resposta de Bohm contempla duas possibilidades: manutenção e violação dos três vínculos que asseguram o acordo probabilístico com a MQ. No primeiro caso, diz Bohm,

os assim-chamados “observáveis” não são propriedades pertencentes apenas ao sistema observado, mas, ao invés, potencialidades cujo desenvolvimento preciso depende tanto do aparelho de observação como do sistema observado.

É importante observar que Bohm emprega a palavra ‘observáveis’ entre aspas, para indicar que se trata dos observáveis *quânticos*, aos quais a teoria atribui valores dependentes do contexto de medida. Enfatizemos que esse contexto é o determinado pelo aparelho de medida *do “observável” em questão*; não há referência necessária a “outros observáveis medidos simultaneamente”, embora essa seja uma possibilidade em aberto; se algum outro observável estiver sendo medido, e se essa medição afetar os potenciais clássicos e as condições de contorno que determinam parcialmente a função de onda, evidentemente terá de ser incluída no contexto.

Diante disso, alguns comentadores (e.g. Brown 1991, p. 150; Brown & Svetlichny 1990, p. 1384) têm alegado que a TVO de Bohm viola o princípio realista da *medida fiel*. Nós, porém, entendemos tal princípio como a afirmação de que o processo de medida é um processo de mera *revelação*. Nesse sentido ele é obedecido pela teoria de Bohm e congêneres. O que há é apenas que a *instalação* do aparelho de medida altera *fisicamente* determinadas propriedades do objeto a ser observado; mas, uma vez instalado, quando entra em operação fielmente revela essas propriedades. É a possibilidade de se determinar pela medida as propriedades que o objeto possuía antes da instalação do aparelho que se torna impossível na TVO de Bohm, *se os três vínculos forem mantidos*.

Mas a teoria permite que eles sejam em princípio relaxados, e neste caso estaremos na segunda possibilidade contemplada por Bohm. Voltaremos ao assunto ainda nesta seção e também no capítulo 6. Retomemos agora a questão das provas de impossibilidade.

Se quisermos que a TVO reproduza as probabilidades quânticas, teremos que manter os vínculos, e portanto admitir o contextualismo. Segundo Bohm, nesse caso a teoria não é eliminada pelas provas negativas porque

a distribuição estatística dos parâmetros “ocultos” a ser usada no cálculo das médias em uma medida de momentum é diferente da distribuição a ser usada no cálculo das médias em uma medida de posição. A prova de von Neumann [...] de que nenhuma distribuição *única* de parâmetros ocultos poderia ser consistente com os resultados da teoria quântica é, pois, irrelevante aqui, visto que em nossa interpretação das medidas *do tipo que podem agora ser feitas*, a distribuição de parâmetros ocultos varia conforme os diferentes arranjos experimentais de matéria que têm de ser usados para a realização de diferentes tipos de medida. (Pp. 187-8; grifamos.)

Bohm atribui assim a imunidade de sua teoria à variabilidade contextual da *distribuição* dos parâmetros ocultos (no caso, as posições das partículas). Ele não menciona aqui a outra “entrada” do contextualismo, ou seja, a equação  $\mathbf{p} = \nabla s(\mathbf{x})$ , mas o que diz já basta. Notemos ainda que essa situação ocorre quando assumimos a incontrolabilidade dos parâmetros ocultos e a validade estrita da MQ. Se relaxarmos essas restrições, então em princípio será possível a determinação dos valores das propriedades físicas do objeto antes da instalação de qualquer aparelho de medida. Neste caso, a explicação de Bohm é a seguinte (p. 188):

Se a teoria quântica precisar ser modificada para pequenas distâncias, então, conforme sugerido na Seção 6, medidas precisas poderão ser feitas da posição e do momentum reais de uma partícula. Aqui deve-se notar que o teorema de von Neumann é igualmente irrelevante, desta vez porque estamos indo além da assunção de validade ilimitada da forma geral presente da teoria quântica, que é uma parte integral de sua prova.

Há aqui uma dificuldade ao tentarmos adaptar o que Bohm diz às demais provas algébricas. Afirmamos anteriormente que aparentemente tais provas limitam a implantação das TVOs já em sua primeira etapa, antes se imporem as condições que asseguram o acordo probabilístico com a MQ. Poderemos então nos perguntar se a TVO de Bohm *sem* os três vínculos não estaria sujeita a tais provas.

Infelizmente, essa questão não pode ser respondida de modo conclusivo, já que a TVO de Bohm *sem* os vínculos não é definida de modo unívoco, podendo assumir várias formas. Se for uma mera atribuição completa de valores, sem qualquer restrição, então claramente não estará sujeita às provas algébricas de bloqueio. (Notemos que as teorias clássicas obviamente não são alcançadas por essas provas, embora forneçam atribuições completas de valores à grandezas físicas dos objetos.) Já se incorporar RE e FUNC (ou condição equivalente), então estará sujeita às provas. Do fato de o acordo empírico com a MQ não estar garantido no caso presente, poderemos extrair elementos intuitivos para suspeitar que a teoria é imune às provas. Poderíamos pensar que os resultados de Fine mencionados na seção precedente talvez sirvam para formalizar essa suspeita. De fato, na forma com têm sido apresentados na literatura, a começar pelos próprios artigos originais de Fine,<sup>55</sup> como *equivalências plenas* entre RDC e FUNC (ou RP), poderiam induzir a essa esperança: poderíamos inferir violações de FUNC e RP de uma violação de RDC. No entanto, essa forma de apresentação dos teoremas é enganadora; os teoremas efetivamente provados são os que apresentamos, e portanto não se prestam ao raciocínio em questão.

#### **4.4. A Prova de Peres-Stairs-Mermin**

Exporemos agora brevemente um resultado de Mermin

---

<sup>55</sup> Ver também Chibeni 1984; Svetlichny & Brown (em preparo).



1990d, que mostra uma inconsistência na atribuição de valores a certas magnitudes de spin de forma muito simples. Mermin oferece duas provas, uma para sistemas de duas partículas de spin- $\frac{1}{2}$  e outra para sistemas de três partículas de spin- $\frac{1}{2}$ . A primeira representa uma modificação do resultado de Peres 1990, que é dependente do estado quântico, enquanto que a segunda foi motivada por um teorema com objetivos bastante distintos, demonstrado por Greenberger, Horne & Zeilinger 1989, a partir de uma sugestão de Stairs (ver seção 5.4). Os dois resultados de Mermin apresentam as mesmas características conceituais, de modo que aqui nos ocuparemos apenas do primeiro, mais simples. Uma ulterior simplificação foi alcançada por Brown 1992; é este último resultado que tomaremos por base no que se vai seguir.

Para uma tríade de direções ortogonais  $\{x, y, z\}$ , consideremos os seguintes operadores de spin dos dois subsistemas,  $\sigma_x^1, \sigma_x^2, \sigma_y^1, \sigma_y^2, \sigma_z^1$  e  $\sigma_z^2$ . Agora, esses operadores satisfazem às seguintes relações<sup>56</sup>:

$$\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_z^1 \sigma_z^2 = I$$

$$\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_z^1 \sigma_z^2 = -I,$$

onde  $I$  é o operador identidade. Queremos atribuir valores às grandezas físicas representadas por esses operadores e por seus produtos. Assumindo a regra do espectro, RE, temos, então,

$$[\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_z^1 \sigma_z^2] = 1$$

$$[\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_z^1 \sigma_z^2] = -1,$$

Examinando certas relações de comutatividade entre os ope-

---

<sup>56</sup> Por simplicidade, omitiremos, aqui e na seção 5.4, o símbolo de produto tensorial, ' $\otimes$ '; também não escreveremos explicitamente o estado oculto  $\lambda$  nas funções de valoração [ ].

radores envolvidos, aplicamos agora a regra do produto, RP, obtendo

$$[\sigma_x^1 \sigma_y^2] [\sigma_y^1 \sigma_x^2] [\sigma_z^1 \sigma_z^2] = 1$$

$$[\sigma_x^1 \sigma_x^2] [\sigma_y^1 \sigma_y^2] [\sigma_z^1 \sigma_z^2] = -1,$$

Aplicando RP uma segunda vez, podemos obter

$$[\sigma_x^1] [\sigma_y^2] [\sigma_y^1] [\sigma_x^2] [\sigma_z^1 \sigma_z^2] = 1$$

$$[\sigma_x^1] [\sigma_x^2] [\sigma_y^1] [\sigma_y^2] [\sigma_z^1 \sigma_z^2] = -1,$$

que é a contradição anunciada. Esse resultado é extraordinariamente mais simples do que todos os resultados algébricos de bloqueio anteriores.

No entanto, sua relevância foi questionada por Brown 1992 e Brown & Home 1992. Esses autores alegam que o uso de RP não é justificado na primeira etapa do argumento, para se obter, por exemplo,

$$[\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^1 \sigma_x^2] = [\sigma_x^1 \sigma_y^2] [\sigma_y^1 \sigma_x^2],$$

apesar de  $\sigma_x^1 \sigma_y^2$  comutar com  $\sigma_y^1 \sigma_x^2$ . A razão dada é que esses operadores representam grandezas físicas “holistas”. Mas pela segunda aplicação de RP, o valor de  $\sigma_x^1 \sigma_y^2$  (por exemplo) deve coincidir com  $[\sigma_x^1] [\sigma_y^2]$ . Os autores apelam agora à intuição de Bell a respeito do contextualismo para questionar isso, já que, dizem, o procedimento de medida “holista” de  $\sigma_x^1 \sigma_y^2$  exclui os procedimentos de medida locais de  $\sigma_x^1$  e  $\sigma_y^2$ .

Aparentemente esse arrazoado depende da posição que Brown vem adotando em (pelo menos alguns pontos de) seus trabalhos recentes, de não tomar as TVOs como fornecendo propriedades intrínsecas aos objetos físicos, mas apenas resultados de observação. Sugerimos na seção 4.1 que essa talvez não seja a interpretação filosoficamente mais interessante de tais teorias. Se

entendermos o argumento de Mermin em termos realistas (como, aliás, o entende o próprio autor), então não é claro que a objeção de Brown possa ser sustentada. Entretanto, a distinção traçada por Brown entre os dois níveis de aplicação de RP<sup>57</sup> permanece válida e potencialmente interessante mesmo quando a carga interpretativa adicional não é considerada. É nesse sentido mais neutro que aproveitaremos a distinção na seção 6.2.

Abordaremos outros aspectos do resultado de Mermin em seções posteriores desta tese, quando já tivermos avançado mais em nossos estudos do contextualismo e da não-localidade.

---

<sup>57</sup> Um é referente a produtos do tipo  $A \otimes B$  onde  $A$  e  $B$  são grandezas locais relativas a sistemas espacialmente separados (e.g.  $\sigma_x^1 \otimes \sigma_y^2$ ), e o outro é referente a produtos de grandezas “holistas”, como  $(\sigma_x^1 \otimes \sigma_y^2) \otimes (\sigma_y^1 \otimes \sigma_x^2)$ .

## Capítulo 5

### **Completando a Mecânica Quântica: Desigualdades de Bell**

*Nonseparability should catch the attention of those who are, first of all, anxious to know; but those who are exclusively keen on doing should take no special interest in it.*

B. d'Espagnat<sup>58</sup>

*The scientific attitude is that correlations cry out for explanation.*

J.S. Bell<sup>59</sup>

#### **5.1. Introdução**

Como se sabe, Bell concluiu seu artigo de 1966 observando que a teoria de Bohm exibe um aspecto estranho, uma forma de não-localidade; lançou então desafio da obtenção de uma prova de que *toda* TVO tem de apresentar esse aspecto. O interesse de Bell nessa possível prova residia no fato de ele crer que, ao contrário das demais restrições que tinham sido impostas às TVOs para que exibissem inconsistências, a condição de localidade possuía fundamentação física sólida; assim, se se pudesse mostrar que a não-localidade era inevitável nessas teorias mais completas que a MQ teríamos uma razão suficiente para questioná-las<sup>60</sup>.

---

<sup>58</sup> D'Espagnat 1983, p. 46.

<sup>59</sup> Bell 1981b, p. C2-55.

<sup>60</sup> É curioso notar que aparentemente Bell preferiria que a prova em questão não fosse possível, pois ele estava convencido da incompletude da MQ e, como dissemos, acreditava que a condição de localidade possuía fortes bases físicas. Diante dos desenvolvimentos subseqüentes, Bell optou por abandonar esta condição.

Em um trabalho brilhante, por seu caráter inusitado, sua simplicidade e suas amplas conseqüências, Bell deduziu, logo em seguida (Bell 1964), a partir de pressupostos mínimos – a atribuição completa de valores às grandezas físicas de um sistema e a impossibilidade da alteração instantânea desses valores por ações remotas –, uma previsão, na forma de um limite superior para o valor de uma expressão que mede o grau de correlação entre sistemas físicos do tipo EPR, ligeiramente modificados, onde a correlação deixa de ser absoluta. Esse resultado, a agora famosa *desigualdade de Bell*, foi generalizado por Bell (1971) e Clauser e Horne (1974), para prescindir da assunção determinista da especificação precisa dos valores das grandezas físicas; *tudo* o que se exige é que as probabilidades que a teoria assinala para os resultados de medida em um dos sub-sistemas independam da disposição do aparelho distante e do resultado que registre, quando o estado completo do sistema é dado.

Surpreendentemente essa assunção mínima já é suficiente para produzir um conflito com a mecânica quântica: essa teoria *viola* as desigualdades de Bell. É crucial aqui o fato de os coeficientes de correlação que compõem nessas desigualdades serem grandezas empíricas básicas, que independem de qualquer hipótese teórica.

Em 1972, Freedman e Clauser realizaram em Berkeley o primeiro teste experimental de uma versão da desigualdade de Bell obtida por Clauser *et alii* em 1969<sup>61</sup>. Os resultados confirmaram as previsões quânticas, desconfirmando portanto a assunção mínima mencionada acima. O experimento foi desde então repetido uma dúzia de vezes, por diferentes experimentalistas e usando vários tipos de sistemas físicos e diferentes aparelhagens. Há consenso hoje de que o resultado global dessa série de experimentos foi a confirmação esmagadora das previsões quânticas, em prejuízo da-

---

<sup>61</sup> Freedman & Clauser 1972; Clauser *et al.* 1969.

quela assunção mínima<sup>62</sup>.

Dentre todos os testes das desigualdades de Bell, o realizado em 1982 por Alain Aspect e seus colaboradores na Universidade de Paris (Aspect *et al.* 1982) merece destaque especial, não somente pelo grande cuidado com que foi conduzido e pela admirável concordância quantitativa dos resultados com as previsões quânticas, mas principalmente por haver fornecido evidência extremamente forte contra as teorias que contemplem ações não-locais a velocidades inferiores à da luz<sup>63</sup>. A relevância física disso reside no

---

<sup>62</sup> Para resenhas dos experimentos, ver e.g. Clauser & Shimony 1978, Redhead 1987 e Chibeni 1984. Deve-se lembrar aqui, por uma questão de princípio, o ponto filosófico de Duhem-Quine, de que uma hipótese ou teoria nunca enfrenta o “tribunal da experiência” isoladamente, mas ao lado de hipóteses auxiliares diversas. No caso presente, além das usuais múltiplas hipóteses relativas à construção dos aparelhos, interpretação de seus dados, etc., intervêm algumas hipóteses bastante específicas, que têm de ser introduzidas, por exemplo, para dar conta da ineficiência dos detectores. Algumas dessas hipóteses serão mencionadas abaixo. A existência dessas “brechas” lógicas tem, em casos raríssimos, sido exploradas por investigadores renitentes. Estudos diversos sobre as hipóteses auxiliares específicas dos testes das desigualdades de Bell podem ser encontrados, por exemplo, em Chibeni 1984, Buonomano 1978, 1980 e 1985, Clauser *et al.* 1969, Clauser & Horne 1974, Clauser & Shimony 1978, Aspect 1976 e 1981, Aspect *et al.* 1982, Lo & Shimony 1981, Mermin 1986, Kronz 1990, Bell 1985, Shimony *et al.* 1985, Shimony 1984b.

<sup>63</sup> Esse experimento procura fechar uma das mais importantes “brechas” dos testes anteriores das desigualdades de Bell: naqueles testes os analisadores eram mantidos fixos durante longos intervalos de tempo, permitindo que em princípio pudesse haver algum tipo de comunicação a velocidades superiores à da luz entre os analisadores, ou entre eles e a fonte de objetos quânticos. Empregando comutadores acusto-ópticos, Aspect e seus colaboradores conseguiram engenhosamente simular uma alteração ultra-rápida dos analisadores, para impedir o suposto transporte de informações subliminares. No entanto, o experimento não alcançou a perfeição total, já que a comutação dos analisadores não foi realizada de forma completamente aleatória. Ainda ficou aberta a possibilidade de mecanismos puramente locais produzirem os resultados em concordância com a MQ. (Ver os artigos de Aspect e Buonomano mencionados na nota anterior, e a seção 3.3 de Chibeni 1984.) Esses supostos mecanismos

fato de que a velocidade da luz é tida como uma velocidade-limite para as influências físicas. Todos os objetos e forças físicas conhecidos propagam-se a velocidades menores ou iguais à da luz. Além disso, a teoria da relatividade proíbe que um corpo qualquer seja acelerado até que sua velocidade ultrapasse a da luz, e prevê estranhas conseqüências para corpos que eventualmente já tenham velocidades superluminares (os hipotéticos táquions), como por exemplo a reversão na direção do tempo. Por todos esses motivos, a não-localidade a velocidades superluminares é considerada indesejável na física.

### **5.2. Análise das Premissas: Desigualdades para Teorias Deterministas**

Empreenderemos nesta seção uma investigação das pressuposições que levam às várias formas de desigualdades de Bell. Começaremos por um ponto para o qual Brown tem chamado a atenção<sup>64</sup>. Como em seu artigo de 1966 Bell havia fornecido uma prova de que TVOs não-contextuais eram inconsistentes, esperava-se que formulasse o seu resultado de 1964 para teorias *contextuais*. No entanto ele não o faz, pelo menos de modo explícito. Coloca-se assim a dúvida quanto à própria consistência das pressuposições desse resultado, já que os sistemas de Bell-EPR (pares de sistemas de spin- $1/2$ ) são descritos em espaços de Hilbert de quatro dimensões, estando pois em princípio sujeitos à prova algébrica de Bell. Trata-se de uma questão mais complexa do que pa-

---

são, porém, superlativamente implausíveis. A nossa posição aqui coincide com a da virtual totalidade dos pesquisadores de que, embora logicamente possível, a exploração dessa e das demais “brechas” dos testes das desigualdades de Bell é inaceitável física e metodologicamente. No capítulo 7, porém, argumentaremos que sua mera existência não deixa de ter certas repercussões para a questão da interpretação filosófica dos testes.

<sup>64</sup> Ver Brown 1991, p. 148; 1992, n. 13; Brown & Svetlichny 1990, p. 1381; Brown & Home 1992, n. 5.

rece, e este não é o momento adequado para tratá-la; será retomada na seção 6.2, onde veremos que, em um sentido estrito, a inconsistência das premissas da desigualdade de Bell de fato não surge, apesar de a condição de localidade eliminar o contextualismo nas grandezas físicas relevantes dessas desigualdades. Como no que se segue consideraremos exclusivamente tais grandezas, até certa altura faremos nossa exposição da maneira usual, sem introduzir explicitamente o contexto nos valores atribuídos pelas TVOs.

Começaremos pela desigualdade original de Bell 1964, que é restrita a TVOs deterministas. Efetivamente, Bell considera as quantidades físicas usuais,  $\sigma \cdot \mathbf{d}^L$ ,  $\sigma \cdot \mathbf{d}^R$  e  $\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R$ , onde  $\sigma$  tem como componentes as matrizes de Pauli, e  $\mathbf{d}^L$  e  $\mathbf{d}^R$  são vetores unitários especificando as orientações dos aparelhos de Stern-Gerlach esquerdo e direito, respectivamente. Bell enuncia a condição de localidade informalmente, dizendo que  $[\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_\lambda$  não depende de  $\mathbf{d}^R$ , e  $[\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda$  não depende de  $\mathbf{d}^L$ <sup>65</sup>. Essa condição de localidade, a que chamaremos *localidade de Bell* (LB) está implícita na notação não-contextual usada por Bell.

Nossa primeira observação é a de que o conceito de localidade envolvido em LB corresponde apenas à condição PI (localidade de Jarrett). Nossa segunda observação diz respeito à expressão que Bell usa para o valor esperado da quantidade  $\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R$  na TVO:

$$\text{Esp} (\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R) = \int_{\Lambda} [\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_\lambda [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda \mu(\lambda) d\lambda .$$

Essa expressão implicitamente pressupõe a validade de

---

<sup>65</sup> No restante deste trabalho sempre deixaremos implícitas as segundas partes de proposições “simétricas” como a que acabamos de escrever. Também, não introduziremos explicitamente estados ocultos separados para os subsistemas, a menos que isso seja essencial.



$$[\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda = [\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_\lambda [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda ,$$

que é uma instância da regra do produto (RP). Esse fato foi efetivamente apontado por Fine 1974, mas não recebeu qualquer atenção na literatura. O uso implícito de RP na dedução da desigualdade original de Bell (e, como mostraremos depois, nas desigualdades para o caso determinista em geral) tem conseqüências importantes, como veremos mais adiante.

Outra assunção relevante, não comentada por Bell, é a localidade da função de distribuição de probabilidades,  $\mu$ . Tem-se de assumir que o único argumento dessa função é o estado oculto completo,  $\lambda$ ; em particular, ela não pode depender das disposições dos aparelhos de medida,  $\mathbf{d}^L$  e  $\mathbf{d}^R$ .

Bell 1971 generalizou esse primeiro resultado, de modo a permitir a presença de parâmetros ocultos nos aparelhos de medida. Nesse caso, se se assumir a incontrolabilidade desses parâmetros, não se teria mais os valores precisos das grandezas físicas, mas apenas médias:  $\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_\lambda \rangle$ ,  $\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda \rangle$ , etc. Outros investigadores perceberam posteriormente que a desigualdade de Bell assim generalizada poderia ser reinterpretada como aplicando-se a TVOs *estocásticas*; as probabilidades são, neste caso, referentes ao caráter intrinsecamente estocástico da TVO, e não à ignorância dos parâmetros ocultos dos instrumentos<sup>66</sup>.

Na desigualdade de Bell de 1971 a condição de localidade precisa ser modificada. Na interpretação de Bell tem-se de assumir, além da independência do valor que a teoria atribui a  $\sigma \cdot \mathbf{d}^L$  com relação a  $\mathbf{d}^R$ , também a independência da distribuição dos parâmetros ocultos do instrumento da esquerda com relação a  $\mathbf{d}^R$ . Na segunda interpretação, tem-se que assumir que, uma vez especificado o estado completo, o resíduo estatístico que sobra é influenciado somente por causas locais, ou seja, as probabilidades dos resultados

---

<sup>66</sup> Acreditamos que essa interpretação seja a mais interessante do ponto de vista físico; no restante desse trabalho sempre consideraremos as TVOs estocásticas segundo essa interpretação.

de medida em um dos “braços”, condicionalizadas sobre a especificação completa do estado, são independentes da disposição do aparelho distante. Em ambos os casos, assume-se ainda a localidade da distribuição dos parâmetros ocultos do objeto.

Assim como na desigualdade de 1964, aqui também Bell enuncia a condição de localidade informalmente, como fizemos acima, usando uma notação que a torna implícita. Ademais, aqui, como lá, há uma assunção implícita, virtualmente ignorada na literatura<sup>67</sup>. Bell escreve da seguinte forma a média (no ensemble *quântico* representado por  $\psi$ ) do valor de  $\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R$ :

$$\text{Esp} (\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R) = \int_{\Lambda} \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_{\lambda} \rangle \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_{\lambda} \rangle \mu(\lambda) d\lambda ,$$

que implicitamente pressupõe a condição a que chamaremos *fatorizabilidade de Bell* (FB):

$$\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R]_{\lambda} \rangle = \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_{\lambda} \rangle \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_{\lambda} \rangle .$$

Essa não é uma assunção trivial. Seu significado e conexões com outras assunções envolvidas nas deduções das desigualdades de Bell serão analisadas mais adiante.

Outra diferença entre a desigualdade original e a de 1971 é que nesta última *não* se assume a existência de (*anti*)*correlações estritas*, i.e., não há necessidade de se assumir que quando os aparelhos são ajustados numa mesma direção,  $\mathbf{a}$ ,

$$\text{Esp} (\sigma \cdot \mathbf{a} \otimes \sigma \cdot \mathbf{a}) = -1. \quad (\text{A})$$

Essa questão também será discutida em vários pontos no restante deste trabalho.

---

<sup>67</sup> Levantamos esse ponto em um manuscrito que circulou em 1987, do qual, aliás, a presente seção foi tirada quase que integralmente. Depois, ele foi feito por Brown & Svetlichny 1991, sem contudo o reconhecimento de nossa observação original.

O próximo aperfeiçoamento nas desigualdades de Bell deve-se a Clauser *et alii* 1969. Eles mostraram que se uma assunção auxiliar plausível for feita, uma certa desigualdade que deduziram poderia ser testada empiricamente com aparelhos não-ideais. Essa desigualdade, que é restrita ao caso determinista, não assume a condição de anticorrelação estrita (A). Porém pode-se mostrar que assume a regra do produto (RP); não daremos a prova aqui.

A restrição a teorias deterministas foi levantada por Clauser & Horne 1974. A desigualdade que obtiveram é empiricamente testável em condições reais (de novo, com a auxílio de uma hipótese adicional, porém aparentemente mais plausível que a de Clauser *et alii*). Mostraremos na seção seguinte que pressupõe uma condição semelhante à fatorizabilidade de Bell (FB).

### **5.3. Análise das Premissas: Desigualdades para Teorias Estocásticas**

Uma TVO estocástica fornece as probabilidades dos resultados de medida das quantidades físicas. Clauser & Horne (CH) consideram as seguintes grandezas:  $p_1(\lambda, a)$ ,  $p_2(\lambda, b)$  e  $p_{12}(\lambda, a, b)$ . Na situação física que estamos discutindo, elas são interpretadas, respectivamente, como as probabilidades de que, para um sistema do tipo Bell-EPR no estado  $\lambda$ , uma medida de  $\sigma \cdot a$  no subsistema da esquerda dê +1, de  $\sigma \cdot b$  no subsistema da direita dê +1, e de  $\sigma \cdot a \otimes \sigma \cdot b$  no sistema composto dê +1. CH assumem então a agora famosa condição de *fatorizabilidade* (F):

$$p_{12}(\lambda, a, b) = p_1(\lambda, a) p_2(\lambda, b).$$

Tem havido uma longa controvérsia na literatura sobre a interpretação física dessa condição. CH matêm que é a expressão matemática do princípio da proibição da ação-à-distância. Eles argumentam que se esse princípio vale então “a probabilidade  $p_2$  de

que o segundo aparelho seja disparado [indicando que  $[\sigma \cdot \mathbf{b}]_\lambda = +1$ ] não dependerá da escolha do parâmetro  $\mathbf{a}$  no primeiro aparelho, ou mesmo da presença deste aparelho. Uma assunção de independência similar vale para  $p_1$ ; daí segue-se [F].” (p. 528)

Em vários de seus artigos, Fine questionou essa interpretação, segundo a qual a condição F é uma consequência exclusivamente de limitações impostas pela teoria da relatividade. Conforme mencionamos na seção 3.6, Jarrett, Howard e Shimony defendem que F corresponde (essencialmente) à condição de localidade forte de Jarrett (JSL), ou seja,

$$\begin{aligned} p_\lambda[(x_i^L; d_i^L d_j^R) \& (x_j^R; d_j^R d_i^L)] = \\ = p_\lambda[x_i^L; d_i^L \emptyset^R] p_\lambda[x_j^R; d_j^R \emptyset^L]. \end{aligned}$$

Prosseguem então sua análise, usando o teorema de decomposição de Jarrett para interpretar fisicamente essa condição.

Se a tomarmos literalmente, a afirmação de identidade entre F e JSL será evidentemente errada. O que se poderia mais razoavelmente sustentar é que F *pode*, ou talvez *deve* ser interpretada como JSL; mas isso aqueles autores não fazem e nem dizem que deve ser feito. Tentaremos agora preencher essa falha em seus argumentos.

Começamos notando que o resultado de CH se baseia no seguinte teorema algébrico geral provado no Apêndice A de seu artigo:

Dados seis números,  $x_1, x_2, y_1, y_2, X$  e  $Y$ , tais que

$$0 \leq x_1 \leq X,$$

$$0 \leq x_2 \leq X,$$

$$0 \leq y_1 \leq Y,$$

$$0 \leq y_2 \leq Y,$$

então a função  $U = x_1 y_1 - x_1 y_2 + x_2 y_1 + x_2 y_2 - Y x_2 - X y_1$  está limitada pela desigualdade

$$-XY \leq U \leq 0.$$

Clauser & Horne aplicam esse teorema às probabilidades  $p_1(\lambda, a)$ , etc., que evidentemente estão limitadas por 0 e 1. Em um segundo momento o resultado é generalizado para que se torne testável empiricamente. CH assumem, para tanto, a hipótese auxiliar de que a probabilidade de detecção com o analisador (campo de Stern-Gerlach ou polarizador, dependendo do tipo de sistema usado) no lugar é menor ou igual à probabilidade com o analisador removido, ou seja,

$$0 \leq p_1(\lambda, a) \leq p_1(\lambda, \infty) \leq 1$$

e

$$0 \leq p_2(\lambda, b) \leq p_2(\lambda, \infty) \leq 1,$$

para todos os valores de  $a$  e  $b$ . Disso e do teorema do apêndice segue-se que

$$- p_1(\lambda, \infty) p_2(\lambda, \infty) \leq p_1(\lambda, a) p_2(\lambda, b) - p_1(\lambda, a) p_2(\lambda, b') +$$

$$+ p_1(\lambda, a') p_2(\lambda, b) + p_1(\lambda, a') p_2(\lambda, b') - \quad (5.1)$$

$$- p_1(\lambda, a') p_2(\lambda, \infty) - p_1(\lambda, \infty) p_2(\lambda, b) \leq 0.$$

Ao invés dessa desigualdade, CH escrevem diretamente a desigualdade integrada:

$$- p_{12}(\infty, \infty) \leq p_{12}(a, b) - p_{12}(a, b') + p_{12}(a, b) +$$

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

onde

$$p_{12}(x, y) = \int_{\Lambda} p_1(\lambda, x) p_2(\lambda, y) \mu(\lambda) d\lambda. \quad (5.2)$$

Como as probabilidades  $p_{12}(x, y)$  são probabilidades de detecção conjunta, a definição acima pressupõe implicitamente a condição de fatorizabilidade, F. Pressupõe-se também que a função  $\mu$  é local, como nos casos anteriores.

Salientamos acima que nos sistemas Bell-EPR a condição de localidade elimina a dependência contextual das magnitudes físicas envolvidas. O exame do modo particular pelo qual isso ocorre no caso da dedução da desigualdade de CH nos conduzirá agora a algumas constatações interessantes. Nessa dedução não se faz qualquer referência aos contextos; a própria notação simples que CH usam impede que eles sejam expressos. Mas vimos acima que dado o tipo de sistema envolvido (cujo espaço de Hilbert tem dimensão 4) temos aparentemente que partir de uma TVO contextual para evitar um conflito imediato com os resultados algébricos. Se tentarmos agora refinar ao longo dessas linhas a dedução de CH, toparemos com uma dificuldade. Teremos naturalmente que come-

çar pela desigualdade não-integrada 5.1, introduzindo os contextos nas probabilidades. Mas haverá uma *ambigüidade* quanto a *quais* contextos devem ser associados às várias probabilidades. Se colocarmos, por exemplo,  $p_\lambda(x_a^L = 1; d_a^L d_b^R)$  no lugar da primeira instância de  $p_1(\lambda, a)$ , com base no critério (arbitrário!) de que essa probabilidade está sendo multiplicada por outra que envolve  $b$ , seremos forçados, pelo mesmo critério, a pôr  $p_\lambda(x_a^L = 1; d_a^L d_b^R)$  na segunda instância de  $p_1(\lambda, a)$ . Porém neste caso a desigualdade 5.1 não mais seguirá do teorema matemático de CH. Não é difícil ver que qualquer outra escolha de contexto, além de igualmente arbitrária, leva a um bloqueio semelhante do argumento. A *única* saída possível é assumir que

$$p_\lambda(x_a^L; d_a^L d_b^R) = p_\lambda(x_a^L; d_a^L d_b^R),$$

(e condições semelhantes para todos os outros parâmetros). Essa condição assevera a independência das probabilidades em um dos ramos com relação à *disposição* do aparelho distante. Assim, do ponto de vista físico, ela corresponde essencialmente à condição PI, pois é intuitivo que a violação de uma implica a violação da outra. Essa assunção permite a omissão do contexto distante, por torná-lo irrelevante. Justifica-se, assim, o não-contextualismo *das probabilidades envolvidas na desigualdade 5.1*. Notemos que isso *não* significa a assunção de um não-contextualismo *geral*, para as probabilidades de *todas* as magnitudes físicas.

Prosseguindo, observemos que a condição de independência de parâmetro, embora torne não-ambíguas as probabilidades no integrando da Definição 5.2, não assegura a fatorizabilidade embutida nessa definição. Uma condição com a forma de produto *também* é requerida. Nossa análise mostra que essa condição pode ser introduzida “antes” ou “após” PI ser assumida. No primeiro caso, essa assunção adicional será a própria condição OI; no segundo, será diretamente a condição F. A clareza conceitual recomenda

a primeira alternativa.

Foi o mérito de Jarrett haver chamado a atenção para a existência de duas assunções independentes na dedução da desigualdade de CH. Mas de nossa análise podemos também ver que ele e seus comentadores não são precisos historicamente quando afirmam que JSL é idêntica a F. JSL não aparece explicitamente na dedução de CH. O que se pode afirmar é, apenas, que essa condição é uma maneira compacta de representar a conjunção de OI e PI. Nossa análise mostra que podemos demonstrar *diretamente* a necessidade dessas duas condições na dedução da desigualdade de CH. O teorema de decomposição de Jarrett decompõe uma condição fabricada artificialmente (JSL).

Tentaremos agora mostrar que as duas condições do teorema de Jarrett são, até certo ponto, fisicamente mais fracas que as condições assumidas na dedução das demais desigualdades de Bell. Se o contrário valesse, como algumas vezes se afirma na literatura (e.g. Hellman 1987), certamente aquelas duas condições perderiam muito de seu interesse.

Começaremos com o teorema de Bell 1971, para o qual não daremos a prova completa da afirmação acima, apenas indicando como pode ser obtida. Uma adaptação de nosso raciocínio no caso da desigualdade de CH mostra que se tentarmos introduzir os contextos na dedução de Bell, encontraremos a mesma ambigüidade que naquele caso nos forçou a assumir PI. De modo semelhante, constata-se que uma média das magnitudes de spin com forma de produto é indispensável, i.e., deve-se assumir que

$$\langle [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{d}^L \otimes \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{d}^R]_{\lambda} (d^L d^R) \rangle = \langle [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{d}^L]_{\lambda} (d^L d^R) \rangle \langle [\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{d}^R]_{\lambda} (d^L d^R) \rangle$$

Se agora assumirmos, de modo aparentemente razoável, que os princípios físicos que fazem valer essa fatorizabilidade no caso das magnitudes de spin também a fazem valer para magnitudes físicas



que envolvem funções características dos componentes de spin, do tipo  $\chi_k(\sigma \cdot d^L)$ , então teremos, para  $k, l \in \{-1, +1\}$ ,

$$\begin{aligned} & \langle [\chi_k(\sigma \cdot d^L) \otimes \chi_l(\sigma \cdot d^R)]_\lambda(d^L, d^R) \rangle = \\ & = \langle [\chi_k(\sigma \cdot d^L)]_\lambda(d^L) \rangle \langle [\chi_l(\sigma \cdot d^R)]_\lambda(d^R) \rangle, \end{aligned}$$

que é a condição OI usada na dedução da desigualdade de Clauser & Horne.

Passemos agora ao caso da desigualdade original de Bell e outras do tipo determinista. Jarrett 1984 afirma que a mera assunção de determinismo (D) é suficiente para a obtenção de OI. Essa relação de implicação tem sido assumida como válida na literatura. Porém é falsa, como agora mostraremos. Notemos, inicialmente, que *prima facie* a dedução de uma condição matemática precisa sobre probabilidades a partir da mera assunção de que os valores das quantidades físicas são bem definidos é impossível. O que se poderia sustentar é, apenas, que no caso determinista (probabilidades todas iguais a 1 ou 0) a condição OI vale trivialmente. Mas nem isso é verdade. É possível ter-se  $\neg$ OI e  $D$  verdadeiras ao mesmo tempo, como a tabela seguinte ilustra:

$p_\lambda[(x_i^L; d_i, d_j^R) \& (x_j^R; d_j^R, d_i^L)] \neq p_\lambda[x_i^L; d_i, d_j^R] \cdot p_\lambda[x_j^R; d_j^R, d_i^L]$			$\neg$ OI
1	1	0	D
1	0	1	
1	0	0	
0	1	1	

Essa investigação acabou nos revelando um outro fato importante. O raciocínio acima mostra claramente que  $(\neg$ OI &  $D$ ) é possível, *porém somente se a regra do produto for violada*, ou seja, provamos o resultado

$$\neg(\neg OI \ \& \ D \ \& \ RP),$$

que também pode ser posto como

$$(D \ \& \ RP) \rightarrow OI.$$

Essa implicação está sujeita à qualificação inicial que fizemos quanto ao resultado falso semelhante de Jarrett ( $D \rightarrow OI$ ): não se trata de uma implicação lógica estrita, devendo ser entendida apenas como a proposição de que a condição OI vale no caso determinista, quando se assume RP.

Como RP é necessária à dedução das desigualdades de Bell no caso determinista, metade de nossa tarefa já foi cumprida. Resta vermos as relações entre PI e a forma de localidade assumida nessas deduções, ou seja, LB. PI assevera a independência das probabilidades com relação ao parâmetro do aparelho distante; LB a independência dos valores precisos atribuídos com relação a esse parâmetro. Agora podemos fazer o seguinte raciocínio: não parece razoável que algum mecanismo físico determine a dependência das probabilidades no caso de estas não serem extremas (0 ou 1) mas preserve a independência nos casos extremos (valores precisos). Assim, temos bases para crer que uma violação de PI seja acompanhada de uma violação de LB. Além desse argumento de plusibilidade não podemos ir; como dissemos acima, esta *não* é uma relação de implicação lógica. (Evidentemente, a implicação oposta,  $PI \rightarrow LB$ , é logicamente garantida.)

Concluimos assim nossa investigação da força relativa das premissas das desigualdades de Bell. Acreditamos que o que foi estabelecido evidencie que não são justificadas as críticas às formas de desigualdade de Bell para o caso estocástico que alegam que suas premissas são demasiadamente fortes.

Dieks 1983 também expressa reservas com relação às desigualdades de Bell para as teorias estocásticas, porém com um ar-

gumento diferente. Ele afirma que se uma teoria tem uma lei de conservação tal que a especificação do resultado de medida de uma grandeza possibilita inferir com certeza o resultado de medida de outra grandeza, então, se as probabilidades que a teoria assinala a esses resultados forem fatorizáveis, a teoria será necessariamente determinista. Na situação típica de Bell, a mencionada relação de anti-correlação absoluta (A) expressa uma tal lei de conservação, e a condição F a fatorizabilidade das probabilidades. Dieks oferece uma prova do resultado geral na página 444. Essa prova é correta matematicamente; porém gostaríamos de questionar as conclusões tiradas por Dieks.

Principiamos notando que a condição A é empregada exclusivamente na dedução da desigualdade original de 1964; todas as demais, e em particular as desigualdades estocásticas, não estão pois sujeitas à prova de Dieks; a estocasticidade das teorias contempladas por tais desigualdades pode ser *consistentemente* mantida.

O resultado de Dieks para os sistemas Bell,  $(F \& A) \rightarrow D$ , pode também ser expresso como

$$\neg(F \& A \& \neg D),$$

mostrando que teorias fatorizáveis *inerentemente* estocásticas não podem satisfazer A, que representa uma lei de conservação e é predita pela MQ. Assim, se aceitarmos A teremos de rejeitar as TVOs fatorizáveis inerentemente estocásticas. Esse é um resultado importante; porém não significa que o argumento contra essas teorias fornecido pelas desigualdades de Bell para o caso estocástico seja destituído de interesse. Pelo contrário, essas desigualdades refutam as TVOs fatorizáveis, inerentemente estocásticas ou não, *exibindo algumas de suas previsões testáveis e empiricamente desconfirmadas, independentemente da validade de qualquer princípio de conservação*, e isso está muito longe de ser irrelevante.

O resultado de Dieks não é inteiramente original. Suppes & Zanotti 1976 já haviam investigado a questão da incorporação das correlações estritas nas teorias estocásticas fatorizáveis, e obtido um resultado semelhante. Também é interessante observar que, no caso dos sistemas de Bell, o teorema de Dieks havia sido (efetivamente) mencionado por Bell em seu artigo de 1971<sup>68</sup>. Ele nos pede para notar que para satisfazermos a condição  $A$ , ou seja, a relação

$$\text{Esp}(\sigma \cdot \mathbf{d}_a^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}_a^R) = -1,$$

os sinais de igualdade têm de valer nas seguintes desigualdades, assumidas ao longo de sua prova:

$$|\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^L]_\lambda \rangle| \leq 1 \quad \text{e} \quad |\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^R]_\lambda \rangle| \leq 1.$$

Isso significa que a teoria cai em uma teoria determinista. Infelizmente Bell não deu uma prova para esse resultado. Iremos agora fornecê-la.

Se a relação de correlação absoluta acima vale, então

$$\int_{\Lambda} \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^L]_\lambda \rangle \otimes \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^R]_\lambda \rangle \mu(\lambda) d\lambda = -1.$$

Se agora assumirmos FB (que por uma adaptação de um de nossos resultados acima pode ser vista implicar F) teremos

$$\int_{\Lambda} \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^L]_\lambda \rangle \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^R]_\lambda \rangle \mu(\lambda) d\lambda = -1.$$

Mas como a distribuição de probabilidades é normalizada, ou seja,

$$\int_{\Lambda} \mu(\lambda) d\lambda = 1,$$

---

<sup>68</sup> Cabem aqui observações semelhantes às da nota de rodapé anterior, desta vez com relação a Brown 1991.

as desigualdades acima nos permitem concluir que

$$\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^L]_\lambda \rangle \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^R]_\lambda \rangle = -1.$$

Logo,

$$|\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^L]_\lambda \rangle| = 1 \text{ e } |\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}_a^R]_\lambda \rangle| = 1,$$

o que completa a prova.

Queremos ainda aproveitar para pôr em questão mais um ponto do artigo de Dieks. Trata-se de uma outra conclusão tirada da alegação anterior. Ele afirma (p. 445) que como foi mostrado por Fine 1982a que “as desigualdades de Bell valem exatamente naqueles casos onde uma representação através de modelos estocásticos fatorizáveis é possível”, o teorema dele (Dieks) mostra que as desigualdades não podem ser satisfeitas “no caso fisicamente interessante de teoria inerentemente estocásticas equipadas com as leis de conservação ‘preditivas’ usuais”. Em outros termos, “as teorias estocásticas fisicamente interessantes [...] *têm de violar as desigualdades de Bell*” (p. 443). Essa conclusão forte, que, se correta, mostraria a irrelevância das desigualdades de Bell generalizadas, se baseia, como é dito, em um suposto teorema que Dieks atribui a Fine, que pode ser expresso esquematicamente como

$$\text{BCH} \rightarrow (\text{F} \ \& \ \neg\text{D}),$$

onde ‘BCH’ significa ‘desigualdade generalizada de Bell-CH’. Então, se a condição *A* é imposta em uma teoria do tipo (F & ¬D), uma contradição resulta, e a falsidade de BCH segue como consequência. No entanto, não podemos encontrar o tal teorema no artigo mencionado de Fine 1982a, nem em qualquer outro de seus trabalhos, nem em nenhum outro artigo na literatura. Dieks aparentemente não lê corretamente a rede complexa e sutil de teoremas de Fine 1982a. O que Fine prova é que BCH implica a existência de *uma* teoria estocástica fatorizável. Fine chega a esse resultado *via* um passo intermediário, que consiste em provar, por uma cons-

trução, que se as probabilidades relevantes obedecem BCH então uma TVO *determinista* pode ser definida para reproduzir essas probabilidades. Notando então que teorias deterministas são casos especiais de teorias estocásticas e que a condição de fatorizabilidade pode ser imposta livremente, a existência de *uma* teoria estocástica fatorizável segue da existência de uma TVO determinista. Isso *não* implica que uma TVO fatorizável *inerentemente* estocástica existe se BCH vale. Ademais, mesmo que implicasse, isso não autorizaria a alegação forte de Dieks de que *toda* teoria satisfazendo BCH é uma teoria fatorizável inerentemente estocástica.

#### **5.4. Heywood-Redhead e Greenberger-Horne-Zeilinger: Teoremas de Bell sem Desigualdades**

Os trabalhos independentes de Heywood & Redhead 1983 e Greenberger, Horne & Zeilinger 1989 mostraram, cada um de um modo específico, que as TVOs locais enfrentam problemas não apenas de adequação empírica (com as desigualdades de Bell e seus testes), mas também de consistência matemática. Representam, pois, formas de teoremas de Bell, sem no entanto dependerem de desigualdades. Desenvolvimentos subseqüentes simplificaram e esclareceram significativamente esses teoremas. Em particular, a prova de Heywood & Redhead (HR), além de demasiadamente complexa do ponto de vista técnico, apresenta várias dificuldades conceituais. Stairs 1983 introduziu melhorias extraordinárias em ambos os aspectos da prova; Brown & Svetlichny 1990 forneceram uma versão ligeiramente modificada da prova de Stairs e comentaram algumas de suas conseqüências e conexões com outros resultados de bloqueio de TVOs. A prova de Greenberger, Horne & Zeilinger (GHZ) também tem sido aperfeiçoada e estendida em vá-

rios artigos<sup>69</sup>. Nesta seção não acompanharemos a história desses desenvolvimentos, limitando-nos a apresentar os traços gerais das versões mais simples das provas originais, ressaltando alguns pontos que nos parecem relevantes para os nossos propósitos.

As investigações de Heywood & Redhead foram motivadas pela proposta de Demopoulos 1980 de obter uma prova puramente algébrica de não-localidade, o que ele aparentemente não conseguiu (ver porém comentário mais abaixo e a seção 6.2). O que foi obtido por HR e Stairs é uma prova que tem sido classificada como “quase-algébrica”, porque ainda depende das previsões de um certo estado quântico. A prova toma um sistema de objetos de spin-1 no estado singleto, e examina a possibilidade de se atribuírem valores às grandezas físicas de spin, permitindo-se o contextualismo *local*, para que não se caia *ab initio* em uma contradição do tipo Kochen-Specker. Assim, as grandezas  $S_x^2$ ,  $S_y^2$  e  $S_z^2$  não recebem de início valores não-contextuais. A prova de Stairs explora as correlações existentes no estado singleto entre as quantidades  $H_{\{x,y,z\}} \otimes 1$  e  $1 \otimes S_x$ ,  $1 \otimes S_y$  e  $1 \otimes S_z$ , onde

$$H_{\{x,y,z\}} = a S_x^2 + b S_y^2 + c S_z^2,$$

com  $a$ ,  $b$  e  $c$  reais distintos. Essas grandezas, sendo localmente maximais, recebem valores independentes de contexto: Sua dependência contextual só poderia referir-se ao contexto “distante”, e isso é proibido pela *hipótese de localidade* que está sendo assumida<sup>70</sup>.

O passo seguinte é assumir que a atribuição de valores *res-*

---

<sup>69</sup> Ver, em especial, Greenberger, Horne, Shimony & Zeilinger 1990, Clifton, Redhead & Butterfield 1990 e 1991, Jones 1991, Mermin 1990a, 1990b, 1990c e 1990d, e Redhead 1991.

<sup>70</sup> Note-se que nesta prova adota-se a concepção-padrão de contextualismo, que criticamos no capítulo 4, em confronto com a teoria de Bohm. No entanto, deve-se observar que isso não invalida a prova, porque nessa concepção há *menos* contextualismo do que na teoria de Bohm; nenhum contextualismo indevido está, pois, sendo aqui assumido.

peita as certezas condicionais da MQ: Se  $O_1$  e  $O_2$  forem grandezas localmente maximais dos sistemas 1 e 2, respectivamente, e a MQ estabelecer a probabilidade conjunta de resultados de medida

$$P^\psi (O_1 = p \ \& \ O_2 = q) = 1,$$

então se um estado oculto compatível com  $\psi$  atribuir o valor  $p$  a  $O_1$ , terá que atribuir o valor  $q$  a  $O_2$ .

Dada essa assunção natural, temos agora que as referidas correlações implicam certos vínculos entre os valores atribuídos a  $H_{\{x,y,z\}} \otimes 1$ , por um lado, e a  $1 \otimes S_x$ ,  $1 \otimes S_y$  e  $1 \otimes S_z$ , por outro, segundo a tabela abaixo:

$H_{\{x,y,z\}} \otimes 1$	$1 \otimes S_x$	$1 \otimes S_y$	$1 \otimes S_z$
$b+c$	0	$\pm 1$	$\pm 1$
$a+c$	$\pm 1$	0	$\pm 1$
$a+b$	$\pm 1$	$\pm 1$	0

Esses vínculos valem para *qualquer* tríade de direções ortogonais  $\{x, y, z\}$ , em razão da simetria esférica do estado singleto.

Mas então, como notou Stairs, essas correlações têm o efeito de gerar a inconsistência que se procurou evitar no início. Para cada estado oculto e cada tríade  $\{x, y, z\}$  obtemos, *via* valores atribuídos aos componentes de spin do sistema 2, um mapa de  $\{x, y, z\}$  em  $\{-1, 0, 1\}$  de tal modo que apenas uma direção é levada ao valor 0. Ou, em conseqüência (como notam Brown & Svetlichny), um mapa de  $\{x, y, z\}$  em  $\{0, 1\}$  com essa mesma propriedade. Mas esse mapa é impossível, como mostraram Kochen e Specker.

Esse resultado foi interpretado por Heywood & Redhead e Brown & Svetlichny como uma prova de não-localidade, que, em um certo aspecto, é mais forte que a prova de Bell, por independender de resultados de testes empíricos. Já Stairs prefere resguardar a



hipótese de localidade, e tomá-lo como mais um ponto de apoio à sua proposta de uma lógica quântica, mantendo ainda que este era o real objetivo de Demopoulos. No presente trabalho não nos ocuparemos dessa proposta.

Quanto à hipótese de localidade envolvida, notemos que é de natureza semelhante à que comparece nas desigualdades de Bell para o caso determinista. Além disso, apontamos nas seções anteriores que em tais desigualdades recorre-se à regra do produto, RP. Seria interessante detectar seu emprego também na prova de Stairs. Porém o recurso a RP nessa prova não é explícito. Mas pode-se suspeitar que as premissas da prova de algum modo contêm RP (ou condição equivalente) pelo fato de implicarem uma relação entre as grandezas  $S_x^2$ ,  $S_y^2$  e  $S_z^2$  que é uma instância de RS (regra da soma):  $S_x^2 + S_y^2 + S_z^2 = 2$ . Stairs sustenta (sem justificção explícita), que o efeito de assumirmos as correlações do estado singleto é o de reintroduzir *todas* as relações funcionais entre os valores atribuídos às grandezas físicas, como no caso da prova de Kochen & Specker. A articulação explícita desse ponto é algo que está por ser feito.

Passemos agora ao resultado de GHZ, que diz respeito a sistemas de quatro objetos de spin- $\frac{1}{2}$  em um estado embarçado. A versão que servirá de base para a nossa apresentação a seguir é a de Mermin (1990a, 1990b, 1990d), mais simples e satisfatória que a prova original, entre outras razões por considerar apenas três objetos.

Tomemos três objetos de spin- $\frac{1}{2}$  espacialmente separados, entre os quais não subsiste nenhuma interação física conhecida, preparados no estado

$$\psi = 2^{-1/2} ( |z+\rangle |z+\rangle |z+\rangle - |z-\rangle |z-\rangle |z-\rangle ),$$

que é um autoestado simultâneo com autovalor 1 dos operadores que comutam mutuamente

$$\sigma_x^1 \sigma_y^2 \sigma_y^3,$$

$$\sigma_y^1 \sigma_x^2 \sigma_y^3,$$

$$\sigma_y^1 \sigma_y^2 \sigma_x^3,$$

A partir disso é possível elaborar um argumento de incompletude do tipo EPR, pois podemos inferir o valor de qualquer uma das quantidades físicas  $\sigma_i^n$ ,  $n = 1, 2, 3$ ;  $i = x, y$ , a partir de medidas de duas dessas grandezas nos dois outros subsistemas. Por exemplo, se medidas de  $\sigma_x^1$  e  $\sigma_y^2$  derem valores 1 e -1, inferiremos que uma medida subsequente de  $\sigma_y^3$  dará -1, com certeza.

Assumindo agora que os resultados de medida são meras revelações de propriedades pré-existentes, a hipótese da localidade implica que todas as seis quantidades  $\sigma_i^n$  têm valores objetivos bem definidos. Mas eles não são fornecidos pela MQ, que portanto descreve incompletamente as propriedades físicas dos objetos<sup>71</sup>.

Aplicando agora a regra do espectro, RE, e em seguida a regra do produto, RP, às quantidades físicas associadas aos três operadores acima referidos, vemos que os valores das seis quantidades físicas  $\sigma_i^n$  satisfazem as relações:

$$[\sigma_x^1] [\sigma_y^2] [\sigma_y^3] = 1,$$

$$[\sigma_y^1] [\sigma_x^2] [\sigma_y^3] = 1,$$

$$[\sigma_y^1] [\sigma_y^2] [\sigma_x^3] = 1.$$

---

<sup>71</sup> Relembrando uma distinção que estabelecemos no capítulo 3, podemos ver que o argumento acima corresponde à versão forte do argumento de EPR (Podolsky). Uma versão fraca pode também ser obtida: Medidas não-contrafatuais de  $\sigma_x^1$  e  $\sigma_y^2$  já permitem inferir o valor de  $\sigma_y^3$ , não previsto pela MQ no estado  $\psi$  em questão.

Multiplicando lado a lado essas relações, e usando de novo *RE*, ficamos com

$$[\sigma_x^1] [\sigma_x^2] [\sigma_x^3] = 1.$$

Usando agora *RP* mais uma vez, temos

$$[\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3] = 1.$$

Ocorre todavia que o operador  $\sigma_x^1 \sigma_x^2 \sigma_x^3$  também tem  $\psi$  como autovetor, com autovalor  $-1$ , o que conflita com a atribuição acima, obtida através das hipóteses da localidade, *RE* e *RP*, dentro de um referencial realista.

Mermin considera essa refutação da existência de “elementos de realidade” locais (i.e. TVOs locais) mais forte, em um certo sentido, do que a fornecida pelos argumentos puramente algébricos, porque nesse caso a atribuição de valores é “exigida” pela condição de localidade (através do argumento de incompletude acima), enquanto que no caso dos resultados algébricos ela é imposta “arbitrariamente”.

E em comparação com as desigualdades de Bell, a presente prova possui, ainda segundo Mermin, a vantagem de eliminar os “elementos de realidade” sem o apelo a considerações estatísticas: Basta que meçamos uma única vez as quantidades  $\sigma_x^1$ ,  $\sigma_x^2$  e  $\sigma_x^3$ . A existência de “elementos de realidade locais” requer que encontremos números cujo produto dê  $1$ , enquanto que a MQ prevê que esse produto será  $-1$ .

Observemos ainda que na prova de GHZ-Mermin a regra do produto nunca é usada no sentido “forte” questionado por Brown, i.e., ela não é usada em grandezas físicas “holistas”. As conexões entre os valores atribuídos às grandezas físicas que se perdem com isso são porém fornecidas pelas correlações embutidas no estado quântico em que se assume estar o sistema de três objetos. A esse respeito, é significativo que Mermin (1990d) tenha obtido

uma versão puramente algébrica do argumento de GHZ esquematizado acima, porém nesse caso o uso forte de RP é de novo requerido.

## Capítulo 6

### **Contextualismo, Não-Localidade e Desigualdades de Bell**

*It is the great task of the natural sciences and of natural philosophy to paint a coherent and understandable picture of the Universe.*

K.R. Popper<sup>72</sup>

#### **6.1. Não-Localidade e Contextualismo na Teoria de Variáveis Ocultas de Bohm**

Na seção 4.3, iniciamos uma crítica a certas alegações usuais na literatura acerca do contextualismo na TVO de Bohm. Procuramos mostrar quais de fato são as características desse contextualismo, por uma inspeção da própria teoria. Vimos que seu contextualismo não depende necessariamente de uma referência a “outros observáveis medidos simultaneamente” com o observável ao qual os valores (contextuais) estão sendo atribuídos. Vimos também que esse contextualismo tem origem imediata na função de onda quântica. No caso de uma única partícula, há duas entradas para o contextualismo: a distribuição de posições no ensemble e a velocidade atribuída a cada uma das partículas do ensemble. A-dentraremos agora questões ligadas aos sistemas de muitos corpos, ao papel do potencial quântico e à não-localidade.

Em um certo sentido, o tratamento dos sistemas de um corpo já envolve conceitos e leis referentes aos sistemas de muitos corpos. De fato, em sua teoria da medida original (1952b), Bohm considera o aparelho de medida como um sistema físico ordinário, que

---

<sup>72</sup> Popper 1982, p. 1.

interage com o sistema-objeto segundo as leis físicas ordinárias da teoria. Notemos que isso faz parte essencial do objetivo realista da física de Bohm.

Assim, ao tratar das interações de medida, Bohm emprega o formalismo dos sistemas de muitos corpos. Evidentemente, esse tratamento não pode na prática envolver explicitamente os miríades de corpos que formam o aparelho. E nem isso é necessário, felizmente. O aparelho pode, *qua* aparelho de medida, ser considerado como um único corpo; em geral se investigará o acoplamento de uma certa grandeza física desse corpo com as grandezas físicas do sistema-objeto.

Essa grandeza física do aparelho deve ser de natureza macroscópica. Não podemos compreender bem as razões que freqüentemente levam comentadores da TVO de Bohm a desconsiderar esse fato óbvio, confundindo essa magnitude com parâmetros *ocultos* do aparelho. Isso tem levado a confusões acerca da teoria de Bohm e a toda uma discussão de utilidade duvidosa em determinadas investigações acerca das desigualdades de Bell<sup>73</sup>.

Há uma explicação verossímil para a gênese dessa confusão. Quando Bohm argumenta acerca das limitações *práticas* de previsão dos resultados de medida em sua teoria, freqüentemente ressalta que nela previsões precisas a rigor requerem a especificação completa e detalhada de todos os sistemas físicos em interação, incluindo-se os constituintes microscópicos dos aparelhos de medida e preparação. Considerações semelhantes são feitas quando argu-

menta acerca da irreversibilidade prática das interações de medida. Nessas circunstâncias é que fala em parâmetros *ocultos* dos apa-

---

<sup>73</sup> Notemos um ponto curioso: ao mesmo tempo em que Bell parece ter sido o introdutor das variáveis ocultas do aparelho nas investigações das desigualdades de Bell (em seu 1971), ele critica Bohm (em seu 1966, n. 7) por discutir essas variáveis, no contexto da análise do alcance da prova de von Neumann. Isso aparentemente configura um duplo engano. Shimony 1984, p.30, também questiona o interesse físico das teorias que contemplem variáveis ocultas nos aparelhos de medida.

relhos.

Voltemos ao nosso tema principal. Dadas as considerações que fizemos acima, parece natural que seja fornecido um tratamento unificado para as bases *físicas* das interações entre sistema-objeto e aparelho de medida e entre dois sistemas-objeto. No entanto, os escritos de Bohm não são explícitos a esse respeito e alguns dos seus seguidores têm mesmo por vezes alegado haver dessemelhanças físicas (não especificadas) entre as duas situações. Este é, para nós, um ponto nebuloso. Vejamos o caso mais de perto.

Quanto às relações objeto-objeto, ressalta-se unanimemente o papel do potencial quântico no estabelecimento das interações não-locais. Essas interações têm mesmo sido explicitadas matematicamente em vários desenvolvimentos notáveis recentes do programa de Bohm (e.g. Dewdney et al. 1987). Tipicamente, as equações que especificam os resultados de medida sobre um dos subsistemas incluem grandezas físicas referentes ao outro subsistema e/ou ao seu aparelho de medida. O potencial quântico do sistema composto entra nessas equações. A não-localidade que caracteriza esse potencial se manifesta, assim, de forma explícita e precisa. Investigaremos mais esse ponto abaixo.

No caso das relações objeto-aparelho, não pudemos encontrar na literatura um tratamento paralelo. Algumas afirmações relativas ao assunto se nos afiguram incompreensíveis. Em particular, referimo-nos a várias declarações de que a não-localidade *não* se manifesta nos sistemas de um corpo. Isso é dito indiretamente em Kyprianidis 1987 (p. 586), Bohm & Hiley 1975 (seção 2), Dewdney et al. 1987 (seção 6), e explicitamente em Holland 1986. Holland conclui esse seu *poster paper* (sobre a explicação do efeito Aharonov-Bohm na TVO de Bohm) com o seguinte parágrafo (p. 580):

Portanto, o problema quântico de um corpo é [tratado por] uma teoria de campo local, porém contextual, na qual a função de onda é um campo real cuja evolução dependente do tempo determina os

movimentos das partículas. O fato de que condições de contorno localizadas (e.g. largura das fendas) têm efeitos distantes é uma consequência do fato de que [o potencial quântico]  $Q$  depende do estado quântico global. No entanto, essa característica não deve ser chamada de “não-localidade”, porque o efeito de qualquer mudança nos campos externos ou condições de contorno se propagará com uma velocidade finita para um ponto distante. O termo “não-localidade” deve ser reservado para um sistema de muitos corpos, cujo potencial quântico associado no espaço de configuração não se decompõe em uma soma de potenciais quânticos onde cada um depende apenas das coordenadas de uma das partículas do sistema.

Incidentalmente, esse trecho corrobora alguns aspectos centrais de nossa interpretação do contextualismo da TVO de Bohm, dada na seção 4.3. No entanto, não percebemos as razões que levam o autor a dar como locais as interações relativas a alterações nos campos e condições de contorno, visto que essas interações são mediadas pela função de onda. A TVO trata de forma unificada as interações de medida e as demais interações; essas últimas, são, nas situações de *entanglement*, mediadas pela função de onda de maneira explícita, através do potencial quântico, sendo pois não-locais. Por que então a discriminação? Em que bases físicas se assenta? Holland não fornece qualquer resposta.

Notemos, porém que Bohm & Hiley 1984 admitem, embora de maneira pouco clara, que a interação no sistema de um corpo é não-local. Vejamos o seguinte trecho<sup>74</sup>:

Em particular, um dos principais *insights* novos [propriedades pela TVO de Bohm] é que podemos ver como aspectos distantes, tais como fendas, podem ainda ser basicamente significativos na determinação do movimento do elétron. Em outros termos, pode-se dizer que podemos agora entender como, mesmo no sistema de um corpo, já há um certo tipo de não-localidade (embora seja explicada por uma propagação puramente local de informação ativa no campo  $\psi$  de Schrödinger, a partir do ambiente global do elétron). E isso mostra claramente a inseparável totalidade da situação experimental global, na qual o significado dos resultados experimentais (e.g.

---

<sup>74</sup> P. 260. Note-se que essas afirmações também corroboram a nossa leitura do contextualismo.



franjas) não pode ser entendido isoladamente do conjunto total das condições experimentais (e.g. fendas), que contribuem para o potencial de informação quântico, mesmo a longas distâncias.

Será que a frase entre parênteses, que aparentemente conflita com a que a antecede, deve ser entendida apenas com referência à questão da transmissão de sinais? Isso tornaria o trecho inteligível<sup>75</sup> e o colocaria de acordo com a tese que vimos defendendo.

Em apoio à nossa tese, observemos, por fim, que em seu artigo pioneiro de 1966, Bell, ao denunciar o caráter não-local da TVO de Bohm expõe inicialmente o problema genérico de dois corpos (no qual a não-localidade é manifesta), acrescentando, no penúltimo parágrafo do artigo (p. 452): “O mesmo efeito complica o tratamento [dado pela teoria] de variáveis ocultas à teoria da medição, onde se quer incluir parte do ‘aparelho’ no sistema”.

Que a teoria de Bohm é não-local não resta dúvida. Esse aspecto foi bastante discutido nos próprios artigos originais de 1952, e ressaltado por Bell em seu 1966. A natureza da não-localidade envolvida é, porém, alvo de discussões na literatura. Faremos a seguir algumas considerações a esse respeito.

Começemos notando que a análise do assunto feita pelo próprio Bohm está também dividida nos dois casos que vimos no capítulo 4: manutenção e violação dos três vínculos que asseguram o acordo empírico com a MQ. No primeiro caso, Bohm avança inicialmente um meta-argumento: como se sabe que a MQ, em sua interpretação usual, é consistente com a teoria da relatividade, a sua teoria também o será, se o acordo empírico com a MQ estiver garantido. Esse argumento depende de provas da impossibilidade de transmissão de sinais através das correlações quânticas, e tais provas só mais tarde viriam a ser dadas de modo rigoroso (Tausk 1967, Ghirardi et al. 1980). Bohm tece, no entanto, considerações

---

<sup>75</sup> Os autores defendem a impossibilidade de transmissão de sinais em sua teoria; examinaremos esse ponto mais abaixo.

informais visando a apoiar sua conclusão: se não houver meios práticos de se saber como um sistema teria se comportado se não tivéssemos feito tal ou tal coisa com o outro sistema (pois não controlamos os parâmetros ocultos), não poderemos nos assegurar, por comparação, que aquela ação foi feita sobre o outro.

No segundo caso, Bohm percebe que em princípio a não-localidade de sua teoria poderia ser utilizada para a transmissão de sinais, mesmo a velocidades superluminares, indicando um conflito com as restrições relativistas. Deve ser claro por que isso se dá: se tivermos acesso completo às variáveis ocultas poderemos verificar as alterações em seus valores que a teoria prevê que podem ser ocasionadas pela alteração na função de onda, que a seu turno podem ser causadas pela modificação de sistemas distantes (e.g. fendas, disposição de aparelhos). Entretanto, Bohm e os continuadores de seu programa assumem que limitações *práticas* severas de transmissão de sinais são suficientes para garantir o acordo com as restrições relativistas. Não sabemos até que ponto essa é a maneira correta de entender a questão. Quer-nos parecer que as análises desse problema deveriam se basear em questões *de princípio*. Mesmo que seja inacreditável que o controle total dos parâmetros ocultos venha a ser alcançado, o fato relevante é que a teoria opera com base em mecanismos claramente não-locais que em princípio poderiam estar ao nosso alcance. Notemos o contraste com o que ocorre na MQ: esta teoria, se entendida como a descrição mais completa possível da realidade, não permite por princípio a transmissão de sinais.

Façamos agora uma inspeção mais detalhada dos mecanismos de ação não-local na TVO de Bohm. Dado o seu caráter, os dois processos de introdução do contextualismo na teoria que analisamos anteriormente são também responsáveis, pelo menos parcialmente, pela não-localidade da teoria. Alterações em sistemas físicos, de medida ou não, distantes ou não, que acarretem alterações na função de onda implicam modificações na distribuição das

posições e nas velocidades de cada partícula. A controlabilidade das variáveis ocultas (neste caso, as posições) significa aqui que a não-localidade será do tipo forte, controlável. Argumentamos acima que esses pontos de entrada da não-localidade estão presentes mesmo nos sistemas ditos ‘de um corpo’.

Algumas exposições das TVOs podem sugerir a existência de uma terceira “entrada” para a não-localidade, na forma de uma conexão direta entre variáveis dinâmicas dos sistemas correlacionados. Vejamos algumas passagens que, se tomadas isoladamente, podem induzir a essa opinião. Começemos com esta frase de Bohm 1952a (p. 176), referente ao tratamento do experimento de Franck-Hertz: “Os momenta das partículas,  $\mathbf{p}_1 = \nabla_{\mathbf{x}} S(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  e  $\mathbf{p}_2 = \nabla_{\mathbf{y}} S(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ , tornam-se, portanto, inextricavelmente interdependentes”. Bell, em seu 1966 (p. 452), comenta as equações de trajetória da TVO para sistemas correlacionados: “A trajetória de 1 então depende em um modo complicado da *trajetória* e função de onda de 2, e assim dos campos analisadores que agem sobre 2, não importando quão remotos estejam da partícula 1” (grifamos). Um tratamento detalhado recente das correlações de EPR-Bohm por Dewdney *et al.* 1987 apresenta as equações que determinam a evolução temporal precisa dos subsistemas, para posições, velocidades e spins. Mais uma vez, a inspeção isolada de algumas dessas equações pode sugerir uma conexão direta entre os spins ou entre as posições. O mesmo vale com relação a Kyprianidis 1986.

Pelo menos nos casos de Bohm e Dewdney *et al.*, no entanto, os autores ressaltam, em outras passagens, que em qualquer caso o efeito não-local se propaga *através* da função de onda (ver Bohm 1952b, p. 186 e Dewdney *et al.* 1987, p. 4729). O exame atento do trabalho de Dewdney *et al.* é esclarecedor a esse respeito. Mostra explicitamente o ponto de que “uma vez fixadas as posições iniciais das partículas, o resultado do experimento é determinado de modo unívoco” (pp. 4727-8). Exibe, além disso, um aspecto da teoria que a distingue dos modelos idealizados que em geral são

tomados por base nas discussões na literatura. Na teoria de spin desenvolvida por Dewdney *et al.* as variáveis ocultas se alteram ao longo do processo de medida, sob a influência de forças locais ordinárias e, dependendo do caso, também de forças remotas, via função de onda.

Essas alterações são, no entanto, descritas precisamente pela teoria, uma vez dados os valores iniciais das variáveis ocultas (posições) e as forças. Esse aspecto já havia sido tratado de maneira qualitativa por Bohm 1952. Tem sido, porém, motivo de mal-entendidos, que acabaram levando alguns a afirmar que a teoria de Bohm viola o princípio da medida fiel. Já mencionamos isso na seção 4.3. Tomemos um exemplo concreto, tirado da seção 3.1 de Dewdney *et al.* Nesse exemplo, apenas a partícula 1 do par correlacionado de partículas de spin- $1/2$  é submetida a uma medida, no caso, do componente de spin ao longo da direção  $z'$ . Na teoria desenvolvida, ambas as partículas têm, antes da medida, vetores de spin nulos<sup>76</sup>. Portanto,  $[S_{z'}]_{\lambda} = 0$  antes da medida. Porém ao adentrar o campo de Stern-Gerlach ela é submetida a um torque quântico, que gradualmente lhe imprime rotação, em um sentido que depende da posição inicial da partícula ao entrar no campo; ao deixá-lo, ela terá um componente de spin ao longo de  $z'$  de módulo igual a  $\hbar/2$ , conforme requerido. Simultaneamente, um torque quântico não-local imprimirá rotação à partícula 2, em um sentido oposto ao da partícula 1, garantindo a conservação do momento angular. O spin de 2 depende, assim, do spin de 1, que por sua vez depende da posição de 1 (variável oculta de 1); todavia, neste caso particular a evolução de 1 é independente de 2.

De um modo geral, a TVO pode vincular a evolução temporal das magnitudes físicas de um subsistema às variáveis ocultas do outro subsistema, sendo que estas últimas podem variar em virtude

---

<sup>76</sup> Note-se que isso implica uma violação da regra do espectro, RE. Os autores consideram sua teoria um “modelo”, e anunciam aperfeiçoamentos; não sabemos se conseguirão evitar essa violação. De qualquer modo, o modelo prevê que esse valor zero nunca aparecerá empiricamente, se a forma presente da MQ for preservada.

de medidas ou outras interações quaisquer. Como o modelo de Dewdney *et al.* mostra, os detalhes dessas dependências variam muito de acordo com o sistema físico em questão, a aparelhagem de medida, e mesmo as condições iniciais, como por exemplo o início simultâneo ou não das medidas. Isso talvez possa ser apontado como uma complexidade exagerada ou mesmo artificialidade da teoria.

Vale a pena enfatizar que a condição OI (no caso-limite determinista) não é violada pela TVO de Bohm: os valores das magnitudes físicas em um subsistema podem depender dos valores das magnitudes físicas do outro; porém as variáveis ocultas dos dois subsistemas tomadas conjuntamente sempre irão esconder (*screen-off*) essas dependências. Esse ponto é importante, na medida em que apóia a interpretação original de Jarrett dessa condição, em termos de completude; sendo completa, a teoria de Bohm não poderia violar OI.

## **6.2. Contextualismo e Não-Localidade: A Consistência das Premissas das Desigualdades de Bell**

O que vimos na seção precedente e no capítulo 4 leva à conclusão de que na TVO de Bohm o contextualismo e a não-localidade guardam uma íntima e curiosa conexão. Uma vez definidas as características *formais* do contextualismo, ele é mantido fisicamente através das interações não-locais do potencial quântico. Isso é singular porque, ao contrário do usual, não é a física que está diretamente determinando as relações formais entre as grandezas físicas. Num primeiro momento, estas últimas são especificadas de maneira *ad hoc* (para garantir o acordo com a MQ), e num segundo momento uma física *ad hoc* é construída para mantê-las. Investigaremos nesta seção e na próxima alguns aspectos das relações conceituais entre contextualismo e não-localidade. Iniciaremos retomando a questão mencionada no início da seção 5.2, da

consistência das premissas da desigualdade original de Bell e outras do tipo determinista. Isso contribuirá para a elucidação de certas conexões entre contextualismo e não-localidade.

As provas algébricas da inconsistência das TVOs em princípio aplicam-se a teorias para sistemas cujos espaços de Hilbert associados tenham três ou mais dimensões. As TVOs para os sistemas EPR-Bell poderiam em princípio estar sujeitas a tais provas, pois esses sistemas são descritos em espaços de quatro dimensões. As investigações que levaram às desigualdades de Bell teriam, portanto, que partir de TVOs contextuais. Porém nesse caso a introdução da condição de localidade parece *prima facie* eliminar o contextualismo, expondo a teoria às provas algébricas.

É essa idéia que Demopoulos 1980 procurou sistematizar matematicamente. Denotando por ' $L(H)$ ' a álgebra booleana parcial dos subespaços fechados do espaço de Hilbert separável  $H$ , Demopoulos anuncia na introdução do artigo (p. 120):

O objetivo deste artigo é mostrar que a localidade por si só é suficiente para excluir uma interpretação em termos de variáveis ocultas, porque a *localidade implica a condição de homomorfismo* [de  $L(H)$  em  $Z_2$ , a álgebra booleana de dois elementos, preservando as operações algébricas dos subespaços *compatíveis* de  $L(H)$ ]. Para provar isso, adaptamos a noção de representação booleana de uma família de magnitudes, proposta por Maczynski (1971), às magnitudes de spin de  $S + S'$ . [Mostraremos que] uma representação booleana dessa família de magnitudes existe se e somente se a condição de localidade for satisfeita, e que as magnitudes de spin de  $S + S'$  têm uma representação booleana somente se há um homomorfismo de um certo subconjunto  $L$  de  $L(H)$  em uma álgebra booleana. Aplicando um teorema de Kochen e Specker (1967), inferimos que não existe uma teoria de variáveis ocultas local de um subconjunto finito desse conjunto de magnitudes de spin.

Em seu 1980, porém, Bub mostrou que o argumento de Demopoulos é falacioso. Inicialmente, Bub apresenta um contra-argumento para a extensão do suposto resultado de Demopoulos para  $L(H_3 \otimes H_3')$ , mostrando que neste caso a existência do homomorfismo requer uma condição mais forte do que a localidade.

Esse contra-argumento sugere então um outro, que se aplica ao caso  $L(H_2 \otimes H_2')$  considerado explicitamente por Demopoulos e que nos interessa mais diretamente agora. O contra-argumento se baseia na existência em  $H_2 \otimes H_2'$  de vetores  $v$  que não são da forma  $a \otimes b$  (como as combinações lineares de vetores dessa forma). Para os nossos propósitos, basta o que se contém no seguinte trecho (pp. 152-3):

Seja  $L_j$  a sub-álgebra booleana maximal em  $L(H_2 \otimes H_2')$  gerada por  $v$  e uma tripla qualquer de vetores ortogonais a  $v$ , e seja  $L_k$  a sub-álgebra maximal gerada por  $v$  e uma outra tripla qualquer de vetores ortogonais a  $v$ . Chame  $x$  o elemento em  $L(H_2 \otimes H_2')$  correspondente a  $v$ . Então certamente a localidade não requer que  $h_j(x) = h_k(x)$ , como também não o requer a representabilidade booleana das magnitudes maximais e locais.

Mas essa condição sobre os homomorfismos  $h_j$  e  $h_k$  de  $L_j$  e  $L_k$  em uma álgebra booleana é *essencial* no argumento de Demopoulos, que fica, destarte, invalidado.

Traduzindo esse resultado nas noções que vimos discutindo neste trabalho, podemos dizer que procura mostrar que para que uma inconsistência do tipo Kochen-Specker fosse obtida no caso dos sistemas EPR-Bell pela introdução da condição de localidade, essa condição teria que eliminar o contextualismo não apenas das magnitudes físicas da forma  $A \otimes B$ , mas também de magnitudes “holistas” como  $A \otimes B + A' \otimes B'$  (em geral, magnitudes que tenham os vetores  $v$  de Bub como autovetores); mas isto não se dá. Assim, Bub parece argumentar que as TVOs locais para os sistemas EPR-Bell não necessariamente estão sujeitas às provas algébricas de impossibilidade, porque podem ainda reter o contextualismo em certas magnitudes físicas (não consideradas nas desigualdades de Bell).

Antes de aprofundarmos a análise dessa alegação, com o fito de evidenciar algumas de suas limitações, abramos um parêntese para comentar brevemente certas afirmações a seu respeito na literatura. Em seu 1987, p. 140, Redhead menciona a impossibilidade

de obtenção de uma prova puramente algébrica da não-localidade, porém injustamente atribui esse resultado a Demopoulos 1980, que imaginou haver demonstrado exatamente o oposto! Estranhamente, esse erro não só não foi denunciado na literatura, como também tem sido repetido por outros autores<sup>77</sup>. Nem Redhead nem eles apresentam qualquer análise dos trabalhos de Demopoulos e Bub.

Além disso, os referidos autores incorrem em outro engano, ao afirmarem que nos sistemas EPR-Bell o não-contextualismo é uma consequência da localidade. Vejamos o que dizem. Começemos por Brown & Svetlichny (1990, p. 1381; grifamos):

[...] a consistência das suposições envolvidas ao se introduzir uma teoria de variáveis ocultas local (e *portanto* não-contextual) para os sistemas de spin- $\frac{1}{2}$  correlacionados.

E Brown (1991, p. 148):

Na prova de não-localidade (não-algébrica) determinista de Bell, começa-se assumindo a existência de uma atribuição de valores *não-contextual* para os componentes de spin de um par embaraçado de sistemas de spin- $\frac{1}{2}$ . Dado que o próprio Bell havia sido o primeiro a estabelecer uma prova de bloqueio para teorias de variáveis ocultas não-contextuais, talvez seja um pouco estranho que em seu artigo de 1964 ele não justifique essa suposição de um modo ou de outro. Para ele, bastava o fato de que o não-contextualismo era, neste caso, forçado pela condição de localidade.

Quanto à última declaração acerca de Bell, Brown refere-se a uma comunicação privada. Isso estenderia a Bell o engano de que estamos tratando. Todavia, deve-se ressaltar que esta última citação não é (ao contrário da primeira) estritamente incompatível com uma limitação da inferência 'localidade  $\rightarrow$  não-contextualismo' às magnitudes de spin *consideradas nas desigualdades de Bell*; neste caso ela vale, se o não-contextualismo for entendido no sentido

---

<sup>77</sup> Brown & Svetlichny 1990, p. 1381; Brown 1991, p. 148; Foster & Brown (manuscrito), p. 4.



restrito que explicitaremos na seção seguinte.

Retomemos agora a questão da interpretação do resultado de Bub. Tentemos uma apreciação global. Kochen & Specker mostraram inicialmente que uma atribuição completa de valores aos observáveis quânticos que obedeça à regra FUNC requer a existência do referido homomorfismo de  $L(H)$  em  $Z_2$ ; depois, mostraram que para um subconjunto  $D$  de 117 elementos de  $L(H_3)$  o homomorfismo não existe. Demopoulos pretendeu mostrar que a existência do homomorfismo pode receber fundamentação física, através da condição de localidade: “[...] a localidade implica a condição de homomorfismo”. Porém Bub fez notar que essa implicação não vale para um subconjunto  $V$  de  $L(H_2 \otimes H_2)$ , formado por elementos que não são da forma  $a \otimes b$ . Assim, o argumento de Demopoulos para mostrar a não-localidade não se sustenta.

Observemos agora que o contra-argumento de Bub não parece condenar de forma final a idéia geral de Demopoulos. Se se puder mostrar que para um certo subconjunto de  $L(H)$  a condição de localidade requer o referido homomorfismo, e que ele não existe para alguns elementos *desse* subconjunto, então se obterá um resultado do mesmo tipo do pretendido por Demopoulos. O seu argumento específico falha porque ele requer o homomorfismo para *todo*  $L(H)$ . Mas essa parece ser uma exigência demasiadamente forte.

Mermin parece ter caminhado nessa direção em seu argumento independente de estado, que analisamos na seção 4.4. O conjunto  $D$  de Kochen & Specker é subconjunto de  $L(H_3)$ . Para recuperar o argumento de Demopoulos, precisamos considerar sistemas compostos, e o tipo mais simples é o de pares de objetos de spin- $\frac{1}{2}$ . Mermin achou um subconjunto de  $L(H_2 \otimes H_2)$  para o qual não há um homomorfismo em  $Z_2$  obedecendo a regra do produto, RP. A questão agora é a de ver se a condição de localidade implica esse homomorfismo. A inspeção do argumento, porém, evidencia que a condição de localidade é necessária, porém não suficiente

para a existência do homomorfismo, pois RP comparece como uma premissa independente e a contradição obtida pode ser imputada tanto a ela como à condição de localidade.

Brown 1992 rejeita peremptoriamente essa última alternativa, aparentemente com a justificação de que neste caso se teria um resultado de não-localidade independente de estado, e isso não lhe parece razoável. Outro motivo apontado é a conclusão de que neste caso as importantes desigualdades de Bell estariam baseadas em premissas “insustentáveis” (inconsistentes) e, mais uma vez, isso não lhe parece aceitável. Não entendemos bem essas avaliações. As premissas das desigualdades são uma atribuição completa e local de valores. Mas temos que ser mais precisos aqui, com relação à assunção adicional RP, que no capítulo 5 apontamos ser necessária.

A esse respeito, começemos observando que Brown & Home 1992 reconhecem (n. 5) que a afirmação em Brown & Svetlichny 1991 e Brown 1991 de que o resultado de “Demopoulos” (leia-se: Bub) representou a *primeira* prova da consistência das premissas das desigualdades de Bell está errada. O motivo é que uma prova dessa consistência teria sido fornecida pelo próprio Bell em seu artigo de 1964. Essa prova consistiria no fornecimento de um modelo de variáveis ocultas locais para os sistemas de pares de objetos de spin- $\frac{1}{2}$  que incorpora as anti-correlações estritas da MQ. Este modelo foi efetivamente dado, porém, em virtude do resultado principal, não fornece probabilidades conjuntas compatíveis com as da MQ para componentes arbitrários de spin.

Queremos agora chamar a atenção para o fato de que tal modelo não pode obedecer RP, sob a pena de tornar-se inconsistente. Brown & Home 1992 (p. 8) enunciam esse ponto, mas justificam-no através de considerações que não nos são claras<sup>78</sup>. Essa

---

<sup>78</sup> Os autores fazem o ponto aparentemente com o objetivo exclusivo de apoiar sua rejeição de RP quando aplicada às grandezas “holistas” de Mermin, sem entendê-lo como uma limitação do modelo de Bell.

conclusão pode, porém, ser alcançada de modo transparente e direto, apelando-se exatamente para as grandezas físicas de Mermin, em um cálculo simples, que não daremos.

Temos portanto que ser cuidadosos ao usar o modelo de Bell como uma prova de consistência das premissas de seu teorema. Esse teorema usa RP e essa condição torna seu modelo inconsistente, e portanto aparentemente também as premissas do teorema. Mas um ponto destacado por Brown 1991 e Brown & Home 1992 permite ver que há um meio de se evitar essa conclusão. Recapitulando o que vimos na seção 4.4, esses autores estabelecem a distinção entre dois níveis de aplicação de RP: um, a produtos do tipo  $A \otimes B$  onde  $A$  e  $B$  se referem respectivamente aos sistemas espacialmente separados (e.g.  $\sigma_x^1 \otimes \sigma_y^2$ ) e, outro, a grandezas mais complexas, onde  $A$  e  $B$  são “holistas” (e.g.  $A = \sigma_x^1 \otimes \sigma_y^2$ ;  $B = \sigma_y^1 \otimes \sigma_x^2$ ). Como vimos, Brown considera inaceitável RP neste último caso, mantendo ao mesmo tempo que no primeiro ela “vale trivialmente”. Ele atribui a contradição de Mermin ao uso “forte” de RP.

Agora, a regra do produto que é usada na dedução do teorema de Bell é apenas a “fraca”, enquanto que a necessária para tornar suas premissas inconsistentes é a “forte”. Assim, ainda que suspendamos o juízo quanto às razões *específicas* de Brown para a rejeição desta última, o mero fato de haver uma distinção entre os dois casos permite o ponto *lógico* relevante para o caso que estamos tratando aqui.

Concluindo, se as análises desta seção puderem se sustentar, teremos mostrado que embora o argumento de Bub baste para refutar a proposta *específica* de Demopoulos, ele em princípio não elimina a possibilidade de variantes dessa proposta. No entanto, a variante de Mermin incorpora o uso forte de RP, que pode ser questionado, ao longo das linhas apontadas por Brown. Seria interessante a obtenção de uma prova de que qualquer prova de inconsistência de TVOs locais tem de recorrer à versão forte de RP

(ou a condição igualmente vulnerável).

### **6.3. Contextualismo e Não-Localidade: Relações Gerais de Dependência**

Agora queremos examinar em outro nível de generalidade as relações entre contextualismo e não-localidade. Talvez a maior dificuldade que encontramos ao tentar aprofundar a questão se deva ao fato, poucas vezes notado, de que os conceitos de contextualismo e não-localidade adotados pelos diferentes pesquisadores do assunto em geral não coincidem uns com os outros. Isso é evidente, por exemplo, em uma recente discussão entre Home & Sengupta e Elby<sup>79</sup>. Não alimentamos a pretensão de, no presente trabalho, examinar um a um esses conceitos. Traremos à tona, no entanto, algumas distinções que nos parecem mais relevantes.

Começamos lembrando que nossa análise do contextualismo da TVO de Bohm mostrou que ele difere muito do contextualismo usualmente referido na literatura. Os aspectos mais salientes são a ausência de uma referência necessária a “outros observáveis medidos simultaneamente” e a inclusão no contextualismo das grandezas físicas maximais. Essa noção de contextualismo é, pois, mais ampla que a noção usual, e a inclui.

Diante disso, é conveniente empregar as expressões *contextualismo amplo* ( $C_A$ ) e *contextualismo restrito* ( $C_R$ ) para denotar a noção de Bohm e a noção usual da literatura, respectivamente. Explicitemos mais uma vez: uma teoria será contextual no sentido restrito se prescrever alterações nos valores atribuídos a uma dada magnitude física de um sistema em decorrência de diferentes medidas de outras magnitudes neste sistema ou em sistemas que com ele interagem; será contextual no sentido amplo se, além

---

<sup>79</sup> Home & Sengupta 1984 e 1991; Elby 1990 e 1991. É interessante constatar que ao longo da discussão os autores acabam reconhecendo parcialmente que falam de noções diferentes.

disso, admitir que tais alterações podem estar ligadas a outros fatores contextuais, como condições de contorno, campos diversos, instalação do aparelho de medida da própria magnitude em questão, etc.

Uma diferenciação semelhante tem de ser feita, para fins de clareza, na noção de *localidade*. Jarrett deu um primeiro passo nesse sentido, introduzindo as noções de *outcome independence* (OI) e *parameter independence* (PI). Seguindo a linha que iniciamos no capítulo 3, consideramos importante ter em mente que a condição de localidade de Einstein-EPR era mais geral do que OI, PI, ou sua conjunção: essa condição proíbe que *qualquer* alteração ocorra em um sistema como conseqüência de *qualquer* coisa que aconteça em um outro, se não houver tempo para que o efeito se propague através de interações físicas. Em particular, as alterações não poderão ser instantâneas, e nem mesmo superliminares. Introduziremos, assim, as expressões *localidade ampla* ( $L_A$ ), para a noção forte de Einstein-EPR, e *localidade restrita* ( $L_R$ ) para qualquer uma, ou ambas, OI e PI (quando apropriado, a diferenciação entre esses casos será feita), *descontando-se aqui a forma-produto da condição OI*. Esta última qualificação é importante, porque vimos no capítulo 5 que essa forma-produto em um certo sentido representa uma assunção adicional (como se vê claramente no caso determinista, onde assume a forma da regra do produto, RP), que não é conveniente incluir no conceito de localidade restrita que estamos introduzindo agora.

Reparemos agora que nossa análise do resultado de Bub e da alegação de que *nas magnitudes físicas envolvidas nas desigualdades de Bell* a localidade implica não-contextualismo, continua valendo, à luz desses refinamentos; as noções de contextualismo e localidade envolvidas nessas discussões são as restritas. Porém é claro, a partir do contra-exemplo de Bub, que em geral  $L_R \not\rightarrow \neg C_R$ . (Temos ainda, *a fortiori*,  $L_R \not\rightarrow \neg C_A$ .) Também vemos que a implicação inversa vale, ou seja  $\neg C_R \rightarrow L_R$  (e *a fortiori*,

$\neg C_A \rightarrow L_R$ ), visto não ser fisicamente possível que uma teoria não-contextual no sentido restrito seja não-local no sentido restrito.

Examinando agora as conexões entre a localidade no sentido amplo e as duas noções de contextualismo, percebemos que a condição de localidade forte de Einstein é suficiente para assegurar o não-contextualismo amplo, ou seja,  $L_A \rightarrow \neg C_A$  (e *a fortiori*  $L_A \rightarrow \neg C_R$ ). Por outro lado, aparentemente o não-contextualismo restrito não é suficiente para garantir a localidade ampla, ou seja,  $\neg C_R \not\rightarrow L_A$ , pois a não-localidade pode concebivelmente se manifestar em aspectos outros que não a forma específica de dependência contextual de valores prevista no contextualismo restrito. Finalmente, atentando para o fato de que essa situação não seria possível se se tratasse do não-contextualismo no sentido amplo, temos o resultado  $\neg C_A \rightarrow L_A$ . Isso mostra que as noções de localidade ampla e de não-contextualismo amplo são fisicamente equivalentes.

Resumindo as relações propostas acima, temos a seguinte tabela (onde as implicações são físicas, e não lógicas):

$$\begin{array}{ll}
 L_R \leftrightarrow \neg C_R & \neg C_R \rightarrow L_R \\
 L_R \leftrightarrow \neg C_A & \neg C_A \rightarrow L_R \\
 L_A \rightarrow \neg C_R & \neg C_R \not\rightarrow L_A \\
 L_A \rightarrow \neg C_A & \neg C_A \rightarrow L_A
 \end{array}$$

#### **6.4. Desigualdades de Bell a Partir do Não-Contextualismo. Desigualdades para um Único Corpo**

Iremos agora aprofundar um pouco mais a questão do alcance das desigualdades de Bell, começando pela alegação de Shimony 1984a de que elas se aplicam não apenas a sistemas correlacionados mas também a sistemas quaisquer, inclusive de um único corpo, no caso das teorias não-contextuais. Uma primeira dificuldade na análise de Shimony é que, pelo menos neste artigo, ele

inclui o determinismo no não-contextualismo. Embora ele evidencie ter consciência da distinção conceitual entre ambos, no que diz respeito à alegação de que estamos agora tratando a referida confusão tem conseqüências importantes. É com base no determinismo e não no não-contextualismo propriamente dito que Shimony defende que as teorias “não-contextuais” (nesse sentido indevidamente limitado) obedecem “automaticamente” à condição de fatorizabilidade de Clauser e Horne, e portanto às desigualdades de Bell. Ora, em vista de nossa análise nas seções 5.2 e 5.3, podemos identificar pelo menos uma falha crucial na argumentação de Shimony: ele não percebe que a regra do produto (RP) é um ingrediente necessário para a condição de fatorizabilidade, no caso determinista, de modo que a satisfação de tal condição não é “automática”.

Corrigindo-se essa falha e tomando o não-contextualismo em seu sentido próprio, vemos que a tese de Shimony pode até certo ponto ser recuperada. Ou seja, as desigualdades de Bell de fato limitam as teorias não-contextuais, de um modo geral. Isso não é surpreendente para nós, pois mostramos na seção 6.3 que o não-contextualismo, mesmo em sentido restrito, é condição suficiente para a localidade restrita ( $\neg C_R \rightarrow L_R$ , e *a fortiori*  $\neg C_A \rightarrow L_R$ ). Mas a localidade restrita é suficiente para a condição de fatorizabilidade<sup>80</sup>. Esse é um ponto de princípio, com potenciais implicações importantes, que não tem recebido a devida atenção na literatura, com a exceção de uma discussão marginal iniciada pelo trabalho de Home & Sengupta publicado em 1984.

Nesse artigo, os autores se propõem a mostrar exatamente

---

<sup>80</sup> Uma ressalva importante se faz aqui necessária. Como na seção 6.3 definimos a localidade restrita como uma condição ligeiramente *mais fraca* do que a conjunção de OI e PI, porque não quisemos incluir nela a forma-produto da condição OI, a afirmação precedente a rigor precisa ser qualificada. Como condições de forma-produto são de um modo ou de outro assumidas em todos os resultados contra TVOs de que vimos tratando, a introdução de uma tal condição aqui não representa um enfraquecimento do resultado, em termos relativos. No que se segue tomaremos essa condição como implícita.

que “o teorema de Bell [implica] que nenhuma teoria de variáveis ocultas não-contextual pode reproduzir de modo consistente todas as predições estatísticas da mecânica quântica” (p. 159). Como Shimony, eles reproduzem a dedução de uma desigualdade de Bell e fazem notar que é completamente geral quanto à natureza das grandezas físicas e sistemas físicos envolvidos. Isso é correto; porém, a questão que se coloca naturalmente é a da fundamentação física das premissas da dedução.

Antes de abordarmos esse ponto, notemos, para fins de completude, que Home & Sengupta não limitam sua análise à observação acima. Eles prosseguem, deduzindo uma forma de desigualdade de Bell para uma TVO não-contextual determinista para os componentes de spin e de momento angular orbital de um elétron de valência, mostrando explicitamente sua violação pela MQ. A dedução implicitamente usa RP, como de fato se esperaria de nossa análise no capítulo 5. Foster & Brown (manuscrito) generalizaram para teorias estocásticas o resultado de Home & Sengupta. A inspeção de sua prova mostra claramente a intervenção de condições formalmente análogas a PI e OI, como também esperávamos. Além disso, essa generalização é importante, entre outros motivos, porque, como os autores observam (p. 16), representa “o primeiro exemplo de um sistema para o qual uma teoria de variáveis ocultas estocástica fatorizável não se trivializa [i.e. cai no determinismo] pela [introdução] da assunção de que as correlações perfeitas previstas pela mecânica quântica são também previstas pela teoria estocástica”. O estado quântico do elétron de valência não prevê que todo componente de spin é perfeitamente correlacionado com um componente de momento angular orbital<sup>81</sup>.

Retomando agora a questão da justificação física das premissas das desigualdades de Bell, notamos, inicialmente, que há motivos físicos evidentes para a adoção de TVOs não-contextuais.

---

<sup>81</sup> Ver o artigo de Foster & Brown para detalhes. Rever nossa discussão do resultado de Suppes-Zanotti-Dieks na seção 5.3.



Isso assegura a relevância dos resultados de Home & Sengupta e Foster & Brown. Essa afirmação, todavia, tem de ser qualificada, no caso do primeiro desses resultados. Como ele diz respeito apenas a teorias deterministas, pode-se argumentar que limita apenas teorias que já haviam sido mostradas inconsistentes pelos resultados algébricos de Gleason, Bell e Kochen & Specker<sup>82</sup>. A resposta dada pelos próprios Home & Sengupta não parece satisfatória. Eles dizem que esses resultados “referem-se a observáveis [...] para os quais é difícil divisar procedimentos de medida reais” (p. 159). Porém, como bem notam Foster & Brown, esse não é o caso do resultado de Kochen & Specker. (Acrescentamos: de seu resultado restrito, para o caso de spin-1.) Ademais, a existência de procedimentos de medida factíveis parece aqui uma questão secundária; os resultados mostram a *inconsistência* de atribuições de valores não-contextuais a certas magnitudes, e isso basta para nós<sup>83</sup>.

Em apoio a Home & Sengupta, poder-se-ia mencionar que os resultados algébricos dependem de premissas adicionais ao não-contextualismo, como FUNC, RP e RS. Mas nossa análise indicou que RP é assumida também na dedução das desigualdades de Bell deterministas, inclusive a de Home & Sengupta, de modo que, quanto a essa premissa, os resultados estão todos em um mesmo pé.

É claro que sempre se poderá dizer que, apesar de tudo, o resultado de Home & Sengupta retém seu interesse, pelo simples fato de representar um argumento adicional e independente contra as TVOs não-contextuais deterministas. Mas mesmo aqui cabe a objeção de que o resultado depende da assunção da validade de certas predições estatísticas da MQ ainda não testadas empirica-

---

<sup>82</sup> Uma versão manuscrita preliminar de Elby 1990 instancia essa objeção. Ver também Foster & Brown, p. 2.

<sup>83</sup> Home & Sengupta (e aparentemente Foster & Brown) estranhamente interpretam os resultados algébricos como resultados de conflito *com a mecânica quântica*, e portanto do mesmo tipo que as desigualdades de Bell.

mente (e dificilmente testáveis na prática).

Finalmente, observamos que o resultado de Foster & Brown escapa à objeção principal levantada acima, porque as provas algébricas de bloqueio já fornecidas não se aplicam a TVOs estocásticas. Isso é um ponto a favor da generalização de Foster & Brown, curiosamente não mencionado pelos autores.

Passando agora a um enfoque mais global dessas tentativas parcialmente bem sucedidas de mostrar que há uma maneira de justificar as premissas das desigualdades de Bell pelo não-contextualismo, apresentamos, logo de início, o ponto que nos parece o mais importante. A condição de localidade restrita usualmente empregada na justificação de tais premissas é *mais fraca* do que a condição de não-contextualismo restrito a que Home & Sengupta e Foster & Brown apelam. Vimos isso em detalhe nas seções 6.2 e 6.3. Concebivelmente, uma teoria pode ser contextual restrita e local restrita, tanto porque o contextualismo pode ser limitado a grandezas físicas locais, quanto porque ele pode envolver magnitudes “holistas” do tipo das do contra-exemplo de Bub 1980. Assim as desigualdades de Bell representam um resultado mais forte quando entendidas como restringindo teorias locais (restritas) do que quando entendidas como restringindo teorias não-contextuais (restritas).

Aliás, são considerações nesse sentido que parecem ter sido determinantes no pensamento de Bell na busca de sua desigualdade. Ele estava, como vimos, efetivamente convencido da insustentabilidade do não-contextualismo (pelas “lições aprendidas de Bohr”, pela teoria de Bohm e por sua prova algébrica de bloqueio), e procurou um resultado que pudesse aplicar-se mesmo a teorias contextuais. Bell o encontrou, como todos sabem, e o ingrediente básico desse resultado foi a condição de localidade (restrita), que ele acreditava dispor de fundamentação física sólida.

Antes de examinarmos mais de perto essa posição de Bell,

abrimos um parêntese para observar que entre as críticas feitas por Elby a Home & Sengupta<sup>84</sup> uma merece ser mencionada. Elby 1990 alega que esses autores implicitamente assumem uma condição de localidade, porque as magnitudes de momento angular orbital que consideram não são na verdade referentes a um único corpo (o elétron), mas sim a um sistema composto, com partes espacialmente separadas (elétron e núcleo). Essa objeção é apenas parcialmente correta. Em um sentido trivial, dada a análise que fizemos das relações gerais entre contextualismo e não-localidade, a assunção de não-contextualismo envolve *a fortiori* a assunção de localidade. Por outro lado, o ponto específico de Elby não estabelece a não-aplicabilidade das desigualdades de Bell a sistemas de um único corpo. Como mencionamos, a dedução dessas desigualdades é em princípio neutra quanto à natureza dos sistemas e grandezas físicas envolvidos. A crítica de Elby mostra apenas que o sistema específico tomado por Home & Sengupta não é estritamente de um único corpo.

### **6.5. Localidade e Desigualdades de Bell**

Desde o artigo pioneiro de Bell 1964, tem havido muita discussão na literatura sobre a natureza e o papel das várias condições de localidade na dedução dos diversos tipos de desigualdades de Bell. Um ponto correlacionado que também tem sido objeto de disputa são as ligações entre a proibição de transmissão de sinais superluminares e as teorias da relatividade restrita e geral. No presente trabalho não adentraremos este segundo debate. Assumiremos apenas, a título de balizamento, que há pelo menos uma tensão entre essas teorias e a possibilidade de transmissão de sinais a velocidades superiores à da luz.

Quanto à primeira discussão, iniciaremos notando que foi

---

<sup>84</sup> Elby 1990 e 1991. Já mencionamos na seção 6.3 que parte da disputa entre esses autores liga-se a diferenças nas concepções de contextualismo e localidade; não consideramos útil adentrar aqui essas questões.

comum no passado a afirmação de que as desigualdades de Bell decorrem tão-somente da condição de localidade e que portanto o resultado dos testes empíricos das desigualdades acarreta a violação da condição de localidade. É importante aqui dividir a alegação em dois casos: desigualdades para teorias deterministas e desigualdades para teorias estocásticas.

No primeiro caso, a opinião dominante é, ainda hoje, que a violação das desigualdades de Bell implica a violação da condição de localidade<sup>85</sup>. Do que descobrimos ao longo de nossas investigações nos capítulos precedentes, essa posição é *prima facie* insustentável, por ignorar o papel essencial da regra do produto na dedução desse tipo de desigualdade de Bell. Teríamos, no entanto, que investigar as conexões entre RP e localidade mais de perto, para alcançar um esclarecimento mais seguro dessa questão.

As desigualdades de Bell para teorias estocásticas desde o início têm sido criticadas por alguns autores por envolver assunções mais fortes do que a localidade. Algumas dessas críticas já foram abordadas por nós no capítulo 5, onde mostramos que, pelo menos relativamente às deduções das desigualdades de Bell deterministas, as deduções das desigualdades de Bell estocásticas não estão em desvantagem quanto à força física das premissas. Ressaltamos agora, em conexão com o que foi exposto no parágrafo precedente, que aparentemente parte da motivação dessas críticas pode estar fundamentada em um equívoco (i.e., tomar-se as desigualdades de Bell deterministas como assentando em premissas mais fracas do que é o caso).

No entanto, o ponto essencial permanece, como se depreende da importante análise de Jarrett em seu artigo de 1984. Vimos que há duas assunções independentes, PI e OI, na dedução das desigualdades de Bell estocásticas, cuja conjunção é equivalente à condição de fatorizabilidade de Clauser e Horne. Iremos agora investigar com mais cuidado o significado dessas duas assunções.

---

<sup>85</sup> Ver, por exemplo, Redhead 1989 (p. 145) e Ballentine & Jarrett 1987 (p. 698).

Como também já comentamos, Jarrett interpretou-as como condições de localidade e completude, respectivamente.

Tomemos primeiro a condição PI. Jarrett vem repetindo, junto com outros autores, sua interpretação dessa condição em termos de localidade<sup>86</sup>. Examinaremos a seguir duas críticas recentemente levantadas contra essa interpretação. Para tanto, algumas considerações preliminares se fazem necessárias.

Jarrett mantém explicitamente que a condição PI é “equivalente” à proibição de transmissão de sinais a velocidades superiores à da luz. Ele não diz se se trata de equivalência lógica ou física. O princípio da caridade recomenda que tomemos Jarrett como afirmando a equivalência física, apenas<sup>87</sup>. Mas mesmo assim existe uma vacilação na posição de Jarrett, que ora fala em “equivalência total” (1984, p. 576), ora em “equivalência ‘efetiva’” (1989, p. 75).

Denotando por ‘SS’ a possibilidade de transmissão de sinais superliminares, temos então que Jarrett apresenta uma prova da equivalência  $PI \leftrightarrow \neg SS$ . Ele trata separadamente as duas implicações envolvidas,  $PI \rightarrow \neg SS$ , e  $\neg SS \rightarrow PI$ , e em cada caso dá provas separadas para os casos determinista e estocástico. Para a questão do significado físico da violação das desigualdades de Bell, a primeira implicação carece de maior relevância. Centralizaremos nossa atenção na segunda. Uma violação de PI acarretaria, então, a possibilidade de transmitir sinais superliminares, e isso parece estar em conflito com certas restrições relativistas. Jarrett e outros usam esse raciocínio para imputar à condição OI a origem física da violação das desigualdades de Bell. Um argumento adicional invocado é o de que a MQ viola essa condição.

Jones 1989 apresenta um argumento indireto para a conclusão de que a prova da equivalência  $PI \leftrightarrow \neg SS$  dada por Jarrett tem de conter algum erro. Curiosamente, Jones considera explicitamente apenas a implicação menos relevante, ou seja,  $PI \rightarrow \neg SS$ , con-

---

<sup>86</sup> Jarrett 1989, Ballentine & Jarrett 1987, Shimony 1984b, 1986.

<sup>87</sup> Jones 1989 (p. 77) não aplica esse princípio. Em compensação, não aponta que Jarrett, nessa sua interpretação “descaridosa”, estaria indo longe demais.

finando a uma nota de rodapé (n. 9) a observação de que a outra implicação parece estar sujeita a críticas semelhantes. Um pouco de reflexão mostra que na verdade a objeção de Jones aplica-se a ambas as implicações.

O ponto de Jones surpreendentemente simples: nas provas de Jarrett em nenhum lugar a *velocidade* dos sinais desempenha qualquer papel. Essas provas podem ser trivialmente reescritas, suprimindo-se a palavra “superliminar”. Jones prossegue, então, juntando uma das implicações originais com uma das implicações modificadas (i.e., sem referência à velocidade) para obter uma falsidade patente: que a proibição de sinais a velocidades superliminares implica a proibição de sinais a *qualquer* velocidade.

Diante disso Jones mostra-se embaraçado. Extrai a conclusão correta de que algo deve estar errado, mas aparentemente imagina que o erro reside em algum ponto interno da prova original, podendo portanto estar presente também na prova modificada<sup>88</sup>. Em nossa opinião o problema é mais simples: a prova modificada é claramente correta, a restrição a velocidades maiores que a da luz é espúria e injustificável, e é sua “mistura” com a prova correta que gera o absurdo apontado por Jones.

Agora, há uma distinção importante a ser feita nessa discussão toda, que ajudará a entender melhor o significado das implicações em disputa. Deve-se separar claramente a transmissão de sinais *simplicitur* da transmissão de sinais *por meio de sistemas* *EPR-Bell*. Embora sem traçar essa distinção de modo explícito, Jarrett deixa claro em seu artigo pioneiro que está tratando do segundo caso. Mas isso nem sempre é observado na literatura, o que pode levar a confusões, como ocorre no próprio artigo de Jones (1989).

Assim, denotando respectivamente por ‘S’ e ‘S<sub>E</sub>’ a possibilidade de transmissão de sinais *simplicitur* e através dos sistemas *EPR-Bell*, temos:

---

<sup>88</sup> Ver especialmente o que ele diz na nota 9 do artigo.

- (1)  $\neg S_E \rightarrow PI$ ;
- (2)  $\neg S \rightarrow PI$  (*a fortiori*);
- (3)  $PI \rightarrow \neg S_E$ .

Porém como a transmissão de sinais pode evidentemente ser feita através de outros meios que não os sistemas EPR-Bell, temos ainda que

- (4)  $PI \dashv\vdash \neg S$ .

Como já observamos, a implicação (3) tem um interesse limitado para os nossos presentes propósitos. A implicação (1) é de grande relevância, pois mostra que a violação de PI permitiria a utilização dos sistemas EPR-Bell para a transmissão de sinais<sup>89</sup>. E essa transmissão pode se dar a qualquer velocidade, *inclusive maior do que a da luz*, bastando para isso que o arranjo experimental seja tal que os eventos de ajuste do parâmetro de um aparelho e da medida no outro tenham separação *space-like*. Esse o ponto crucial da discussão. A análise de Jones *não* invalida a idéia básica de que a violação de PI pode envolver tensões com certas restrições relativistas.

Desafios mais profundos a essa idéia foram, no entanto, lançados por Butterfield 1989. Em uma investigação original e ainda não explorada na literatura, Butterfield procurou mostrar que a restrição relativista à transmissão superliminar de sinais desempenha um “papel idêntico” tanto em PI *como em OI*, e que em nenhum

---

<sup>89</sup> A rigor, no caso de teorias estocásticas, temos que assumir aqui que a transmissão de um sinal não requer a certeza, mas apenas uma probabilidade arbitrariamente próxima de 1.

dos casos assegura por si só a verdade dessas condições.

Butterfield interpreta OI e PI como condições de *screening-off*. A idéia de *screening-off* foi introduzida por Reichenbach, em seu tratamento da noção de causalidade em teorias estocásticas. Um evento  $z$  *screens-off* dois outros eventos  $x$  e  $y$  se a condiciona-  
lização sobre  $z$  tornar  $x$  e  $y$  estatisticamente independentes, ou seja,  $p(x \& y/z) = p(x/z) p(y/z)$ . O evento  $z$  será uma *causa comum* de  $x$  e  $y$  somente se  $z$  *screens-off*  $x$  e  $y$ <sup>90</sup>. A noção é usada na formulação do Princípio da Causa Comum: se  $x$  e  $y$  estão correlacionados, ou seja,  $p(x \& y) \neq p(x) p(y)$ , e um não é causa do outro, então deve haver um evento  $z$  em seu passado que é uma causa comum desses eventos. Butterfield utiliza apenas uma consequência desse princípio, a que ele denomina PPSI (*past prescribes stochastic independence*), e que, em uma formulação geral, é a seguinte:

PPSI: Se  $x$  e  $y$  estão correlacionados sem que um seja a causa do outro, então há em seu passado comum um evento  $z$  que os *screens-off*.

Butterfield alega então que PPSI é a condição-extra requerida tanto para OI como para PI (ao lado de respectivos *screeners-off*). Em termos da notação que adotamos, a leitura de Butterfield dessas condições é a seguinte:

OI: Como  $x_j^L$  e  $x_j^R$  não estão causalmente conectados (pois têm separação *space-like*), devem (segundo PPSI) ser *screened-off* por  $\{\lambda, d_j^L, d_j^R\}$ .

PI: Como  $x_j^L$  e  $d_j^R$  não estão causalmente conectados (pois têm separação *space-like*), devem (segundo PPSI) ser *screened-off* por  $\{\lambda, d_j^L\}$ ; e analogamente para  $x_j^R$  e  $d_j^L$  e  $\{\lambda, d_j^R\}$ .

Com uma pequena simplificação em nossa notação dos capí-

---

<sup>90</sup> Segundo Reichenbach, esta *não* é uma condição *suficiente* para que  $z$  seja uma causa comum de  $x$  e  $y$ , mas isso não vem ao caso aqui.



tulos 3 e 5, temos, então, formalmente:

OI:

PPSI

$(x_i^L \text{ e } x_j^R \text{ não estão causalmente conectados}) \rightarrow$

$$p_\lambda(x_i^L \text{ \& } x_j^R | d_i^L, d_j^R) = p_\lambda(x_i^L | d_i^L, d_j^R) p_\lambda(x_j^R | d_i^L, d_j^R)^{91}.$$

PI:

PPSI

$(x_i^L \text{ e } d_j^R \text{ não estão causalmente conectados}) \rightarrow$

$$p(x_i^L \text{ \& } d_j^R | d_i^L, \lambda) = p(x_i^L | d_i^L, \lambda) p(d_j^R | d_i^L, \lambda).$$

e

PPSI

$(x_j^R \text{ e } d_i^L \text{ não estão causalmente conectados}) \rightarrow$

$$p(x_j^R \text{ \& } d_i^L | d_j^R, \lambda) = p(x_j^R | d_j^R, \lambda) p(d_i^L | d_j^R, \lambda)^{92}.$$

Essa análise de Butterfield traz contribuições significativas. Em particular, dois pontos merecem destaque. Primeiro, ela exhibe claramente o papel das restrições relativistas na condição OI. Segundo, elucida o papel de PPSI em ambas as condições de Jarrett. Isso mostra que as restrições relativistas *per se* não as asseguram.

No entanto, a análise apresenta aspectos ainda obscuros. Inicialmente, não é evidente que probabilidades envolvendo *parâmetros*, como  $p(d_j^R | d_i^L, \lambda)$ , sejam bem definidas em todas as situações experimentais. Por exemplo, nas situações ordinárias é comum atribuir-se a escolha do parâmetro à vontade do experimentalista, e neste caso parece difícil definir probabilidades fixas.

Outra dificuldade, aparentemente mais séria, surge quando

---

<sup>91</sup> Ou, se as probabilidades individuais não são zero,

$$p_\lambda(x_i^L | d_i^L, d_j^R, x_j^R) = p_\lambda(x_i^L | d_i^L, d_j^R), \text{ etc.}$$

<sup>92</sup> Ou, se as probabilidades individuais não são zero,  $p_\lambda(x_i^L | d_i^L, d_j^R) = p_\lambda(x_i^L | d_i^L)$ , etc. Ressalvamos que Butterfield não escreve explicitamente essas relações formais para expressar PI; porém elas decorrem do que ele diz em várias passagens.

examinamos mais de perto a interpretação da condição PI. No caso de OI é natural que  $\{\lambda, d_I^L, d_J^R\}$  seja tomado como o *screen-off*. Porém não está claro por que devemos tomar  $\{\lambda, d_I^L\}$  como o *screen-off* de  $x_I^L \underline{e} d_J^R$ , e  $\{\lambda, d_J^R\}$  como o *screen-off* de  $x_J^R \underline{e} d_I^L$ . Butterfield reconhece parcialmente esse ponto, e apresenta a análise original de Jarrett como uma alternativa para a compreensão de PI, salientando, porém, que também nesta análise são necessárias assunções-extra, além das restrições relativistas. Butterfield procura detectar o uso implícito de um princípio do tipo de PPSI por Jarrett, quando este alega que de correlações entre  $x_I^L$  e  $d_J^R$  não *screened-off* decorreria uma ação causal entre ambos. Jarrett rejeita como uma “conspiração” inacreditável o estabelecimento de correlações entre  $x_I^L$  e  $d_J^R$  em seu passado comum. Em outros termos, ele não considera razoável a suposição de que fatores no passado comum de  $x_I^L$  e  $d_J^R$  possam prescrever correlações entre ambos, de modo que se correlações forem observadas, terão de ser atribuídas a uma ação causal direta<sup>93</sup>. Mas isso parece em conflito com a relatividade. No fim das contas, então, PI fica assegurada de modo forte, e uma violação da fatorizabilidade, F, deve ser atribuída a a uma violação de OI.

Butterfield concorda com essa conclusão, mas não desiste de sua interpretação de PI. Para tanto, busca, na última seção do artigo, modificar a interpretação usual da variável oculta,  $\lambda$ . A idéia básica é ampliar o sentido original de  $\lambda$ , tomando-a como regiões inteiras do espaço-tempo no passado dos eventos de seleção de parâmetros e de medida. Várias possibilidades são exploradas, mas em qualquer caso a análise requer um distanciamento radical da interpretação ordinária de  $\lambda$  como a caracterização do estado oculto completo *do sistema-objeto*. Butterfield vê essa modificação como uma vantagem, pois torna OI e PI mais fortes, e portanto mais intrigante sua violação.

---

<sup>93</sup> Na verdade, esse não é um ponto original de Jarrett, tendo sido notado anteriormente por vários autores, entre os quais destacam-se Shimony e Redhead.



## Capítulo 7

### *A Descrição Física da Realidade*

*Todos os homens têm, por natureza, o desejo de conhecer.*

Aristóteles<sup>94</sup>

*Beyond all practical, psychological, social, aesthetic, and moral questions, the problem of what is has always been considered by the author to be the central one, with which all the other questions must be linked in such a way that their answers depend on its solution.*

B. d'Espagnat<sup>95</sup>

*Understanding will come, therefore, only if we allow ourselves to indulge in a little metaphysics, only if we ask ourselves what "non-local" theories tell us about the world. This is more than a little frightening to those of us who are the metaphysically repressed children and grandchildren of the Viennese diaspora. But duty calls, so sin, if sin we must.*

D. Howard<sup>96</sup>

---

<sup>94</sup> *Metafísica I* 1980a 25.

<sup>95</sup> D'Espagnat 1983, p. 1.

<sup>96</sup> Howard 1989, p. 225.

### 7.1. *Microfísica: Desafio ao Realismo Científico ?*

*Modern quantum physics, in its 'Copenhagen interpretation', became one of the main standard bearers of philosophical obscurantism. In the new theory Bohr's notorious 'complementarity principle' – merged subjectivist positivism and anti-logical dialectics and even ordinary language philosophy into one unholy alliance. [...] This led to a defeat of reason within modern physics and to an anarchist cult of incomprehensible chaos.*

I. Lakatos<sup>97</sup>

*[The Copenhagen interpretation is] the greatest sophism in the history of science.*

H.D. Zeh<sup>98</sup>

Indicamos na Introdução deste nosso trabalho que desenvolvimentos nos fundamentos da física desencadeados pelo advento da MQ têm sido objeto de diversas discussões de caráter filosófico. Iremos agora retomar esse assunto, havendo já inspecionado alguns dos tópicos mais salientes relativos àqueles desenvolvimentos. Adentraremos, pois, um terreno pantanoso, pouco ou insatisfatoriamente explorado. Naturalmente, não alimentamos a pretensão de solucionar as múltiplas e magnas questões que se apresentam, mas tão-somente contribuir modestamente para a identificação de algumas delas e sua formulação em termos mais apropriados.

Na verdade, uma parte dessa empresa já foi encetada no capítulo 2, onde procuramos aclarar um pouco as noções e argumentos envolvidos no debate filosófico acerca do realismo científico. No final do capítulo, iniciamos brevemente a exposição de alguns posicionamentos típicos a respeito das implicações que as características conceituais da MQ e resultados recentes na microfísica teriam para a discussão sobre o realismo científico. Em particular, encon-

---

<sup>97</sup> Lakatos 1970, p. 145.

<sup>98</sup> *Apud* Deutsch 1985, p. 14.

tramos ali alegações no sentido de que tais implicações são fortes e de cunho negativo, relativamente à posição realista. Alegações desse teor vêm se repetindo desde as investidas iniciais de Bohr e seus companheiros, freqüentemente com um pretendido apoio adicional nos resultados recentes de bloqueio das TVOs. Um dos objetivos centrais deste capítulo é o de opor resistência a essa linha de argumentação.

Quanto a isso, movem-nos três motivos gerais: 1) a aparente implausibilidade da afirmação de que é possível refutar a doutrina filosófica do realismo científico por meio de considerações puramente científicas; 2) a freqüente confusão, nos argumentos, do realismo científico propriamente dito, com posições filosóficas mais fortes; e 3) a possibilidade lógica, e talvez mesmo a desejabilidade física e filosófica do desenvolvimento de uma ontologia não-clássica, a ser inserida dentro do referencial teórico da MQ ou de outra teoria empiricamente adequada, permitindo sua interpretação realista. Essas três teses guardam relações de suporte mútuo e nossa exposição não as tratará de modo completamente estanque.

A primeira tese apresenta um certo grau de auto-evidência e seu questionamento só surge, a nosso ver, quando se tem uma visão inadequada da natureza da filosofia e da ciência. Infelizmente, a literatura acerca dos problemas de fundamentos da física que abordamos neste trabalho mostra que isso ocorre com relativa freqüência. É desconcertante observar com que facilidade encontram-se afirmações tão fortes em conteúdo quão fracas em suas bases de sustentação<sup>99</sup>. Naturalmente, uma investigação da natureza da

---

<sup>99</sup> Um influente artigo de divulgação da autoria de Bernard d'Espagnat, "The quantum theory and reality" (d'Espagnat 1979), traz o seguinte subtítulo: "A doutrina segundo a qual o mundo é feito de objetos cuja existência independe da consciência humana está em conflito com a mecânica quântica e com fatos estabelecidos experimentalmente". É justo alertar, porém, que no corpo do artigo o autor é mais comedido, e coloca a refutação do realismo como *uma das* possíveis conseqüências da violação experimental das desigualdades de Bell. Asher Peres conclui um artigo com a frase: "Qualquer tentativa de se injetar realismo nas teorias físicas está

filosofia nos conduziria para muito além de nossos objetivos. Queremos, no entanto, ressaltar que ao nos pronunciarmos desse modo não pretendemos resvalar para o extremo oposto, defendendo a independência *absoluta* da filosofia com relação à ciência. Não obstante sua popularidade entre filósofos contemporâneos, essa posição tem sido questionada por alguns deles, sendo mister destacar, a esse propósito, o interessante ensaio de Popper, “The nature of philosophical problems and their roots in science”, inserto em seu *Conjectures and Refutations* (Popper 1972). Admitimos mesmo uma dependência que extrapola os limites da tese correlacionada de que a filosofia da ciência apóia-se parcialmente na história da ciência. Acreditamos que a visão de mundo fornecida pela ciência pode alterar de modo significativo o referencial no qual se apresentam alguns dos problemas tradicionais da filosofia. Exemplos particularmente importantes são o problema mente-corpo e o problema do livre-arbítrio. Sua discussão naturalmente pressupõe uma ou outra concepção de matéria, e se esta vier a se alterar, os termos da discussão podem ter que ser modificados. Ora, os desenvolvimentos na microfísica que analisamos neste trabalho inequivocamente indicam a necessidade de revisões profundas na concepção clássica de matéria, caso se insista, como defendemos, em uma interpretação realista das teorias físicas. Retomaremos esse assunto mais abaixo.

Por enquanto, enfatizamos que o que estamos rejeitando são as afirmações de que a doutrina filosófica do realismo científico foi comprometida, ou mesmo refutada, pelos resultados de limitação que analisamos nos capítulos precedentes. Na verdade, afirmações anti-realistas começaram a surgir logo após a criação da MQ, o que

---

fadada a levar a inconsistências” (Peres 1985, p. 205). Outro artigo, “Quantum realism: Naïveté is no excuse”, de Richard Healey, tem o propósito declarado de mostrar que os resultados recentes na microfísica representam “as objeções mais fortes atualmente disponíveis contra uma forma particularmente simples e convidativa de realismo quântico” (Healey 1979, p. 121).

é ainda mais surpreendente. Como se sabe, sob a influência de Bohr, desenvolveu-se a idéia de que, em um certo sentido, essa teoria havia exibido o limite máximo do conhecimento humano da matéria. Foram concebidos vários argumentos para essa tese, alguns de embasamento físico, outros evocando componentes pretensamente filosóficos. Não nos ocuparemos aqui da análise desses argumentos; apenas indicaremos, em seus traços gerais, as razões que nos persuadem de sua irrelevância.

Historicamente, os primeiros argumentos anti-realistas de algum modo apoiavam-se na famosa doutrina da perturbação no ato da medida. A existência do “quântum de ação” implicaria a “ineliminabilidade” da perturbação, que obstaría, assim, a determinação simultânea dos valores de pares de grandezas físicas representadas na teoria por operadores que não comutam. Por um (provável) apelo implícito ao credo positivista dominante na época, inferia-se a futilidade de qualquer referência realista a tais valores. A completude da descrição quântica (que não contempla esses valores) seguiria como uma consequência. Prosseguindo, o fato do “surgimento” de um valor preciso no ato de medida, valor esse anteriormente “inexistente”, era interpretado em termos idealistas: a observação “cria a realidade”.

Cabem aqui algumas observações. Primeiro, conforme já mencionamos no capítulo 3 (notas 9 e 10), análises mais recentes vieram a tornar claro que a assumida perturbação tem relevância apenas para a questão da preparação de ensembles, não para a da medida. Segundo, vimos que o exame da reação de Bohr ao argumento de EPR evidencia que o apelo a essa doutrina tornou-se insuficiente. Ele teve que recorrer a considerações lingüísticas, ou de qualquer modo estranhas à física, expondo-se a um novo tipo de crítica.

Ademais, como também argumentamos no capítulo 3, essa nova manobra de Bohr, mesmo que concedida, têm uma eficácia limitada: o argumento de incompletude de Einstein não é atingido



por ela.

Por fim, já foi apontado na literatura (Vigier 1985) que as concepções bohrianas sobre os limites do conhecimento físico podem ser postas em xeque de um só golpe pela simples formulação de uma teoria consistente e empiricamente adequada mais completa que a MQ. E isso Bohm já nos mostrou como fazer.

Retomando agora as versões das inferências anti-realistas que se ancoram nos resultados de limitação, concedemos, inicialmente, que, em vista da surpreendente generalidade desses resultados, a situação aqui parece de fato ser mais difícil para o realista. Agora ele é desafiado não por uma determinada teoria científica, interpretada de um determinado modo, mas por provas gerais de bloqueio, matemáticas umas, empíricas outras.

Mas o que essas provas impedem? Certamente não o realismo científico diretamente. Limitam, de algum modo, a atribuição de valores a determinadas grandezas físicas pertencentes a determinados objetos quânticos, em determinadas condições. Recapitulando temos, *simplificadamente*, que, assumindo-se que os valores atribuídos guardam relações entre si que espelham as relações algébricas entre os operadores associados às grandezas, as provas algébricas mostram que a atribuição de valores terá, sob a pena de tornar-se inconsistente, que de alguma maneira ser feita depender do contexto experimental de preparação e de medida. E as desigualdades de Bell e seus testes empíricos mostram que no caso de os objetos serem pares embaraçados do tipo EPR a atribuição de valores terá de ser não-local.

Em um raciocínio genérico, alega-se que as provas exibem dificuldades insuperáveis na complementação da MQ, mostrando a correção da tese da completude; e com ela viria o “pacote” ortodoxo inteiro, que inclui algum tipo de anti-realismo.

Um arrazoado mais específico consiste em sustentar-se que o contextualismo acarreta alguma forma de relativismo: a dependência da realidade com relação aos agentes de observação.

Uma primeira objeção simples a esses argumentos resulta da inevitável complexidade das premissas das provas, no sentido apontado por Duhem e Quine. Por exemplo, procuramos mostrar a presença essencial nos resultados algébricos e também nas desigualdades de Bell e demais provas de limitação de assunções do tipo da regra do produto. Um tópico que acreditamos precisar esclarecimento urgente é o das conseqüências do abandono dessas assunções; em particular, é importante determinar suas possíveis ligações com o contextualismo. Não adentraremos esta investigação aqui. Convém ainda lembrar mais uma vez (ver capítulo 5) que os testes experimentais das desigualdades de Bell envolvem inevitavelmente uma série de hipóteses referentes a outras teorias físicas, bem como certas hipóteses específicas, como a de Clauser & Horne, que por vezes ainda são postas em dúvida.

Quanto ao argumento mais específico, notemos que, mesmo que concedido, o contextualismo não necessariamente tem de assumir um caráter *subjetivista*. Procuramos argumentar no capítulo 4 que o contextualismo contemplado pela TVO de Bohm pode e deve ser entendido em bases puramente físicas, objetivas. *Este é um ponto importante para a presente discussão*, mas que fica obscurecido na interpretação-padrão do contextualismo.

No caso das desigualdades de Bell, observemos, ainda, que a condição de localidade *pode* ser abandonada, desde, é claro, que se pague um determinado preço. O preço físico dessa opção é indiscutivelmente elevado. Porém vemos a cada dia mais e mais pesquisadores dos fundamentos da física dispostos a assumi-lo, não somente para se desembaraçarem de objeções anti-realistas, mas também pelo interesse intrínseco da exploração da possibilidade de desenvolvimento de uma física não-local, especialmente tendo-se em vista as intrigantes sutilezas das noções de não-localidade envolvidas<sup>100</sup>.

---

<sup>100</sup> A vitalidade do programa de Bohm, renovada por desenvolvimentos recentes, testemunha bem essa tendência. Também merecem menção os

Uma variante filosoficamente sofisticada dos argumentos anti-realistas baseados nas provas de bloqueio tem sido apresentada por van Fraassen (1980, 1985b, 1989). Ele alega que tais provas impõem limites na busca de explicação para os fenômenos, reforçando assim um dos pilares de seu empirismo construtivo. Conforme vimos no capítulo 2, os argumentos abduativos desempenham um papel determinante na defesa do realismo científico, e a estratégia de van Fraassen consiste tanto em desqualificar essa forma de argumento como em bloquear a sua aplicação. É neste último passo que ele recorre aos resultados negativos contra as TVOs, que mostrariam que a busca de explicações nem sempre é possível, ou pelo menos desejada, na ciência. Em particular, van Fraassen refere-se às correlações de EPR-Bell. Outros autores, entre os quais Fine (1989), Teller (1989) e d'Espagnat (1983), também se posicionam pela aceitação dessas correlações como um fato elementar, para o qual não se deve, ou pode, buscar explicações. Tanto van Fraassen como Fine comparam essa situação com a que envolveu a mudança de atitude frente ao fenômeno do movimento retilíneo uniforme no século XVII. Do mesmo modo que a física moderna deixou de considerar esse tipo de movimento como requerendo uma explicação, assim também a física pós-Bell deve tomar as correlações quânticas como "naturais", e talvez mesmo empregá-las como base para a explicação de outros fenômenos.

Esse raciocínio tem, inegavelmente, um apelo forte, não somente em função da apropriada e tentadora analogia, como também devido às dificuldades de grande monta de se encontrar explicações plausíveis para as correlações. Duas objeções de ordem

---

trabalhos de Ryff 1986, 1989, 1990, 1991 e 1992, por investigarem de modo original situações experimentais que possam em princípio delimitar a natureza da não-localidade quântica. Gostaríamos ainda de nos referir ao programa realista não-local sem variáveis ocultas que está sendo desenvolvido por Arthur Jabs (Jabs 1988); voltaremos a falar dessa proposta mais abaixo.

geral podem, todavia, ser levantadas. Primeiro, o argumento de van Fraassen, se admitido, mostra apenas que determinados fenômenos devem ser aceitos sem explicação; mas o realista pode manter sua posição apesar disso: basta-lhe poder aplicar o raciocínio abduutivo sobre *outros* fenômenos, onde a explicação seja possível e envolva entidades não-observáveis.

Depois, o resultado dos testes das desigualdades de Bell mostra apenas que um tipo específico de explicação – a explicação por uma causa comum – não é possível para as correlações. Essa explicação é a que mais naturalmente ocorre a quem quer que observe as correlações, e funciona exemplarmente bem nos fenômenos ordinários de correlação formalmente análogos (ver Chibeni 1992). No entanto, há *em princípio* várias outras formas de explicação, a começar por aquelas que postulam um mecanismo de ação não-local. Também sempre é lembrada a possibilidade de os resultados serem determinados por eventos na intersecção do passado dos cones de luz dos eventos de ajuste dos parâmetros e de obtenção dos resultados (ver o final da seção 6.5). Contra a primeira dessas explicações pesa o possível conflito com a teoria da relatividade; contra a última, a extrema implausibilidade, em termos intuitivos (ela é comumente denunciada como “conspiradora”). Poderíamos citar ainda outras propostas de explicação, como a dos “modelos prisma” e a dos “modelos de sincronização”, de Fine (1979, 1982c), que estão sujeitas a acusações semelhantes de artificialidade. Alguns pesquisadores (e.g. Stairs 1984) têm ainda defendido que a adoção de uma lógica quântica possibilita a explicação das correlações e de outros enigmas da MQ<sup>101</sup>.

---

<sup>101</sup> Nossa posição frente à lógica quântica pode ser resumida nos seguintes termos. Razões teóricas e experimentais conduziram à criação da MQ. As proposições dessa teoria podem ser correlacionadas a subespaços de espaços de Hilbert. Portanto essas proposições concatenam-se em uma lógica não-clássica. Mas alguns lógicos que se dedicaram a investigar essa lógica foram mais longe: *assumiram* que a lógica das proposições acerca do micromundo é uma lógica quântica, e então pretenderam usar isso para *explicar* os problemas físicos que

Seja qual for o juízo que se faça a respeito dessas explicações alternativas do fenômeno das correlações, o ponto que nos interessa aqui é simplesmente que sua simples existência parece invalidar as inferências fortes dos anti-realistas. Afinal, não é lícito rejeitar *a priori* a possibilidade de a realidade física apresentar aspectos que contrariem nossa intuição física, adquirida no trato com os objetos ordinários. A esse propósito, é interessante a observação de Elie Zahar de que “todas as grandes revoluções científicas fizeram-se acompanhar por um aumento da coerência matemática e por uma perda (temporária) de inteligibilidade” (1989, p. 108). Digna de nota, ainda, é sua afirmação de que

essa perda de inteligibilidade psicológica de nenhum modo acarreta uma ruptura do realismo. Pelo contrário: quanto menos inteligível for uma teoria empiricamente bem sucedida, mais temos de sentir que através dela ganha-se acesso a uma realidade independente da mente humana, e portanto de seus preconceitos (p. 263).

Ainda com referência a van Fraassen, notemos que a argumentação que ele apresenta em seu artigo de 1989 é mais específica do que a argumentação que expusemos acima (e que comparece em seu *The Scientific Image*). Nele van Fraassen direciona sua crítica ao que denomina “*realismo epistêmico*”, que consiste na asserção de que

expectação razoável sobre eventos futuros só é possível com base em algum entendimento (ou razoável certeza) dos mecanismos causais que os produzem (1989, p. 98).

Van Fraassen sustenta então que essa posição “é refutada

---

isso para *explicar* os problemas físicos que levaram ao surgimento da MQ. Vemos com ceticismo essa proposta de que uma lógica, qualquer que ela seja, pode levar à *compreensão* de problemas de ordem física.

pelo argumento da desigualdade de Bell” (p. 97). É evidente que se trata de uma posição que *prima facie* difere do realismo científico tal qual o caracterizamos no capítulo 2, em acordo, aliás, com o próprio van Fraassen em seu livro.

Embora van Fraassen não comente ou mesmo aponte essa diferença, podemos talvez presumir, a partir de nossa análise acima, que ele pretende tornar seu alvo mais circunscrito, evitando a *primeira* das objeções que apontamos (de que o argumento mostra apenas que um determinado fenômeno não tem explicação). De fato, se admitirmos, com van Fraassen, que temos bases razoáveis para crer na persistência das correlações quânticas (por serem dedutíveis da MQ, por exemplo), e limitarmos as explicações às que recorram a uma causa comum, então os resultados de Bell significarão a refutação do “realismo epistêmico”. Porém, mais uma vez, perguntamo-nos por que estaríamos obrigados a aceitar as premissas desse argumento, especialmente a segunda<sup>102</sup>.

O ataque de van Fraassen ao “realismo epistêmico” instancia um problema comum na literatura de filosofia da física. Muito embora não caiba qualquer dúvida de que van Fraassen compreende a distinção entre essa noção e o realismo científico propriamente dito, são comuns as confusões que outros autores fazem do realismo com posições mais fortes do que o realismo científico, e portanto mais sujeitas a crítica. Um caso importante é a confusão do realismo com o *determinismo*<sup>103</sup>. Embora ela ainda hoje continue sendo feita, ocorreu mais freqüentemente ao longo do debate histórico sobre a interpretação da MQ.

Segundo argumentação de Popper 1982 e de Nicholas Maxwell 1988, as origens dessa confusão (que tanto choca o filósofo-

---

<sup>102</sup> Uma crítica extensa do argumento de van Fraassen 1989 pode ser encontrada em Stairs 1984. (Note-se que o artigo de van Fraassen é uma versão ligeiramente ampliada de um artigo publicado em 1982; ver Referências.)

<sup>103</sup> Outro caso estranho é o do “realismo macroscópico”, de Leggett & Garg 1985 e Leggett 1986; ver também Foster & Elby 1991.

fo) ligam-se à adoção da interpretação subjetivista da probabilidade, acoplada à crença de que a MQ é completa. Nas palavras de Popper (p. 50):

Foi essa crença errônea de que temos que explicar o caráter probabilístico da teoria quântica através de nossa (alegadamente necessária) falta de conhecimento, ao invés de explicá-lo pelo caráter estatístico de nossos problemas, que levou à intrusão do observador, ou sujeito, na teoria quântica. Ela levou a essa intrusão porque a opinião de que uma teoria probabilística é o resultado de falta de conhecimento leva inescapavelmente à interpretação subjetivista da teoria da probabilidade; ou seja, à opinião de que a probabilidade de um evento mede o grau de conhecimento (incompleto) de alguém acerca do evento, ou de sua 'crença' nele.

E Maxwell (pp. 40-1):

Desastrosamente, todo mundo confundia essas duas questões distintas nos anos 1926-1935. De um lado, Bohr, Heisenberg e Born argumentavam pelo abandono do determinismo-e-micro-realismo; do outro, Einstein e Schrödinger argumentavam pela retenção do determinismo-e-micro-realismo [...].

Uma parte da razão para a falha generalizada em distinguir [as duas questões] era esta. Na época, todos tendiam a assumir irrefletidamente as interpretações subjetivistas da probabilidade. Ambos os grupos, o de Bohr e o de Einstein, tendiam a assumir que uma teoria física probabilística não podia versar sobre a *realidade*, mas apenas sobre o *nosso conhecimento incompleto da realidade*. Assim, o abandono do determinismo parecia a todos trazer consigo a implicação de que o micro-realismo tinha de ser abandonado também. Einstein e Schrödinger, relutantes em abandonar o realismo, sentiam-se forçados a apegar-se também ao determinismo; Bohr e Heisenberg, vendo a necessidade premente de abandonar o determinismo, sentiam-se compelidos a abandonar também o realismo. Desse modo, ninguém era capaz de vislumbrar a opção óbvia.

Achamos essa argumentação plenamente convincente, e gostaríamos de ressaltar que tanto Popper como Maxwell usam-na não apenas como uma explicação histórica, mas também como uma peça na montagem de sua argumentação realista. Ambos os filósofos propõem a interpretação das probabilidades irreduzíveis da

MQ em termos de “propensidades” objetivas<sup>104</sup>. Isso implica, naturalmente, a necessidade de se introduzir uma ontologia não-clássica. Aqui está a “opção óbvia” de Maxwell: o “*micro-realismo probabilístico*”, em termos de objetos não-clássicos a que ele denomina “propênsitos discretos”.

Bem, já estamos no âmbito da terceira razão que apontamos no início deste capítulo para a rejeição das inferências anti-realistas a partir da situação na microfísica. Antes de prosseguirmos, é conveniente ensaiar uma exposição mais sistemática da idéia do fornecimento de uma ontologia quântica. É o que faremos na seção seguinte.

## **7.2. A Descrição Física da Realidade: Limites e Perspectivas**

*The truth about physical objects must be strange.*

B. Russell<sup>105</sup>

*Instead of trying to invent a new kind of physical object – appropriate to the character of the new theory, physicists rather persisted in the attempt to interpret the new theory in terms of old, inappropriate, deterministic objects – the point-particle and the field –, lapsing into instrumentalism and positivism when this utterly misguided attempt failed. [...] Insofar as the physics community, by and large, accepts orthodox quantum theory as unproblematic, and does not actively seek a better alternative, it has lost interest in the noble quest of the presocratics. As Einstein realized with anguish, the soul of natural philosophy has been betrayed. The quest to understand has disintegrated into expert puzzle solving, and the hunt for Nobel prizes and defense contracts.*

N. Maxwell<sup>106</sup>

---

<sup>104</sup> Ressalvemos, todavia, que as noções de propensidade adotadas por eles diferem substancialmente.

<sup>105</sup> Russell 1983, p. 19.

<sup>106</sup> Maxwell 1988, pp. 42 e 43.



Afirmamos na introdução desta tese que a MQ singulariza-se entre as demais teorias físicas por não possuir uma ontologia claramente definida. Esse fato nem sempre é notado, talvez pelo hábito de se tomar a teoria como se referindo a coisas como fótons, elétrons, átomos, sem que se atente para as dificuldades em se especificar em termos não-ambíguos e intuitivos os *referentes* das palavras ‘fótons’, ‘elétrons’, ‘átomos’, etc. No nível da aplicação da teoria na coordenação e predição dos fenômenos essas dificuldades podem ser, e de fato são, postas de lado. É somente quando se procura, como indubitavelmente o fez a imensa maioria dos grandes cientistas, compreender e *explicar* os fenômenos que a falta de uma ontologia inteligível se faz sentir. O problema então se torna agudo, e a história das interpretações da MQ mostra bem que a desesperança de resolvê-lo levou, conscientemente ou não, ao abandono desse *desideratum* tradicional da ciência, com a conseqüente adoção de posturas anti-realistas, em uma escala até então nunca vista entre os cientistas. A “doutrina da complementaridade” de Bohr apenas contribuiu para disfarçar o problema, ao sugerir uma ontologia ambígua e a rigor inconsistente. Como instanciam declarações do próprio Bohr, ela na verdade significa uma adesão ao instrumentalismo ou ao relativismo.

Acreditamos haver hoje indícios, fracos embora, de esgotamento desse programa anti-realista na física. Por um lado, a interpretação de Copenhague vem sofrendo ataques vigorosos, e são cada vez mais raros os seus defensores entre os pesquisadores dos fundamentos da MQ. Por outro lado, o desenvolvimento das provas de bloqueio – com um ponto alto nos resultados de Aspect – definiu mais claramente as limitações das ontologias clássicas, e com isso delineou-se de modo mais seguro o referencial dentro do qual os esforços futuros de concepção de uma nova ontologia deverão situar-se. A partir dessas provas, ficou patente que “saídas fáceis” não existem. Rupturas profundas com a visão de mundo clássica têm de ser admitidas.

Há, todavia, uma ampla latitude de possibilidades, sendo prematuro afirmar agora qual prevalecerá. Em tal situação, parece sensata a recomendação de alguns filósofos da ciência famosos de que se devem explorar seriamente todas as alternativas. Podemos classificá-las em três grandes grupos:

- 1) interpretação dos muitos-mundos;
- 2) teorias de variáveis ocultas; e
- 3) teorias com ontologias de potências.

A avaliação ou a mera exposição sistemática de cada uma dessas vertentes realistas ultrapassa o escopo deste trabalho. Destacaremos apenas alguns pontos que nos parecem mais relevantes para os nossos presentes propósitos.

A interpretação dos muitos-mundos (*The many-worlds interpretation of quantum mechanics*),<sup>107</sup> representa uma aplicação extrema da navalha de Occam no nível nomológico e do princípio oposto no nível ontológico. Na expressão provocativa de um de seus mais brilhantes defensores em nossos dias, essa interpretação “é a única interpretação da MQ que propõe que essa teoria é estritamente verdadeira”<sup>108</sup>. Essa assertiva deve ser entendida no sentido de que a interpretação assume que a função de onda do Universo constitui a realidade última e completa, e que ela obedece estritamente à equação de Schrödinger. A interpretação escapa, assim, ao dilema formulado por Bell (1987a, p. 41), de que (em uma interpretação realista) “a função de onda, tal qual dada pela equação de Schrödinger, ou não é tudo, ou não é correta”. Para conciliar isso com o caráter definido de nossas observações (não vemos gatos de Schrödinger), inventou-se a idéia de postular uma infinidade não-denumerável de universos, cada um dos quais corresponden-

---

<sup>107</sup> Everett 1957, Wheeler 1957, DeWitt 1970, 1971.

<sup>108</sup> David Deutsch, conferência proferida em Oxford em 1987.

do a uma possibilidade contemplada na teoria; assim, tudo o que é possível aconteceria (em um determinado mundo). Não examinaremos aqui as diversas variantes dessa proposta,<sup>109</sup> nem as várias dificuldades técnicas que encontra<sup>110</sup>. Tais dificuldades, somadas ao inchaço ontológico, estragam a atração que a proposta ganha ao não modificar, nem aumentar<sup>111</sup> o formalismo quântico de Schrödinger, resolvendo, além disso, o problema da medida. Por isso, neste trabalho não adentraremos a investigação dessa interpretação.

Nos capítulos anteriores, analisamos os principais resultados de limitação contra as TVOs, e inspecionamos com alguma extensão a teoria paradigmática de Bohm. Há, aqui também, variantes que, ao nosso ver, não apresentam novidades conceituais dignas de nota. Uma TVO resolve o problema ontológico da MQ rejeitando o dilema tradicional *partícula ou onda*, propondo que a realidade é formada de partículas “guiadas” por ondas. Tais ondas são de natureza não-ordinária (as funções de onda quânticas) e respondem pelos aspectos bizarros da realidade, como as ações não-locais. A assimilação dessa não-localidade explícita e em princípio controlável é, sem dúvida, o principal problema físico dessa proposta realista para a microfísica. Outra objeção freqüentemente levantada, e à qual os defensores da interpretação ortodoxa costumam dar muita importância, é a introdução de sofisticações ontológicas e nomológicas sem qualquer ganho empírico (se a teoria tiver que concordar com as predições estatísticas da MQ). Aqui os proponentes das TVOs podem contra-argumentar lembrando que o ganho em poder explicativo é enorme, se comparado à MQ interpretada de modo ortodoxo. Outra vantagem que se costuma apontar é o resta-

---

<sup>109</sup> Ver e.g. Healey 1984; Geroch 1984; Stein 1984.

<sup>110</sup> Ver por exemplo Deutsch 1985, Shimony 1986 (apêndice), e especialmente Foster & Brown 1988.

<sup>111</sup> Ver, porém, a crítica de Foster & Brown 1988, para a necessidade de qualificação desta afirmativa.

belecimento do determinismo. Ao nosso ver, esta constitui antes uma séria *desvantagem*, e a razão principal de nossa antipatia pelas TVOs deterministas; esse juízo não é revertido nem mesmo pela indiscutível e cabal resolução do problema da medida, que consideramos o principal ponto a favor de tais teorias (ver mais adiante para detalhes).

A terceira proposta realista listada acima é a que apresenta o maior número de variantes, e a que vinha até recentemente recebendo menos atenção. Em consequência desses dois fatores, ela tem um caráter mais vago do que as anteriores. O elemento que, ao nosso ver, melhor identifica o programa é a assunção de que a realidade é constituída de objetos com certas propriedades qualitativamente diferentes das propriedades clássicas, referidas pelos nomes *potências*, *latências* ou *propensidades*. Assim, em determinados estados um objeto pode não “possuir” uma propriedade clássica, como por exemplo uma posição bem definida. Nesse caso “possuirá” uma “posição em potência”, ou “latente”, ou uma “propensidade para estar em tal posição”, que se atualizará de um modo ou de outro dependendo da evolução do estado do objeto.

Na verdade, aqui reside o grande problema do programa: a especificação das condições em que essa atualização se daria e das leis que regeriam o processo. É, em outros termos, o espinhoso problema do “colapso da função de onda” da interpretação de Copenhague, que ela empurra para debaixo do tapete. Aqui, porém, ele tem de ser enfrentado a todo custo e as propostas de solução são tão numerosas quão insatisfatórias. E mais: como agora a função de onda é “reificada”, o problema fica complicado pela não-localidade (que a interpretação ortodoxa de alguma maneira dissociava da realidade física e as TVOs assumem explicitamente como um aspecto dessa realidade). Como a equação de Schrödinger não pode, por sua linearidade, descrever o processo de colapso, o presente programa insere-se no segundo ramo do dilema de Bell, mencionado acima. A crença de que, ao contrário

do que pregava Bohr, a transição de estado que ocorre durante o colapso *pode* ser objeto de investigação e descrição sistemática constitui outro elemento central de caracterização do programa.

Esse programa realista engloba muitas propostas, de diferentes níveis de elaboração, algumas compatíveis entre si, outras não. Julgamos interessante classificá-las segundo a natureza do mecanismo sugerido para a atualização das potências, ou colapso. Segundo esse critério, caem em três grupos: a) as que atribuem o colapso a fatores físicos; b) as que o atribuem a fatores extra-físicos; e c) as neutras. (A identificação dessas propostas na literatura não pode ser feita sem ressalvas, pois raramente a questão é discutida explicitamente nos termos em que a colocamos)

Dentro do primeiro grupo podem ser destacadas as seguintes propostas:

1. Atribuição da atualização das potências à interação do objeto quântico com um objeto macroscópico: ela se deveria às propriedades termodinâmicas do objeto. A proposta típica aqui é a de Daneri, Loinger & Prosperi (DLP, 1962).

2. Atualização devida à transformação de massa de repouso em outras forma de energia: proposta dos “propensitons discretos”, de Nicholas Maxwell (1982, 1988).

3. Atualização devida a fatores gravitacionais: proposta de Roger Penrose 1990.

As propostas do segundo grupo, que atribuem a atualização à intervenção de uma entidade “mental” extra-física, caem em dois sub-grupos:

4. A “mente” que desencadeia o processo de atualização é a de um ser consciente (e.g. um ser humano); essa idéia parece ter sido sugerida por von Neumann, e endossada por London & Bauer

e Wigner, em alguns de seus textos<sup>112</sup>.

5. A “mente” pode ter um caráter rudimentar (“protamente”) e estar “associada” até mesmo a partículas elementares. Essa proposta, inspirada em idéias de Leibniz e Whitehead, tem sido apresentada por Shimony, Stapp e Burgers<sup>113</sup>.

Finalmente, há as propostas que chamamos ‘neutras’, porque o mecanismo de colapso não é especificado, ou completamente especificado, tornando-as compatíveis com uma causa última de natureza qualquer:

6. “Equações de Schrödinger” não-lineares de Philip Pearle e N. Gisin<sup>114</sup>.

7. Atualização pela localização aleatória dos objetos quânticos com uma dada frequência média: teoria de Ghirardi, Rimini & Weber (GRW)<sup>115</sup>.

8. Teoria dos objetos quânticos extensos, de Arthur Jabs 1988.

Conforme alertamos anteriormente, não pode caber neste trabalho um exame extenso e sistemático dessas propostas, por

---

<sup>112</sup> Von Neumann 1955, Wigner 1970, 1971; para London & Bauer, ver Shimony 1963. Notemos que embora essa proposta possa apresentar alguma semelhança com a doutrina de Bohr, não se confunde com ela, principalmente por se enquadrar dentro de um programa que em um certo sentido se pode dizer realista, enquanto que a outra é de cunho idealista (ao menos em uma de suas variantes). Relembremos que para Bohr o processo do colapso é por princípio inescrutável, enquanto que a presente proposta, se pudesse ser desenvolvida completamente, lhe forneceria uma explicação detalhada, em termos da intervenção, em um instante preciso, de um agente de natureza mental, segundo leis bem definidas e objetivas.

<sup>113</sup> Shimony 1963, 1965, 1971, 1978, 1981 e 1989; Stapp 1979 e 1982; Burgers 1963, 1965.

<sup>114</sup> Pearle 1976, 1979, 1982, 1986; Gisin 1984.

<sup>115</sup> Ghirardi, Rimini & Weber 1986; Benati, Ghirardi, Rimini & Weber 1986, 1987; Bell 1987a.

mais importante que ele seja. Faremos, no entanto, a título de balizamento, algumas considerações breves a seu respeito. As propostas acima enumeradas (bem como algumas outras de menor importância, que omitimos) têm sido objeto de críticas na literatura, sendo justo dizer que no seu atual estágio de desenvolvimento nenhuma está isenta de dificuldades mais ou menos sérias.

A proposta de DLP foi criticada severamente por Tausk (1966, 1967) e, posteriormente, por Zeh 1970; não a consideramos mais uma alternativa viável.

Não obstante a argumentação filosófica sólida de Maxwell a favor do programa de propensidades, sua proposta padece de uma notória indefinição no que diz respeito ao mecanismo específico de atualização, o que é reconhecido pelo próprio autor, e já foi alvo de análise na literatura (Squires 1989); isso não inviabiliza a proposta, mas apenas indica a necessidade de uma maior elaboração.

Observações do mesmo teor aplicam-se à idéia de Penrose.

Já a proposta de Jabs apresenta um grau relativamente elevado de elaboração ao nível da descrição dos objetos quânticos; infelizmente, não avança quase nada no que diz respeito ao mecanismo de colapso (como o próprio autor reconhece). Além disso, algumas distinções ontológicas básicas da teoria não encontram um suporte natural no formalismo, o que a nosso ver retira parte de sua atração.

As duas primeiras propostas “neutras” são as que se encontram em um estágio mais avançado de elaboração, no que concerne à matematização do processo de colapso. A tentativa de descrever matematicamente o colapso, sem uma preocupação explícita com as suas causas físicas, é o traço comum que une essas propostas. Qualquer que seja a concepção metafísica que se tenha, o programa realista na microfísica do tipo que estamos agora tratando necessariamente tem de envolver a formulação de uma dinâmica não-linear, e é neste sentido que os esforços de Pearle, Gisin e GRW devem ser bem vistos por todos. Os dois primeiros

pesquisadores vêm explorando equações não-lineares com diversas características, sem que tenham até o presente encontrado uma que lhes pareça indiscutivelmente superior às demais. Acreditamos, porém, que a dinâmica estocástica unificada para o micro e macro-mundo formulada por GRW seja a mais bem sucedida que dispomos, tanto do ponto de vista técnico quanto conceitual, satisfazendo de modo muito elegante os *desiderata* usuais de uma teoria de colapso<sup>116</sup>. Todavia, ela enfrenta o aparente problema de privilegiar a representação espacial do vetor de estado (as localizações que postula são no espaço tridimensional ordinário). Isso dá margem a objeções espinhosas, como a de Albert & Vaidman 1989, que argumentaram que a teoria não é capaz de fornecer o colapso no caso de certas medidas que não envolvem deslocamentos espaciais macroscópicos da função de onda. Outra potencial objeção poderia ser levantada com base na possibilidade (bastante concreta, a longo prazo) de observação de superposições de estados quânticos macroscópicos, nos experimentos com SQUIDS<sup>117</sup>. Porém recentemente Rae contra-argumentou que os SQUIDS, mesmo que um dia observados em regime de superposição, não seriam capazes de refutar a teoria de GRW<sup>118</sup>. Por fim, a teoria implica uma diminuta não-conservação de energia e não diz nada acerca da não-localidade (que necessariamente tem de estar presente).

Dentre as propostas que postulam a intervenção de fatores mentais, a primeira introduz bem no cerne da física um antropocentrismo radical e, embora não contrarie as nossas experiências indi-

---

<sup>116</sup> Para uma lista de tais *desiderata*, ver e.g. Shimony 1986, seção 12.5.

<sup>117</sup> *Superconducting quantum interference devices*; ver e.g. Leggett 1980, 1984, 1986; Leggett & Garg 1985; Spiller & Clark 1986a, 1986b; Eckern 1986.

<sup>118</sup> Rae 1990; o argumento depende, porém, de certas hipóteses que podem em princípio ser questionadas. Sobre as implicações “filosóficas” da possível observação de SQUIDS, ver também Foster & Elby 1991.



viduais, deve ser por isso rejeitada. Como brincou Shimony, “não devemos tentar desfazer a revolução copernicana” (1986, p. 200). A proposta suscita ainda a questão delicada do acordo intersubjetivo (ver e.g. Shimony 1963).

A proposta das “protomentes” não apresenta esse defeito e talvez possa ser harmonicamente acoplada a uma ou outra das propostas “neutras” acima referidas, que lhe forneceria o suporte físico adequado. Em particular, achamos atrativa a idéia da associação dessa proposta “whiteheadiana” à teoria de GRW: os processos de localização que essa teoria deixa em aberto quanto às suas causas (sendo por isso ditos “espontâneos”) poderiam ser entendidos como determinados ou desencadeados pelos elementos extrafísicos (sejam eles quais forem). Nos artigos citados acima, Shimony e Stapp efetivamente argumentaram nesse sentido de um modo tentador. Retomaremos esse assunto na próxima seção.

### 7.3. Epílogo

*It was not by asking always small questions that physics has achieved its astounding advances. It will surely not be by asking always small questions that the community will some day find the answer to the great question, “How come the quantum?” To ask the right question, however, one must have, as is well known, some glimmer of the answer. It is also old experience that in order to break out of blank puzzlement and into the right question-and-answer circuit, one must try and try again. One must, if necessary, make a fool of oneself many times over, thus following the example of the engine inventor, John Kris, with his familiar words about each new model – “Start her up and see why she don’t work.”*

J.A. Wheeler<sup>119</sup>

Ao longo deste trabalho vimos defendendo o realismo científico. Procuramos examinar os mais importantes resultados teóricos

---

<sup>119</sup> Wheeler 1986, p. 304.

e experimentais de limitação na microfísica, que usualmente têm sido evocados a contra essa posição filosófica, argumentando que o apoio que podem fornecer não é suficientemente firme. Com mais forte razão, as bases anti-realistas históricas da escola de Copenhague também não são sólidas. A atitude frente à microfísica preconizada por Bohr distoa da história da ciência, não se sustenta em uma argumentação filosófica consistente (como a dos grandes filósofos anti-realistas), não decorre dos avanços na física deste século e traz um risco de estagnação das pesquisas em áreas importantes da ciência.

Este último ponto encontra sua maior confirmação no caso do processo de colapso da função de onda. Bohr proclamou-o inescrutável em princípio e, seja por comodismo, seja por uma apego dogmático à autoridade, a comunidade dos físicos assim passou a tratá-lo. Como afirmou W.E. Lamb Jr. recentemente (1986, p. 408), “para a maioria das autoridades, basta dizer ‘Faça-se uma medida’, e ela se faz”. Assim, aquele que Schrödinger considerava “o ponto mais interessante de toda a teoria” quântica (1980, p.329) ficou totalmente esquecido na frente de trabalho principal da física.

Os poucos que ousaram se insurgir contra essa verdadeira afronta ao espírito científico, entre os quais o próprio Schrödinger, Popper, Bohm, e, evidentemente, Einstein, foram ridiculizados e por vezes mesmo desqualificados intelectualmente. O resultado não podia ser outro: passadas quase sete décadas da criação da MQ, o problema do “gato” ainda não tem uma solução satisfatória. E esse problema é absolutamente central, já que sem sua solução simplesmente não podemos compreender como o mundo macroscópico com propriedades bem definidas que observamos pode resultar do mundo microscópico das potencialidades quânticas. O problema é, pois, para o realista, muito mais profundo do que o mero “problema da medida”<sup>120</sup>.

---

<sup>120</sup> S. Hawking teria uma vez afirmado: “When I hear of Schrödinger’s cat, I reach for my gun” (*apud* Zurek 1986, p. 89). Para um exame atualizado do problema da medida na MQ, ver Pessoa Jr. 1992. Para uma aná-

É com um certo alívio que constatamos que nos últimos anos vêm se tornando raros os pesquisadores da filosofia e fundamentos da física que ainda se sentem atraídos por Copenhague. A vanguarda dos pesquisadores parece hoje convencida de que

Por um tempo demasiadamente longo, a aceitação generalizada de uma má filosofia da ciência (uma combinação de copenhaguenismo e instrumentalismo) enegueceu os físicos para a existência de grandes problemas teóricos e experimentais na física, relativos à natureza dos objetos quânticos. (Maxwell 1988, p. 10.)

A posição dos físicos “ordinários” é bem outra, infelizmente; mas resta-nos acalentar a esperança de que com o deslocamento da linha de frente rumo a outra direção essa situação não perdure indefinidamente.

É essa nova consciência que está se materializando nos esforços crescentes de compreensão do mundo no bojo dos três grandes programas realistas na microfísica apresentados na seção anterior. Julgamos metodologicamente incorreta, no presente, qualquer recomendação de abandono de qualquer um deles, dados o pouco tempo já dedicado ao seu desenvolvimento e a magnitude das questões envolvidas. Isso não nos impede, no entanto, de apresentar argumentos a favor de um ou de outro, e de fato nos permitimos enumerar acima algumas das razões que nos inclinam para o terceiro programa e, dentro dele, para um determinado conjunto de propostas. Essas razões levam em conta não apenas os aspectos técnicos, mas também, e em grande medida, os filosóficos. Queremos agora nos deter um pouco mais sobre *alguns* destes últimos, *apenas ilustrativamente*.

Se, enquanto cientistas e filósofos, estamos procurando elaborar uma imagem coerente e compreensível do mundo, capaz de acomodar, pelo menos de modo aproximado ou programático, a

---

lise incisiva das chamadas “provas de insolubilidade” desse problema , ver Brown 1986a e 1986b.

totalidade de nossas experiências básicas, não podemos nos contentar nem com a postura de Bohr e seus simpatizantes, nem com o mundo da física clássica. No primeiro caso, estaríamos renunciando à coerência e à compreensão do mundo. No segundo, deixaríamos de fora algumas de nossas mais fundamentais experiências e entavando de modo aparentemente irremediável a possibilidade de resolução de alguns dos problemas centrais da metafísica e da epistemologia.

A esse respeito, gostaríamos de destacar a questão do livre-arbítrio. Consideramos a experiência da liberdade de nossa vontade e ações tão fundamental quanto as experiências sensoriais, e por esse motivo julgamos inaceitável qualquer sistema científico-filosófico que impossibilite a sua ocorrência. É o que acontecia na física clássica. O mundo determinista de Newton-Maxwell-Einstein aparentemente não tem lugar para a existência de seres genuinamente livres. Muitos filósofos modernos, percebendo a situação, confessaram estar diante de um enigma insolúvel. Foi o caso de Descartes e Locke. Leibniz tentou resolver o problema recorrendo à estranha idéia da harmonia pré-estabelecida. Outros preferiram classificar a experiência de liberdade como uma ilusão.

Tal estado de coisas não pode deixar de repercutir nas discussões filosóficas sobre a ética. O homem-máquina, pré-programado, não pode ser genuinamente responsável. Essa conclusão parece permear amplos setores do pensamento moderno e contemporâneo, com conseqüências comportamentais evidentes.

Acreditamos que os desenvolvimentos na microfísica enfocados neste trabalho trazem novidades ao palco dos debates. Embora seja incorreto afirmar-se que eles nos forçam uma visão de mundo indeterminista, é indubitável que, pelo menos, tornaram tal visão possível, ou mesmo recomendável. Isso tem um efeito liberalizante sobre o pensamento filosófico acerca do livre-arbítrio e da ética, que ainda está por ser explorado.

É proveitoso analisar o caso de uma voz discordante. Muito

embora escrevendo bem antes que se pudessem sequer vislumbrar os resultados de limitação na microfísica, Carnap já dispunha da MQ, e assumia, seguindo a ortodoxia, que essa teoria é indeterminista (o que em um certo sentido é correto, evidentemente). E não obstante acreditasse que esse indeterminismo havia vindo para ficar, não admitia qualquer conexão disso com as questões do livre-arbítrio e da ética. Em um capítulo de seu *An Introduction to the Philosophy of Science* (1966), intitulado “Causality and determinism”, Carnap argumenta contra o estabelecimento de ligações entre o comportamento determinista ou não da matéria e a existência ou não do livre-arbítrio. Vejamos estas afirmações, que marcam sua divergência com relação à posição que adotamos (e incidentalmente nos apontam um aliado também famoso!):

Não partilho a opinião de Reichenbach, de que se a física tivesse retido a posição clássica do determinismo estrito, não poderíamos falar com sentido em fazer uma escolha, dizer uma preferência, tomar uma decisão racional, ser dados como responsáveis por nossos atos, e assim por diante. Creio que todas essas coisas fazem completo sentido mesmo em um mundo determinista no sentido mais forte do termo.

Se “todas essas coisas” são possíveis em um mundo onde a matéria está sujeita a um determinismo absoluto, então ou são ilusórias ou há uma harmonia pré-estabelecida. Não concebemos outra opção. Carnap parece assumir a primeira delas.

É interessante notar agora que esse filósofo vai mais longe, e argumenta, em oposição ao que defendemos, que em um mundo *indeterminista* a liberdade genuína (também ?) é impossível: nossos corpos agiriam de forma aleatória, fugindo ao “nosso” controle.

Tocamos aqui uma questão crucial: o que quer dizer o “nosso” na frase precedente? Se “nós”, enquanto seres pensantes, formos meros epi-fenômenos de um mundo material (assim como o calor é o resultado do movimento molecular), então Carnap tem

razão em suas opiniões: há tanto sentido em se falar em livre-arbítrio quer a matéria seja determinista, quer não: em ambos os casos ele será apenas uma ilusão.

Uma alternativa ao materialismo subjacente ao pensamento de Carnap pode parecer fora de moda hoje em dia. No entanto, não cremos que essa posição filosófica possa ser dita estabelecida por argumentos filosóficos ou científicos. Na ausência de restrições científicas – como ficou mais claro após os avanços na microfísica – os argumentos tradicionais dos grandes filósofos do passado em sentido contrário retêm, para nós, o seu peso, diante da (inalterada) evidência dos sentidos e da introspecção.

De par com a possibilidade de acomodação natural de nossa experiência fundamental de liberdade no quadro científico-filosófico do mundo, a adoção de alguma forma de dualismo pode frutificar na compreensão mais geral do ser humano e sua capacidade cognitiva. O problema mente-corpo tem, ao longo do tempo, desafiado a engenhosidade dos filósofos, tornando-se agudo a partir da era moderna, em vista da nova concepção de matéria. O mundo mecânico da física clássica era inóspito ao espírito, que não podia atuar sobre a matéria, determinada em todos os seus movimentos, nem podia, aparentemente, ser influenciado por ela. Como pode o evento mental de decidir levantar o braço desencadear esse movimento corporal? E como o movimento de determinados corpúsculos de determinadas formas pode produzir no espírito uma sensação de vermelho, de um som agudo, de uma dor?

Não se veja nessas considerações qualquer insinuação de que com a nova visão de mundo que vai emergindo vagarosamente das investigações nos fundamentos da física esse escabroso problema filosófico resolveu-se, ou se dissipará facilmente. Não; ele permanece quase tão obscuro e desafiador como sempre. Sustentamos, entretanto, que nessa visão de mundo – e pensamos aqui mais especificamente na versão que procuramos favorecer na seção precedente – o referencial em que se insere o problema re-

novou-se em alguns de seus aspectos fundamentais, convidando a uma retomada dos esforços de investigação.

A partir do que estudamos, fica claro que a primeira face do problema mente-corpo (como o espírito atua sobre a matéria) é a que mostra esperanças menos remotas de solucionamento. Algumas especulações a esse respeito têm sido avançadas insistentemente por Shimony, e Stapp já tomou o assunto para objeto específico de análise em dois de seus artigos, devendo-se ainda mencionar o trabalho extenso de Lockwood<sup>121</sup>. A sugestão é a de que o espírito desempenharia um papel-chave no processo de atualização das potencialidades quânticas. Mais uma vez, ressaltamos que para fugirmos ao antropocentrismo e outras objeções, esse elemento espiritual não pode circunscrever-se aos seres humanos. É aqui que as idéias de Whitehead poderão talvez ser exploradas.

No caso da segunda face do problema (como a matéria atua sobre o espírito), a situação se nos afigura mais desesperadora. Em que pesem algumas afirmações de Stapp (1982), não vislumbramos qualquer idéia que possa representar um ponto de partida heurísticamente fértil. Temos, por ora, que nos contentar com a observação geral de que o referencial clássico no qual o problema era reconhecidamente intratável foi substituído por outro. Uma noção de matéria com propensidades, e exibindo um holismo completamente estranho à física clássica pode talvez estar “mais próxima” de alguma noção de espírito, acenando perspectivas a longo prazo de compreensão do processo de percepção do mundo exterior.

As considerações que vimos expendendo têm, evidentemente, um caráter especulativo e não-sistemático, sendo aqui exaradas apenas a título ilustrativo. Outro caso que poderia ser abordado de modo pertinente é, por exemplo, o das reformulações radicais dos critérios de individuação dos objetos exigidas pelo holismo imposto

---

<sup>121</sup> Shimony 1963, 1965, 1971, 1978, 1981; Stapp 1982, 1985; Lockwood 1989. Ver também Stapp 1979; Wigner 1970; Squiries 1986; Popper & Eccles 1985.

pela microfísica<sup>122</sup>. Ou, no campo da filosofia da física propriamente dita, o da compreensão de um mundo não-local, talvez multi-dimensional, talvez com uma topologia não-clássica, certamente com uma nova noção de causalidade. Ou, na filosofia da biologia, a re-análise de algumas questões tradicionais, como a do vitalismo, a do sentido teleológico da evolução, etc.

Com isso, pretendemos tão-somente substanciar um pouco nossas afirmações de que embora a microfísica não deva ser entendida como repercutindo diretamente no debate filosófico do realismo científico, a adoção dessa posição epistemológica – recomendada por argumentos de ordem *filosófica* – pode descortinar novos horizontes de investigação, não apenas nos fundamentos da física, mas também em diversas áreas da filosofia.

\* \* \*

*The trouble with the philosophy of quantum mechanics [...] is that as soon as you've found a position, you lose your momentum.*

(Autor desconhecido)<sup>123</sup>

---

<sup>122</sup> Ver Howard 1985 e 1989. É incompreensível que tão pouca atenção tenha sido devotada ao re-exame dessa questão filosófica clássica.

<sup>123</sup> Apud Bub 1989, p. 191.



## **Apêndice**

### **Abreviaturas**

Fornecemos a seguir uma lista das principais abreviaturas usadas neste trabalho. Apenas a título de auxílio mnemônico, indicamos juntamente as relações matemáticas, quando for o caso; consulte-se o texto da seção indicada para a explicação completa dos símbolos.

**A** - Anti-correlação estrita (seção 5.2):  $\text{Esp}(\sigma \cdot a \otimes \sigma \cdot a) = -1$ .

**BCH** - Desigualdade de (Bell) Clauser & Horne (seção 5.3):

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

**C<sub>A</sub>** - Contextualismo amplo (seção 6.3).

**C<sub>R</sub>** - Contextualismo restrito (seção 6.3).

**D** - Determinismo.

**EPR** - Einstein, Podolsky & Rosen.

**F** - Fatorizabilidade de Clauser & Horne (seção 5.3):

$$p_{12}(\lambda, a, b) = p_1(\lambda, a) p_2(\lambda, b).$$

**FUNC** - Regra da relação funcional (seção 4.2):  $[g(A)]_\lambda = g([A]_\lambda)$ .

**FB** - Fatorizabilidade de Bell (seção 5.2):

$$\langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^L \otimes \sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda \rangle = \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_\lambda \rangle \langle [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda \rangle.$$

**GHZ** - Greenberger, Horne & Zeilinger.

**GRW** - Ghirardi, Rimini & Weber.

**JSL** - Jarrett strong locality (seção 3.6):

$$p_{\lambda\rho}[(x_i^L; d_i^L d_j^R) \& (x_j^R; d_j^R d_i^L)] = p_\lambda[x_i^L; d_i^L \emptyset^R] p_\rho[x_j^R; d_j^R \emptyset^L].$$

**LB** - Localidade de Bell (seção 5.2):

$$[\sigma \cdot \mathbf{d}^L]_\lambda \text{ não depende de } \mathbf{d}^R \text{ e } [\sigma \cdot \mathbf{d}^R]_\lambda \text{ não depende de } \mathbf{d}^L.$$

**L<sub>A</sub>** - Localidade ampla (seção 6.3): condição de localidade geral de Einstein-EPR.

**L<sub>R</sub>** - Localidade restrita (seção 6.3): conjunção de PI e OI, descontando-se a forma-produto de OI.

**MQ** - Mecânica quântica.

**OI** - Outcome independence (completude de Jarrett; seção 3.6):

$$p_{\lambda\rho}[(x_i^L; d_i^L d_j^R) \& (x_j^R; d_j^R d_i^L)] = p_\lambda[x_i^L; d_i^L d_j^R] p_\rho[x_j^R; d_j^R d_i^L].$$

**PI** - Parameter independence (localidade de Jarrett; seção 3.6):

$$p_\lambda[x_i^L; d_i^L d_j^R] = p_\lambda[x_i^L; d_i^L \emptyset^R]$$

e

$$p_\rho[x_j^R; d_j^R d_i^L] = p_\rho[x_j^R; d_j^R \emptyset^L].$$

**PPSI** - Past prescribes stochastic independence (seção 6.5): se os eventos  $x$  e  $y$  estão correlacionados sem que um seja a cau-

sa do outro, então há em seu passado comum um evento  $z$  que os *screens-off*.

**RDC** - Regra da distribuição conjunta (seção 4.2):

$$\mu\{ [A]^{-1}(S) \cap [B]^{-1}(T) \} = P_{A,B}^{\Psi}(S \times T).$$

**RE** - Regra do espectro (seção 4.2):  $\{ [A]_{\lambda} \mid \lambda \in \Lambda \} = \{ x \mid P_A^{\Psi}(x) \neq 0 \}$ .

**RP** - Regra do produto (seção 4.2):  $[AB]_{\lambda} = [A]_{\lambda} [B]_{\lambda}$ .

**RS** - Regra da soma (seção 4.2):  $[A + B]_{\lambda} = [A]_{\lambda} + [B]_{\lambda}$ .

**RVA** - Regra da variável aleatória (seção 4.2):  $\mu\{ [A]^{-1}(S) \} = P_A^{\Psi}(S)$ .

**S** - Possibilidade de transmissão de sinais *simpliciter* (seção 6.5).

**S<sub>E</sub>** - Possibilidade de transmissão de sinais por meio dos sistemas Bell-EPR (seção 6.5).

**SS** - Possibilidade de transmissão de sinais superliminares.

**TVO** - Teoria de variáveis ocultas.

## **Referências Bibliográficas**

- ADAM, C. & TANNERY, P. (eds.) *Oeuvres de Descartes*. Paris, Vrin, 1971.
- ALBERT, D.Z. & VAIDMAN, L. On a theory of the collapse of the wave function. In: Kafatos 1989, pp. 1-6.
- ARISTÓTELES. *Metaphysics*. Trad. W.D. Ross. In: *The Complete Works of Aristotle*. The Revised Oxford Translation. J. Barnes, ed., Princeton, Princeton University Press, 1984.
- ASPECT, A. Proposed experiment to test the nonseparability of quantum mechanics. *Physical Review D* **14** (8): 1944-51, 1976.
- . Expériences basées sur les inégalités de Bell. *Journal de Physique*, Colloque C2, supplément au n. 3, Tome 42, pp. C2-63-80, 1981.
- ASPECT, A., DALIBARD, J. & ROGER, G. Experimental test of the Bell's Inequalities using time-varying analyzers. *Physical Review Letters* **49** (25): 1804-7, 1982.
- BALLENTINE, L.E. & JARRETT, J. Bell's theorem: Does quantum mechanics contradict relativity? *American Journal of Physics* **55** (8): 696-701, 1987.
- BELINFANTE, F.J. *A Survey of Hidden Variables Theories*. Oxford: Pergamon Press, 1973.
- BELL, J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics* **1**:195-200, 1964.
- . On the problem of hidden variables in quantum mechanics. *Review of Modern Physics* **38**: 447-452, 1966.

- . Introduction to the hidden-variable question. In: d'Espagnat 1971, pp. 171-81.
- . On the impossible pilot wave. *Foundations of Physics* **12** (10): 989-99, 1981a.
- . Bertlmann's socks and the nature of reality. *Journal de Physique*. Colloque C2, Supplément au n. 3, Tome 42, pp. C2/41-61, mars 1981.
- . The theory of local beables. *Dialectica* **39** (2): 86-96, 1985. (Originalmente publicado em *Epistemological Letters*, March 1976.)
- . Are There Quantum Jumps? In: Kilmister 1987, pp. 41-52. 1987a.
- . *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1987b.
- BENATTI, F., GHIRARDI, C.G., RIMINI, A. & WEBER, T. Quantum Mechanics with Spontaneous Localization and the Quantum Theory of Measurement. Preprint IC/86/331, International Centre for Theoretical Physics, Miramare-Trieste, Italy, 1986.
- . Quantum Mechanics with Spontaneous Localization and the Quantum Theory of Measurement. *Il Nuovo Cimento* **100 B** (1): 27-41, 1987.
- BOHM, D. *Quantum Theory*. Englewood Cliffs, Prentice-Hall, 1951.
- . A suggested interpretation of the quantum theory in terms of "hidden variables" – I. *Physical Review* **85** (2): 166-79, 1952a.
- . A suggested interpretation of the quantum theory in terms of "hidden variables" – II. *Physical Review* **85** (2): 180-93, 1952b.

BOHM, D. & HILEY, B.J. On the intuitive understanding of non-locality as implied by quantum theory. *Foundations of Physics* **5** (1): 93-109, 1975.

———. Measurement understood through the quantum potential approach. *Foundations of Physics* **14** (3): 255-74, 1984.

BOHM, D., HILEY, B.J. & KALOYEROU, P.N. An ontological basis for the quantum theory. *Physics Reports* **144** (6): 321-75, 1987.

BOHR, N. Light and life. *Nature*, 25/3/1933, pp. 421-3, e 1/4/1933, pp. 457-9.

———. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical Review* **48**: 696-402, 1935.

———. Discussion with Einstein on epistemological problems in atomic physics. In: Schilpp 1949, pp. 201-41, 1949.

BROWN, H.R. O debate Einstein-Bohr sobre a mecânica quântica. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, n. 2, pp. 51-89, 1981.

———. O problema da medida em mecânica quântica: Uma avaliação das provas de insolubilidade existentes. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, n. 9, pp. 5-33, 1986a.

———. The insolubility proof of the quantum measurement problem. *Foundations of Physics* **16**: 857-70, 1986b.

———. Nonlocality in quantum mechanics. *The Aristotelian Society*, Suppl. Vol. LXC, pp. 141-59, 1991.

———. Bell's other theorem and its connection with nonlocality. Part I. In: Van der Merwe, Selleri & Tarozzi 1992, p. 104.

- BROWN, H.R. & HOME, D. On a recent state-independent no-go result for hidden variables in quantum mechanics. (Manuscrito não publicado, 1992)
- BROWN, H.R. & REDHEAD, M.L.G. A critique of the disturbance theory of indeterminacy in quantum mechanics. *Foundations of Physics* **11**: 1-20, 1981.
- BROWN, H.R. & SVETLICHNY, G. Nonlocality and Gleason's lemma. Part I. Deterministic theories. *Foundations of Physics* **20** (11): 1379-87, 1990.
- BUB, J. Comment on "Locality and the Algebraic Structure of Quantum Mechanics", by William Demopoulos. In Suppes 1980, pp.149-53.
- . The philosophy of quantum mechanics. *The British Journal for the Philosophy of Science* **40**: 191-211, 1989.
- BUONOMANO, V. A limitation on Bell's inequality. *Annales de l'Institut Henri Poincaré, Sect. A*, **29** (4): 379-94, 1978.
- . Quantum mechanics as a nonergodic classical statistical theory. *Il Nuovo Cimento* **57B** (1): 146-70, 1980.
- . The nonergodic interpretation of quantum mechanics. Relatório Interno n. 321, IMECC, UNICAMP, 1985.
- BURGERS, J.M. The measuring process in quantum theory. *Reviews of Modern Physics* **35** (1): 145-50, 1963.
- . Comments on Shimony's paper [Shimony 1965]. In: Cohen & Wartofsky 1965, pp. 331-42.
- BUTTERFIELD, J. A space-time approach to the Bell inequality. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 114-44.
- CARNAP, R. *An Introduction to the Philosophy of Science*. Ed. Martin Gardner. New York, Basic Books, 1966.

- CHIBENI, S.S. *Problemas com o Realismo em Mecânica Quântica: Uma Análise de Resultados Recentes*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física Gleb Wataghin, UNICAMP, 1984.
- . The EPR-type incompleteness arguments, the Bell inequalities and related topics. (Manuscrito não publicado, 1987.)
- . Descartes, Locke, Berkeley, Hume e o realismo científico. *Primeira Versão*, n. 25, 1990.
- . A incompletude da mecânica quântica. *O Que Nos Faz Pensar*, n. 5, pp. 89-113, 1991.
- . Implicações filosóficas da microfísica. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, Série 3, **2** (2):141-64, 1992.
- . Descartes e o realismo científico. *Reflexão*, n. 57, pp. 35-53, 1993.
- . A inferência abdutiva e o realismo científico. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, Série 3, **6** (1), 1996.
- CHURCHLAND, P.M. The ontological status of observables: In praise of superempirical virtues. In: Churchland & Hooker 1985, pp. 35-47.
- CHURCHLAND, P.M. & HOOKER, C.A. (eds.) *Images of Science*. Chicago, University of Chicago Press, 1985.
- CLAUSER, J.F. & HORNE, M.A. Experimental consequences of objective local theories. *Physical Review D* **10**: 526-535, 1974.
- CLAUSER, J.F., HORNE, M.A. SHIMONY, A. & HOLT, R.A. Proposed experiment to test local hidden-variable theories. *Physical Review Letters* **23**: 880-884, 1969.
- CLAUSER, J.F. & SHIMONY, A. Bell's theorem: Experimental tests and implications. *Reports on Progress in Physics* **41**: 1881-1927, 1978.



- CLIFTON, R.K., REDHEAD, M.L.G. & BUTTERFIELD, J.N. Generalization of the Greenberger-Horne-Zeilinger algebraic proof of nonlocality. *Foundations of Physics* **21** (2): 149-84, 1991.
- . A second look at a recent algebraic proof of nonlocality. *Foundations of Physics Letters* **4** (4): 395-403, 1991.
- COHEN, R.S. & WARTOFSKY, M. (eds.) *Quantum Physics and the Philosophy of A. N. Whitehead* (Boston Studies in the Philosophy of Science, vol. 2.) New York, Humanities Press, 1965.
- CUSHING, J.T. & McMULLIN, E. (eds.) *Philosophical Consequences of Quantum Theory*. Notre Dame, Indiana, University of Notre Dame Press, 1989.
- DANERI, A., LOINGER, A. & PROSPERI, G.M. Quantum theory of measurement and ergodicity conditions. *Nuclear Physics* **33**: 297-319, 1962.
- DEMOPOULOS, W. Locality and the algebraic structure of quantum mechanics. In *Suppes* 1980, pp. 119-44.
- DESCARTES, R. *Les Principes de la Philosophie*. In: Adam & Tannery 1971, Tomo IX-2.
- D'ESPAGNAT, B. (ed.) *Foundations of Quantum Mechanics*. Proceedings of the International School of Physics 'Enrico Fermi', Course 49. New York, Academic Press, 1971.
- . *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*. 2. ed. London, W.A. Benjamin, 1976.
- . The quantum theory and reality. *Scientific American*, November 1979, pp. 128-40.
- . *In Search of Reality*. New York, Springer-Verlag, 1983.
- DEUTSCH, D. Quantum theory as a universal physical theory. *International Journal of Theoretical Physics* **54** (1): 1-41, 1985.

- DEWDNEY, C. Continuously variable spin vectors and spin measurements in the causal interpretation of quantum mechanics. In: Greenberger 1986, pp. 571-3.
- DEWDNEY, C., HOLLAND, P.R. & KYPRIANIDIS, A. A causal account of non-local Einstein-Podolsky-Rosen spin correlations. *Journal of Physics A* **20**: 4717-32, 1987.
- DEWITT, B.S. Quantum mechanics and reality. *Physics Today*, September 1970, pp. 30-5.
- . The many-universes interpretation of quantum mechanics. In: d'Espagnat 1971, pp. 211-62.
- DIEKS, D. Stochastic locality and conservation laws. *Lettere al Nuovo Cimento* **38**:443-447, 1983.
- DORLING, J. Schrödinger's original interpretation of the Schrödinger's equation: A rescue attempt. In: Kilmister 1987, pp. 16-40.
- DUMMETT, M. *Truth and Other Enigmas*. London, Duckworth, 1978.
- EBERHARD, P.H. Bell's theorem and the different concepts of locality. *Il Nuovo Cimento* **46B**: 392-419, 1978.
- ECKERN, U. Quantum mechanics: Is the theory applicable to macroscopic objects? *Nature* **319** (6056): 726, 1986.
- EINSTEIN, A. Physics and reality. Trad. J. Piccard. *Journal of the Franklin Institute*, **221**:349-82, 1936.
- . Autobiographical notes. Trad. P.A. Schilpp. In: Schilpp 1949, pp. 3-94. 1949a.
- . Reply to criticism. Trad. P.A. Schilpp. In: Schilpp 1949, pp. 665-88. 1949b.
- . *Relativity*. New York, Crown Publishers, 1961.

- EINSTEIN, A., PODOLSKY, B. & ROSEN, N. Can quantum-mechanical description of reality be considered complete? *Physical Review* **47**: 777-780, 1935.
- ELBY, A. Critique of Home and Sengupta's derivation of a Bell inequality. *Foundations of Physics Letters* **3** (4): 317-24, 1990a.
- . Nonlocality and Gleason's lemma. Part 2. Stochastic theories. *Foundations of Physics* **20** (11): 1389-97, 1990b.
- . Reply: How is Home and Sengupta's noncontextuality condition related to locality? *Foundations of Physics Letters* **4** (5): 455-7, 1991.
- ENZ, C.P. Wolfgang Pauli, physicist and philosopher. In: Lahti & Mittelstaedt 1985, pp. 241-55.
- EVERETT III, H. "Relative state" formulation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics* **29** (3): 454-62, 1957.
- FEIGL, H. & MAXWELL, G. (eds.) *Scientific Explanation, Space and Time*. (Minnesota Studies in the Philosophy of Science, vol. III.) Minneapolis, Univ. of Minnesota Press, 1962.
- FINE, A. On the Completeness of Quantum Theory. *Synthese* **29**: 257-89, 1974.
- . How to count frequencies: A primer for quantum realists. *Synthese* **42**: 145-54, 1979.
- . Hidden variables, joint probability, and the Bell inequalities. *Physical Review Letters* **48**:291-295, 1982a.
- . Joint distributions, quantum correlations, and commuting observables. *Journal of Mathematical Physics* **23**:1306-1310, 1982b.
- . Some local models for correlation experiments. *Synthese* **50**:279-294, 1982c.

- . *The Shaky Game*. Einstein and the Quantum Theory. Chicago, The University of Chicago Press, 1986.
- . Do correlations need to be explained? In: Cushing & McMullin 1989, pp. 175-94.
- FINE, A. & TELLER, P. Algebraic constraints on hidden variables. *Foundations of Physics* **8**: 639-636, 1978.
- FOSTER, S. & BROWN, H.R. On a recent attempt to define the interpretation basis in the many worlds interpretation of quantum mechanics. *International Journal of Theoretical Physics* **27** (12): 1507-31, 1988.
- . A reformulation and generalization of a recent Bell-type theorem for a valence electron. (Manuscrito não publicado.)
- FOSTER, S. & ELBY, A. A SQUID no-go theorem without macrorealism: What SQUID's really tell us about Nature? *Foundations of Physics* **21** (7): 773-85, 1991.
- FREEDMAN, S.J. & CLAUSER, J.F. Experimental test of local hidden-variable theories. *Physical Review Letters* **28**: 938, 1972.
- GEROCH, R. The Everett interpretation. *Noûs* **18** (4): 617-33, 1984.
- GHINS, M. Scientific realism and invariance. In: *Philosophical Issues*, vol. 2. Proceedings of the Third Conference on Epistemology. SOFIA. Campinas, August 1990. Ed. Henrique Villanueva, Atascadero, CA, Ridgeview, 1992.
- GHIRARDI, C.G., RIMINI, A. & WEBER, T. A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process. *Lettere al Nuovo Cimento* **27**: 293-298, 1980.
- . Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems. *Physical Review D* **34** (2): 470-91, 1986.

- GISIN, N. Quantum measurements and stochastic processes. *Physical Review Letters* **52** (19): 1657-60, 1984.
- GLEASON, A.M. Measures on the closed subspaces of a Hilbert space. *Journal of Mathematics and Mechanics* **6**: 885-893, 1957.
- GREENBERGER, D.M. (ed.) *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*. (Annals of the New York Academy of Sciences, vol. 480.) New York, The New York Academy of Sciences, 1986.
- GREENBERGER, D.M., HORNE, M.A. & ZEILINGER, A. Going beyond Bell's theorem. In: Kafatos 1989, pp. 69-72.
- GREENBERGER, D.M., HORNE, M.A., SHIMONY, A. & ZEILINGER, A. Bell's theorem without inequalities. *American Journal of Physics* **58** (12): 1131-43, 1990.
- GUDDER, S. On hidden-variable theories. *Journal of Mathematical Physics* **11**: 431-6, 1970.
- HEALEY, R. Quantum realism: Naïveté is no excuse. *Synthese* **42**: 121-44, 1979.
- . How many worlds? *Noûs* **18** (4): 591-616, 1984.
- HEISENBERG, W. *The Physical Principles of the Quantum Theory*. Trad. C. Eckart e F.C. Hoyt. Toronto and London, Dover Publications, 1949.
- HELLMAN, G. Introduction (ao número especial de *Noûs* dedicado aos fundamentos da física). *Noûs* **18** (4): 557-67, 1984.
- . EPR, Bell and collapse: A route around "stochastic" hidden variables. *Philosophy of Science* **54**: 558-76, 1987.
- HEYWOOD, P. & REDHEAD, M.L.G. Nonlocality and the Kochen and Specker paradox. *Foundations of Physics* **13**: 481-499, 1983.

- HOLLAND, P.R. Locality, causality, and the Aharonov-Bohm effect.  
In: Greenberger 1986, pp. 579-80.
- HOME, D. & SENGUPTA, S. Bell's inequality and non-contextual dispersion-free states. *Physics Letters A* **102** (4): 159-62, 1984.
- . A comment on "Critique of Home and Sengupta's derivation of a Bell inequality". *Foundations of Physics Letters* **4** (5): 451-57, 1991.
- HOOKER, C.A. (ed.) *Contemporary Research in the Foundations and Philosophy of Quantum Theory*. Dordrecht, Reidel, 1973.
- HOWARD, D. Einstein on locality and separability. *Studies in History and Philosophy of Science* **16**:171-201, 1985.
- . Holism, separability, and the metaphysical implications of the Bell experiments. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 224-53.
- . Locality, separability, and the physical implications of the Bell experiments. (Manuscript.)
- HUME, D. *An Enquiry concerning Human Understanding*. Ed. P.H. Nidditch, 3. ed. Oxford, Clarendon Press, 1975.
- HUMPHREYS, P.W. A note on Demopoulos's paper "Locality and the algebraic structure of quantum mechanics". In Suppes 1980, pp. 145-47.
- JABS, A. Quantum mechanics in terms of realism. (Manuscript, 1988.)
- JAMMER, M. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. New York, John Wiley & Sons, 1974.
- JARRETT, J.P. On the physical significance of the locality conditions in the Bell arguments. *Noûs* **18**: 569-589, 1984.

- . Does Bell's theorem apply to theories that admit time-dependent states? In: Greenberger 1986.
- . Bell's theorem: A guide to the implications. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 60-79.
- JONES, M.R. What locality isn't: A response to Jarrett. In Kafatos 1989, pp. 77-9.
- . Some difficulties for Clifton, Redhead, and Butterfield's recent proof of nonlocality. *Foundations of Physics Letters* **4** (4): 385-93, 1991.
- KAFATOS, M. (ed.) *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of Universe*. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1989.
- KILMISTER, C.W. (ed.) *Schrödinger, Centenary Celebration of a Polymath*. Cambridge, Cambridge University Press, 1987.
- KOCHEN, S. & SPECKER, E.P. The problem of hidden variables in quantum mechanics. *Journal of Mathematics and Mechanics* **17**:59-87, 1967.
- KRONZ, F.M. Hidden locality, conspiracy and superluminal signal. *Philosophy of Science* **57**: 420-444, 1990.
- KYPRIANIDIS, A. Einstein-Podolsky-Rosen constraints on quantum action-at-a-distance. The Sutherland paradox. In: Greenberger 1986, pp. 585-7.
- LAHTI, P. & MITTELSTAEDT, P. (eds.) *Symposium on the Foundations of Modern Physics. 50 Years of the Einstein-Podolsky-Rosen Gedankenexperiment*. Singapore, World Scientific, 1985.
- LAKATOS, I. Falsification and the methodology of scientific research programmes. In: Lakatos & Musgrave 1970, pp. 91-195.

- LAKATOS, I. & MUSGRAVE, A. (eds.) *Criticism and the Growth of Knowledge*. Cambridge, Cambridge University Press, 1970.
- LAMB Jr., W.E. Quantum theory of measurement. In: Greenberger 1986, pp. 407-16.
- LEGGETT, A.J. Macroscopic quantum systems and the quantum theory of measurement. *Supplement of the Progress of Theoretical Physics*, n. 69, pp. 80-100, 1980.
- . Schrödinger's cat and her laboratory cousins. *Contemporary Physics* **25** (6): 583-98, 1984.
- . Quantum mechanics and realism at the macroscopic level. Is an experimental discrimination feasible? In: Greenberger 1986, pp. 21-4.
- LEGGETT, A.J. & GARG, A. Quantum mechanics versus macroscopic realism: Is the flux there when nobody looks? *Physical Review Letters* **54** (9): 857-60, 1985.
- LO, T.K. & SHIMONY, A. Proposed molecular test of local hidden-variables theories. *Physical Review A* **23** (6): 3003-12, 1981.
- LOCKWOOD, M. *Mind, Brain and the Quantum*. Oxford, Basil Blackwell, 1989.
- LOPARIC, Z. Paradigmas cartesianos. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, Série 2, **1** (2): 185-212, 1989.
- MARGENAU, H. Measurement in quantum mechanics. *Annals of Physics* **23**: 469-85, 1963.
- MAXWELL, G. The ontological status of theoretical entities. In: Feigl & Maxwell 1962, pp. 3-27.
- MAXWELL, N. Instead of particles and fields: A micro-realistic quantum "smearon" theory. *Foundations of Physics* **12** (6): 607-31, 1982.



- . Quantum propensity theory: A testable resolution of the wave/particle dilemma. *The British Journal for the Philosophy of Science* **39**: 1-50, 1988.
- MERMIN, N.D. The EPR experiment – Thoughts about the “loop-hole”. In: Greenberger 1986, pp. 422-7.
- . What is wrong with these elements of reality? *Physics Today* **43** (6): 9-11, 1990a.
- . Quantum mysteries revisited. *American Journal of Physics* **58** (8): 731-4, 1990b.
- . Extreme quantum entanglement in a superposition of macroscopic distinct states. *Physical Review Letters* **65** (15): 1838-40, 1990c.
- . Simple unified form for the major no-hidden-variables theorems. *Physical Review Letters* **65** (27): 3373-6, 1990d.
- MUSGRAVE, A. Realism versus constructive empiricism. In: Churchland & Hooker 1985, pp. 197-221.
- PARK, J.L. & MARGENAU, H. Simultaneous measurability in quantum theory. *International Journal of Theoretical Physics* **1** (3): 212-83, 1968.
- PEARLE, P. Reduction of the state vector by a nonlinear Schrödinger equation. *Physical Review D* **13** (4): 857-68, 1976.
- . Toward explaining why events occur. *International Journal for Theoretical Physics* **18** (7): 489-518, 1979.
- . Might God toss coins? *Foundations of Physics* **12** (3): 249-63, 1982.
- . Suppose the state vector is real: The description and consequences of dynamical reduction. In: Greenberger 1986, pp. 539-52.

- PEIRCE, C.S. *Collected Papers*. Volumes 5 & 6 (two volumes in one). Ed. Charles Hartshorne. Cambridge, Mass., The Belnap Press of Harvard University Press, 1934-1935.
- PENROSE, R. *The Emperor's New Mind*. London, Vintage, 1990.
- PENROSE, R. & ISHAM, C.J. (eds.) *Quantum Concepts in Space and Time*. Oxford, Clarendon Press, 1986.
- PERES, A. Einstein, Gödel, Bohr. *Foundations of Physics* **15** (2): 201-5, 1985.
- . Incompatible results of quantum measurements. *Physics Letters A* **151** (3, 4): 107-8, 1990.
- PESSOA Jr., O. O problema da medição na mecânica quântica: Um exame atualizado. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência, Série 3*, **2** (2): 177-217, 1992.
- POPPER, K.R. *Conjectures and Refutations*. 4. ed. London, Routledge and Kegan Paul, 1972.
- . *Quantum Theory and the Schism in Physics*. London, Hutchinson, 1982.
- POPPER, K.R. & ECCLES, J.C. *The Self and its Brain*. Segunda impressão corrigida. Springer International, 1985.
- PRUGOVECKI, E. On a theory of measurement of incompatible observables in quantum mechanics. *Canadian Journal of Physics* **45**: 2173-2219, 1966.
- PUTNAM, H. Quantum mechanics and the observer. In: *Realism and Reason*. (Philosophical Papers, vol. 3.) Cambridge, Cambridge University Press, 1983. (Originalmente publicado em *Erkenntnis* **16**:193-219, 1978.)
- RAE, A.I.M. Can GRW theory be tested by experiments on SQUIDS? *Journal of Physics A* **23**: L57-60, 1990.

- REDHEAD, M.L.G. *Incompleteness, Nonlocality, and Realism*. Oxford, Clarendon Press, 1987.
- . Nonfactorizability, stochastic causality, and passion-at-a-distance. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 145-53.
- . Propensities, correlations and metaphysics. *Foundations of Physics* **22** (3): 381-94, 1992.
- RUSSELL, B. *The Problems of Philosophy*. 11. ed. Oxford, Oxford University Press, 1983.
- RYFF, L.C.B. A comparison between realistic and orthodox interpretations of a possible experiment based on two recent tests of quantum mechanics. *Physics Letters A* **119** (1): 1-2, 1986.
- . Proposal of an experimentally testable nonlocal model based on de Broglie pilot-wave interpretation. *Physics Letters A* **136** (1/2): 13-20, 1989.
- . Should quantum mechanical description of physical reality be considered complete? *Foundations of Physics* **20** (9): 1061-78, 1990.
- . A proposal for testing indirect detection. Preprint IF/UFRJ/91/32, 1991.
- . Um programa realista para o estudo da mecânica quântica. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência, Série 3*, **2** (2): 165-76, 1992.
- SCHILPP, P.A. *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*. 3 ed. La Salle, Illinois, Open Court, 1949.
- SCHRÖDINGER, E. The present situation in quantum mechanics. Trad. J.D. Trimmer. *Proceedings of the American Philosophical Society* **124** (5): 323-38, 1980.

- SHIMONY, A. Role of the observer in quantum theory. *American Journal of Physics* **31**: 755-73, 1963.
- . Quantum physics and the philosophy of Whitehead. In: Cohen & Wartofsky 1965, pp. 307-30.
- . Philosophical comments on quantum mechanics. In: d'Espagnat 1971, pp. 470-80.
- . Metaphysical problems in the foundations of quantum mechanics. *International Philosophical Quarterly* **18**: 3-17, 1978.
- . Réflexions sur la philosophie de Bohr, Heisenberg et Schrödinger. *Journal de Physique*. Colloque C2, Supplément au n. 3, Tome 42, pp. C2/81-95, mars 1981.
- . Contextual hidden variables theories and the Bell inequalities. *British Journal for the Philosophy of Science* **35**: 25-45, 1984a.
- . Controllable and uncontrollable non-locality. In: *Proceedings of the International Symposium on the Foundations of Quantum Mechanics*. Physical Society of Japan, 1984b.
- . Events and processes in the quantum world. In: Penrose & Isham 1986, pp. 182-203.
- . Search for a worldview which can accommodate our knowledge of microphysics. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 25-37, 1989.
- SHIMONY, A., HORNE, M.A. & CLAUSER, J.F. Comment on "The theory of local beables". *Dialectica* **39** (2): 97-102, 1985.
- SMART, J.J.C. *Between Science and Philosophy*. New York, Random House, 1968.
- SPILLER, T. & CLARK, T. SQUIDS: Macroscopic quantum objects. *New Scientist*, 4 Dec. 1986, pp. 36-40. 1986a.

- . Quantum behavior of superconducting rings. *Nature* **321** (6069): 476, 1986b.
- SQUIRIES, E. *The Mystery of the Quantum World*. Bristol, Adam Hilger, 1986.
- . A comment on Maxwell's resolution of the wave/particle dilemma. *The British Journal for the Philosophy of Science* **40** : 413-7, 1989.
- STAIRS, A. Quantum logic, realism, and value definiteness. *Philosophy of Science* **50**: 578-602, 1983.
- . Sailing into the Charibdis: van Fraassen on Bell's theorem. *Synthese* **61**: 351-9, 1984..
- STAPP, H.P. Whiteheadian approach to quantum theory and the generalized Bell's theorem. *Foundations of Physics* **9** (1/2): 1-25, 1979.
- . Mind, matter, and quantum mechanics. *Foundations of Physics* **12** (4): 363-99, 1982.
- . Consciousness and values in the quantum universe. *Foundations of Physics* **15** (1): 35-47, 1985.
- . Quantum nonlocality and the description of nature. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 154-74.
- STEIN, H. The Everett interpretation of quantum mechanics: Many worlds or none? *Noûs* **18** (4): 635-52, 1984.
- SUPPES, P. (ed.) *Logic and Probability in Quantum Mechanics*. Dordrecht, Reidel, 1976.
- . (ed.) *Studies in the Foundations of Quantum Mechanics*. East Lansing, Michigan, Philosophy of Science Association, 1980.

- SUPPES, P. & ZANOTTI, M. On the determinism of hidden variable theories with strict correlation and conditional statistical independence of observables. In: Suppes 1976, pp. 445-55.
- SVETLICHNY, G. & BROWN, H.R. Contextualist reality in quantum mechanics. (Manuscrito.)
- SVETLICHNY, G., REDHEAD, M.L.G., BROWN, H.R. & BUTTERFIELD, J.N. Do the Bell inequalities require the existence of joint probability distributions? *Philosophy of Science* **55**: 387-401, 1988.
- TAUSK, K.S. Relation of measurement with ergodicity, macroscopic systems, information and conservation laws. International Centre for Theoretical Physics, Trieste, Internal Report 14/1966.
- . *A Medida na Mecânica Quântica*. Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, Brasil, 1967.
- TELLER, P. Relativity, relational holism, and the Bell inequalities. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 208-23.
- VAN DER MERWE, A., SELLERI, F. & TAROZZI, G. (eds.) *Bell's Theorem and the Foundations of Modern Physics*. (Proceedings da Conferência de Cesena, 1991.) Singapore, World Scientific, 1992.
- VAN FRAASSEN, B. C. Semantic analysis of quantum logic. In: Hooker 1973, pp 80-113.
- . *The Scientific Image*. Oxford, Clarendon Press, 1980.
- . Empiricism in the philosophy of science. In: Churchland & Hooker 1985, pp. 245-308. 1985a.
- . EPR: When is a correlation not a mystery? In: Lahti & Mittelstaedt 1985, pp. 113-28. 1985b.

- . The charybdis of realism: Epistemological implications of Bell's inequality. In: Cushing & McMullin 1989, pp. 97-113. (Versão ligeiramente modificada de artigo com o mesmo título publicado em *Synthese* **52**: 25-38, 1982.)
- VIGIER, J.-P. Causal non-local interpretation of neutron interferometry experiments, EPR correlations and quantum statistics. In: Lahti & Mittelstaedt 1985, pp. 653-75.
- VON NEUMANN, J. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Trad. Robert T. Beyer. Princeton, Princeton University Press, 1955.
- WEYL, H. *Philosophy of Mathematics and Natural Science*. New York, Atheneum, 1963.
- WHEELER, J.A. Assessment of Everett's "Relative state" formulation of quantum theory. *Reviews of Modern Physics* **29** (3): 463-65, 1957.
- . How come the quantum? In: Greenberger 1986, pp. 304-16.
- WIGNER, E.P. Physics and the explanation of life. *Foundations of Physics* **1** (1): 35-45, 1970.
- . The subject of our discussions. In: d'Espagnat 1971, pp. 1-19.
- . Epistemological perspective on quantum theory. In: Hooker 1973, pp. 369-85.
- ZAHAR, E. *Einstein's Revolution. A Study in Heuristic*. La Salle, Open Court, 1989.
- ZEH, H.D. On the interpretation of measurement in quantum theory. *Foundations of Physics* **1** (1): 69-76, 1970.
- ZUREK, W.H. Reduction of the wave packet and environment-induced superselection. In: Greenberger 1986, pp. 89-97.