

A Incompletude da Mecânica Quântica

Silvio Seno Chibeni¹

Resumo

A análise dos principais argumentos para a incompletude da Mecânica Quântica empreendida neste artigo evidencia vários sentidos em que se pode alegar que essa teoria é incompleta. Embora o julgamento histórico tenha favorecido a tese da completude, mostra-se 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. Defende-se pela primeira vez que este e os outros argumentos do tipo EPR podem ser tidos como argumentos para a inconsistência da Mecânica Quântica, e não simplesmente para sua incompletude. Ressalta-se, no entanto, que, em qualquer caso, 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. Sugere-se que o desenvolvimento de uma ontologia que admita potencialidades, conjugada a uma teoria de interações físicas em que a atualização dessas potencialidades possa ser induzida a distância, e mesmo superliminarmente, talvez represente uma das únicas alternativas para a preservação da consistência e da completude da Mecânica Quântica dentro de uma interpretação realista.

Palavras-chave : Mecânica Quântica, realismo, incompletude, argumento de EPR, não-localidade, Desigualdades de Bell.

1 Departamento de Filosofia, Universidade Estadual de Campinas, 13081, Campinas, SP, Brasil.

Abstract

The analysis of the main incompleteness arguments undertaken in this paper evinces several senses in which quantum mechanics can be considered incomplete. It is shown that a certain incompleteness argument rationally reconstructed out of a proposal of Einstein is invulnerable to the usual strategies for dismissing the other arguments, including the widely invoked Bohrian doctrine. It is indicated that this, as well as the other EPR-type incompleteness arguments, can in fact be taken as exhibiting the inconsistency of the theory. However, it is pointed out that in any case the arguments hinge crucially upon a commitment to a minimally realistic standpoint, along with a locality assumption on which serious doubts were recently cast by theoretical and experimental results concerning the Bell Inequalities. The development of an ontology allowing potentialities, in conjunction with a theory of physical interactions in which the actualization of these potentialities can be induced at a distance, even superluminally, might perhaps represent one of the few ways of preserving the consistency and completeness of quantum mechanics within a realistic interpretation.

1. Introdução

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-espiritualista 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.

Albert Einstein²

Essas palavras de Einstein a Erwin Schrödinger, que marcam o início de uma imensa e profícua correspondência entre ambos no verão de 1935, exibem pontos essenciais de sua postura frente à Mecânica Quântica (MQ): Einstein reconhecia o extraordinário sucesso instrumental da teoria; não obstante, 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, notamos aqui seu natural

2 Carta de Einstein a Schrödinger de 17 de junho de 1935. *Apud Fine*, 1986, p. 68.

ressentimento com a explicação, à época já estabelecida, de sua oposição a tal interpretação como fruto de um conservadorismo senil.

Não pertence ao escopo deste trabalho a análise histórica das contribuições fundamentais de Einstein ao desenvolvimento da MQ e de sua oposição à interpretação ortodoxa ou « de Copenhague », que desde o início se tornou dominante.³ Nosso objeto será o exame conceitual daquele que julgamos ser o pivô de seu descontentamento : a aparente incompletude dessa teoria.

Como é sobejamente conhecido, o argumento a favor da tese da incompletude que maior impacto causou é o proposto por Einstein, Podolsky e Rosen em seu famoso artigo de 1935 (EPR, 1935). Esse argumento tornou-se geratriz da mais extensa, profunda e duradoura discussão sobre os fundamentos da MQ. Motivou, entre outros, os extraordinários desenvolvimentos relativos às Desigualdades de Bell,⁴ que certamente estão entre os maior significação filosófica de toda a história da Ciência.

Pesquisas históricas recentes (Fine 1986, Howard 1985) nos arquivos de Einstein mantidos em Princeton surpreendentemente revelaram que o primeiro crítico do artigo de EPR não foi outro senão o próprio Einstein. Na realidade, sua redação coube exclusivamente a Podolsky, que na opinião de Einstein « sepultou o ponto central pela erudição ». Significativo aqui o fato de a própria concepção einsteiniana de incompletude diferir substancialmente da explicitamente utilizada no argumento de EPR. Passemos, sem mais delongas, à exposição e análise desses pontos.

2. Incompletude clássica

A fim de elucidar um primeiro e mais imediato sentido em que se pode alegar que a MQ é incompleta⁵ comparemos os modos pelos quais o estado de um sistema físico é caracterizado na MQ e na Mecânica Clássica.

Na Mecânica Clássica (MC) o estado de um sistema é descrito por um conjunto de números especificando os valores das posições e das velocidades

- 3 A literatura tem em geral sido omissa em relação ao primeiro, e equivocada quanto ao segundo desses aspectos. 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 MQ, ver Fine, 1986 e Brown, 1981.
- 4 Os teoremas mais importantes encontram-se em Bell, 1964, Clauser *et alii*, 1969, Clauser & Horne, 1974, Redhead, 1983. O experimento mais importante encontra-se relatado em Aspect *et alii*, 1982; para uma resenha de outros resultados empíricos, ver Clauser & Shimony, 1978 e Chibeni, 1984.
- 5 Deixamos de incluir o sentido gödeliano de incompletude pela razão de que (i) a rigor só se aplica a teorias axiomatizadas, e é uma questão duvidosa se teorias físicas interessantes podem ser axiomatizadas; e (ii) esse conceito de incompletude é demasiadamente fraco, englobando possivelmente todas as teorias físicas (caso possam ser axiomatizadas), sendo portanto inútil ao estabelecimento de classes alternativas de teorias físicas.

de cada uma das partículas⁶ que o compõem. Assim, para uma única partícula, o estado será o conjunto $\{x, y, z, v_x, v_y, v_z\}$. Dados esses números, os valores de *todas* as grandezas físicas pertencentes ao sistema (e. g., energia, momento angular)⁷ estarão determinados de modo preciso e unívoco. O resultado da medida de qualquer dessas grandezas fornece somente informação redundante sobre o sistema. Proposições probabilísticas acerca dos valores dessas grandezas surgem unicamente quando o conhecimento do estado é incompleto. Assim, diz-se que as probabilidades clássicas são *epistêmicas*.

Já na MQ o estado de um sistema físico é, nas situações ideais de máxima informação, descrito através de objetos matemáticos denominados *vetores de estado*, *funções de estado* ou *funções de onda*, usualmente simbolizados por « Ψ ». Cada um desses objetos fornece os valores de *algumas*, porém não de *todas* as grandezas físicas classicamente consideradas como pertinentes ao sistema. Para uma grandeza A , as funções de onda que lhe atribuem valores precisos são ditas as *autofunções* de A , ou os *auto-estados* de A ; os valores atribuídos são os *autovalores* de A . Assim, o fato a que acabamos de aludir pode ser expresso, em outros termos, dizendo-se que nenhuma função de onda é autofunção de todas as grandezas físicas usualmente associadas ao sistema. Quando duas grandezas A e B não têm seus valores simultaneamente especificados por nenhuma função de onda são ditas « incompatíveis » (os operadores no espaço de Hilbert associados a elas não comutam).

Tomando um exemplo, uma determinada função de onda (Ψ_x , digamos) fornecerá um valor preciso para a posição da partícula, porém não para a sua velocidade. Uma outra função de onda (Ψ_v , digamos) poderá fornecer o valor da velocidade, mas 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 mais natural e imediata que nos ocorre quando apreciamos essa situação é que a descrição fornecida pela MQ é incompleta. Portanto, um primeiro sentido em que se pode alegar a incompletude da MQ é o que denominaremos *incompletude clássica*: a MQ é incompleta porque mesmo nas condições de máxima informação sobre um sistema físico não atribui valores precisos simultâneos a todas as grandezas físicas classicamente consideradas pertinentes ao sistema.

O que torna essa tese mais cogente é o fato de que as grandezas que não têm valores bem definidos por uma dada função de onda podem, apesar

6 Não há aqui compromisso necessário com uma visão atomista da Natureza; a noção de « partícula » pode ser tomada em sentido matemático.

7 Não se incluem aqui as propriedades invariáveis do sistema (e. g. massa, carga), mas tais propriedades não são relevantes ao caso em foco.

disso, ser legitimamente mensuradas em um sistema no estado caracterizado por essa função de onda. *Aparentemente, então, a teoria está deixando de especificar propriedades acessíveis à observação.*

No entanto, essa conclusão só pode parecer natural devido a um compromisso implícito com uma visão realista, que nos leva a interpretar resultados de medida, ou mais genericamente, de observações, como mera revelação de propriedades de alguma coisa externa, com existência objetiva. Se adotarmos uma posição filosófica diferente, a naturalidade daquela conclusão poderá desaparecer. Antecipando um pouco a nossa discussão, observamos que tal parece, de fato, ter sido a atitude de Niels Bohr na fase pós EPR de seu pensamento. Mantinha, então, de um modo geral, que não podemos falar sem ambigüidade de propriedades intrínsecas de um sistema físico; qualquer descrição física deve incluir o contexto experimental de preparação de estado e de medida. Assim, os valores das grandezas das quais a função de onda de um sistema não é autofunção não são pertinentes ao sistema, não podendo ser legitimamente utilizados em sua descrição. Diferentes funções de onda fornecem descrições de aspectos complementares e inconciliáveis do sistema, ou melhor, do sistema global formado pelo sistema-objeto e aparelhagem de medida e preparação de estado. Como se sabe, essas concepções de Bohr viriam a exercer marcante influência sobre os físicos; acreditamos, porém, que uma análise meticulosa de suas declarações e sobretudo de suas ações evidencia que seu rompimento com o realismo nunca foi total, ou inteiramente consciente.

A tentativa inicial, e ainda hoje popular, de justificar a incompletude clássica da MQ não segue as linhas do aparente idealismo sugerido pelos escritos de Bohr, tendo antes inspiração positivista. Trata-se da decantada « doutrina da perturbação no ato de medida », supostamente fundamentada em vários experimentos *gedanken*, como o do microscópio de raios gama, proposto por Heisenberg. Alega-se que qualquer ato de medida introduz perturbações incontrolláveis e inelimináveis no sistema, o que acarreta a impossibilidade de conhecermos precisamente seu estado clássico. Vem então a conclusão positivista de que não se deve exigir da Física a descrição de algo que por princípio se encontra fora do alcance observacional. Ora, é precisamente isso que a MQ evita; tal teoria é, pois, tão « completa » quanto se pode legitimamente esperar.

No entanto, ainda que se aceite a posição positivista, essa justificação falha. Os referidos experimentos de pensamento são na verdade completamente irrelevantes para a questão da medida. O que exibem é, antes, o fato de não se poder, através dos mecanismos envolvidos, *preparar* ensembles livres de 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 no ensemble. Esse tipo de resultado é relevante para a confirmação das relações de « indeterminação » de Heisenberg, que não apresentam

conexão com o processo de medida, contrariamente à crença geral.⁸ Ademais, há na literatura estudos teóricos e experimentos de pensamento que mostram que a determinação simultânea dos valores de grandezas « incompatíveis » é em princípio possível.⁹

Embora sem argumentos válidos a seu favor, é fato histórico que em 1935 a tese da completude da descrição 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. A incompletude de EPR

O argumento de Einstein, Podolsky e Rosen explora, de modo original e brilhante, certas correlações absolutas, previstas pela MQ, 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 concebivelmente 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 sub-sistema.

Podolsky propõe, então, o seguinte critério para a completude de uma teoria : « 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 tese da 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 correspondendo a essa quantidade física. (p. 777)

- 8 Sobre esse ponto, ver Chibeni, 1984 e referências ali citadas. Para uma crítica da doutrina da perturbação, ver Brown & Redhead, 1981. Para análises das chamadas « provas de insolubilidade » do problema da medida, ver Brown, 1986a e 1986b.
- 9 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; para uma análise conceitual, ver D'Espagnat, 1976; para uma discussão sucinta desses assuntos, ver Chibeni, 1984.

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

Essas condições são então aplicadas ao caso descrito acima de sistemas correlacionados para exibir a incompletude da teoria quântica. Para identificarmos todas as pressuposições relevantes envolvidas no argumento, é essencial explicitar sua estrutura lógica. 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 » podem ter realidade simultânea.
 Ψ^{AB} : A MQ fornece valores precisos simultâneos para as quantidades « incompatíveis » A e B.

Após ser desembaraçado do texto opaco e traduzido na linguagem do Cálculo Proposicional, o argumento apresenta a seguinte estrutura (indicamos à direita a justificação da cada passo) :

- | | |
|--|---|
| 1. $(RS \wedge C) \rightarrow \Psi^{AB}$ | [definição de completude] |
| 2. $\neg \Psi^{AB}$ | [MQ] |
| 3. $\neg (RS \wedge C)$ | [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. $C \rightarrow (RS \vee \neg RS)$ | [5 e 6] |
| 8. $\neg C$ | [7] |

O passo 1 decorre imediatamente da definição da completude adotada. Os passos 3, 4, 6, 7 e 8 decorrem 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 que $\neg \Psi^{AB}$ 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, $\Psi = \exp [(2\pi i/h)p_0 x]$ não são autofunções de posição : $q \Psi = x \Psi \neq \text{const. } \Psi$. Até aqui tudo bem. Mas Podolsky continua, dizendo que o valor da posição não pode ser conhecido, quando o sistema está em um auto-estado de momentum, senão através de uma medida direta adicional, e que essa ação, embora dando-nos a conhecer esse valor, « perturba a partícula, alterando assim o seu estado », de maneira que este não mais será seu estado original (auto-estado de momentum). Podolsky deixa implícito que assim perdemos nosso conhecimento anterior

do momentum. Isso fica claro mais adiante, quando explicitamente adere à posição ortodoxa ao dizer 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 o apelo a ela é completamente desnecessário, ao menos nesta etapa do argumento (estabelecimento do passo 2). Além disso, essa é exatamente a doutrina esposada pelo adversário ! 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 tal acesso *é* possível, alcança-se a conclusão do argumento — a incompletude — de modo direto, tornando-se este dispensável.

Não obstante poder assim a validade lógica do argumento ser posta a salvo, parece-nos muito implausível, dadas a linguagem e a estrutura do artigo, bem como o contexto em que foi escrito, que Podolsky estivesse consciente dessas sutilezas, ou seja, que a doutrina da perturbação a rigor não funciona, que o apelo a ela é desnecessário nesse ponto do argumento, e que, mesmo que utilizada, a validade do argumento não fica abalada. Ainda um aspecto merece ser ressaltado : a conjunção da interpretação perturbativa da medida com a tese da incompletude forma uma mistura metafísica bizarra : assere-se que a MQ não fornece certos elementos de realidade física, admitindo-se ao mesmo tempo que tais elementos encontram-se além do alcance empírico.

O próximo passo importante do argumento — de fato o último passo importante — 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 Podolsky 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 o conseqüente do condicional : RS. Note-se que aqui mais uma vez a validade lógica do argumento não é afetada, pois se o conseqüente for verdadeiro, o condicional também o será. Mas se o ponto fosse simplesmente demonstrar o conseqüente, a conclusão de incompletude seguiria já a partir do passo 3.

A prova de que Podolsky oferece da proposição RS, ou seja, que quanti-

dades físicas incompatíveis podem ter realidade simultânea, baseia-se, como dissemos, na hoje famosa situação física de um par de partículas espacialmente separadas, num estado tal que existem, segundo a MQ, 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 representa as variáveis usadas para descrever um dos subsistemas (« sistema 1 », seja), e analogamente para x_2 . Podolsky considera duas quantidades físicas A e B pertencentes ao sistema 1, cujos operadores correspondentes têm como autovalores a_1, a_2, \dots ; e b_1, b_2, \dots , respectivamente, com autofunções correspondentes $u_1(x_1), u_2(x_1), \dots; v_1(x_1), v_2(x_1), \dots$. O estado $\Psi(x_1, x_2)$ do sistema composto pode então ser alternativamente expresso como

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{n=1}^{\infty} \psi_n(x_2) u_n(x_1) \quad (7)$$

ou como

$$\Psi(x_1, x_2) = \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x_2) v_s(x_1) \quad (8)$$

(conservamos a numeração original das equações)

onde, diz Podolsky, os « $\psi(x_2)$ 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 pela função $\Psi(x_1, x_1)$ a MQ *não* fornece os estados (individuais) de nenhum dos sub-sistemas, ou seja, eles não podem ser descritos por funções de onda. Recorre então Podolsky a famoso e controverso « colapso da função de onda », suposto processo de evolução de estado não regido pela Equação de Schrödinger, aleatório e induzido pelo ato de medida, sendo um dos ingredientes básicos da interpretação ortodoxa da MQ. Assim, raciocina Podolsky, se medirmos A e encontrarmos o valor a_k , concluiremos, pelo colapso da função de onda, 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 $v_r(x_1)$ e $\varphi(x_2)$. Vem então um importante parágrafo, que transcrevemos integralmente (EPR, 1935, p. 779) :

Vemos portanto que como consequência 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 consequência de qualquer coisa que se faça no primeiro sistema. Isto, é claro, é meramente dizer que não há

interação entre os sistemas. Assim, é possível atribuir duas funções de onda diferentes (em nosso exemplo ψ_k e φ_r) a 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, através de 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 sub-sistema 2, Q_2 e P_2). Tais funções de onda são, portanto, diferentes em um sentido fundamental. Podolsky enuncia então as conclusões em um parágrafo que transcrevemos integralmente (EPR, 1935, p. 780) :

Voltando agora ao caso geral contemplado nas Eqs. (7) e (8), assumimos que ψ_k e φ_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 B habilitamo-nos a prever com certeza, e sem de nenhum modo perturbar o segundo sistema, ou o valor da quantidade de 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 ψ_k e φ_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 se nos apresenta como plausível. 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 ψ_k e φ_r são de fato autofunções de operadores que não comutam P e Q [...] » Examinada atentamente, essa proposição surge como extraordinariamente estranha. Primeiro, o que está sendo « assumido » é um resultado quântico bem conhecido que acabava de ser *provado* 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 « converso » da completude. A única explicação que vemos para tal confusão é o fato não menos estranho de haver Einstein sistematicamente definido a condição de completude como a existência de uma correspondência *biunívoca* entre os « estados reais » e as

funções de onda.¹⁰ Conjeturamos, assim, se as « muitas discussões » havidas entre Einstein e Podolsky antes da publicação do artigo não teriam deixado um traço das idéias einsteinianas de completude no pensamento de Podolsky, levando-o a chamar de « completude » o que na realidade é correção. Em todo o caso, esse é um ponto meramente histórico.

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 obviamente não é logicamente garantida, devendo pois ser justificada através de considerações físicas. Podolsky estava ciente desse problema, e tentou dar-lhe uma 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 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... ou... /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 « ψ_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, notamos apenas que quando acoplada a uma visão minimamente realista, a hipótese da localidade de Podolsky de fato parece autorizar-nos 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.

10 Ver, por exemplo, o trecho de sua carta a Schrödinger de 19 de junho de 1935 citado em Fine, 1986, p. 179. Essa condição de completude evidentemente difere da adotada por Podolsky, pois contém, em relação a ela, a exigência adicional de que a cada estado real corresponda uma única função de onda e de que a toda função de onda corresponda um estado real. Tal acréscimo, aparentemente injustificado, será comentado na Seção 4, abaixo.

A força do argumento de EPR está em explicitar o preço a ser pago para a manutenção da tese da completude : se quisermos entender os estados quânticos como a descrição de um mundo objetivo teremos que admitir que nele há grandezas físicas sem valor definido, e que tais grandezas com valores por assim dizer « potenciais » podem, em um sistema, ser afetadas por ações sobre sistemas arbitrariamente distantes, não conectados com o primeiro por nenhuma interação física ordinária. (Não consideraremos aqui a interpretação dos muitos mundos; além de gerar suas próprias dificuldades, não está claro que tal interpretação resolva de modo satisfatório os problemas da objetividade e da localidade.)

Bohr parece ter seguido um outro caminho. Sua resposta ao artigo de EPR (Bohr, 1935) 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 física para o terreno lingüístico. Curiosamente, o recurso à doutrina da perturbação na medida não desapareceu completamente, mesmo em seus últimos escritos. Também não é fácil entender o seu repúdio explícito e enfático à não-localidade dentro de seu novo esquema de idéias. Vejamos este famoso trecho da réplica a EPR (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 propriamente ser 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 estar dizendo que o contexto experimental influencia as condições que determinam o uso legítimo da expressão « realidade física ». Ao empregar tal expressão como o 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, parar para refletir sobre a natureza dessa resposta de Bohr. Observemos inicialmente que o « contextualismo » que propõe enfaticamente não é de ordem física; envolve, sim, elementos filosóficos de longo alcance, com a alteração da concepção de realidade. Depois, sua adoção por Bohr parece ser completamente *ad hoc*, não havendo razões independentes do argumento de EPR que nos forcem a aceitá-lo como um ingrediente essencial

ao empreendimento científico.¹¹ Por fim, mostraremos a seguir que um argumento para a incompletude existe que não pode ser neutralizado apelando-se a essa crítica de Bohr.

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 qual estado será o estado no qual o sistema « é deixado » após esta ou aquela medida ser realizada. Podolsky está certo e errado em fazê-lo. 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 está « lá », « no mundo ».¹² Por outro lado, Podolsky não poderia, *sob a pena de incorrer em inconsistência*, extrapolar essa interpretação não-epistêmica ao colapso « 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 poderia parecer aceitável quando 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 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 insofismáveis 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 dos subsistemas a MQ prevê, com certeza, um valor bem definido para (ao menos) uma quantidade física do outro subsistema.

Como se observa, esse argumento é completamente invulnerável às críticas de Bohr, pois não se cogita nele de contextos experimentais mutuamente exclusivos. Tudo o que se requer é a medida de uma *única* quantidade

11 cremos que essa apreciação seja indubitavelmente verdadeira para a época (1935). Sua extrapolação 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. Pretendemos tratar desse assunto em uma publicação futura.

12 Note-se que nossa asserção não conflita com as críticas que fizemos anteriormente a Podolsky por recorrer à doutrina ortodoxa da perturbação da medida; aquele era um outro estágio do argumento.

física em um dos subsistemas, o contexto experimental sendo portanto 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.¹³ 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 (Fine, 1981), a partir de uma explicação que Einstein dá a Schrödinger da idéia de incompletude, em uma carta de 19 de junho de 1935, encontrada 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 qual é o conteúdo da outra. Se uma dada descrição desse sistema não atribuir senão probabilidades diferentes de 0 ou de 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 próprio essa adaptação, indo, ao invés, emaranhar-se no problema das mensurações alternativas e em um critério esquisito de completude, como veremos na próxima seção.

Esse exemplo das caixas nos ajuda a ver quão implausível seria uma defesa não-realista não-bohriana da completude (já que a explicação 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 contém a bola se observará que a outra está vazia, e vice-versa, ter-se-ia, para se manter que uma descrição que atribui probabilidades igual a 1/2 de que a bola esteja em cada uma das caixas é completa, que admitir que antes de ser observado o conteúdo das caixas é impróprio dizer que a bola está ou não em uma delas; além disso, seria ainda preciso admitir que uma vez observado o conteúdo de uma das caixas, fica-se autorizado não só a descrevê-lo como « vazio » ou « cheio », como também a aplicar essa mesma descrição (com resultados inversos) ao conteúdo da outra caixa, que pode estar arbitrariamente afastada da primeira. Note-se o que mudou em

13 Fine, 1981 e 1986, Redhead, 1983 e Hellman, 1987. Não sabemos até que ponto há independência dos dois últimos em relação ao trabalho pioneiro de Fine.

relação à posição de Bohr : para ele, a legitimidade da atribuição de propriedades a um sistema dependia de um arranjo experimental macroscópico arbitrariamente distante; aqui essa legitimidade depende do mero fato de uma observação ser ou não feita em outro sistema arbitrariamente distante. Se tais concepções parecem demasiadamente impalatáveis, os argumentos que vimos considerando nessa seção indicam que a saída alternativa envolve algum tipo de influência não-local entre sistemas físicos 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 outras noções de incompletude.

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 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 atrativa do ponto de vista físico. O que queremos fazer notar é simplesmente que ela é *logicamente* possível. Isso mostra que o argumento 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 « fra-

ca » a primeira dessas noções, ela é suficientemente forte para satisfazer aqueles 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 deste e de outros pontos, consideremos a versão do argumento de EPR que resulta quando tomamos o caso bidimensional das Eqs. (7) e (8). Essa situação, estudada pela primeira vez por Bohm, 1951, corresponde a uma situação física real, onde as grandezas envolvidas são componentes de spin de sistemas de spin $1/2$. 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

$$\Psi_{1,2} = 2^{-\frac{1}{2}} (|y_1^+\rangle \otimes |y_2^-\rangle - |y_1^-\rangle \otimes |y_2^+\rangle)$$

ou como

$$\Psi_{1,2} = 2^{-\frac{1}{2}} (|z_1^+\rangle \otimes |z_2^-\rangle - |z_1^-\rangle \otimes |z_2^+\rangle)$$

onde y e z são direções ortogonais à direção de propagação das partículas, os índices 1 e 2 referem-se aos sistemas individuais 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 demais funções de onda. (Tomaremos $\hbar/2 = 1$ daqui em diante.) O argumento pode então ser conduzido como no caso anterior. Se medirmos $(S_z)_1$ e obtivermos $+1$ concluiremos pela MQ que o estado do sistema 1 após a medida será $|z_1^+\rangle$ e o estado do sistema 2 será $|z_2^-\rangle$; podemos portanto prever que uma medida de $(S_z)_2$ dará -1 . E assim por diante.

Voltemos agora ao caso de 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. Mas se, de acordo com a interpretação « intermediária » discutida acima, tomarmos a descrição quântica através de estados puros como sendo completa, essa 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 hipótese da localidade implica então que esse já era o estado do sistema 2 antes daquela medida ter-se efetuado. Mas isto implicaria 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 nos parece inaceitável.

Assim, se não quisermos admitir esse ultradeterminismo, nem as concepções de Bohr, teremos que aceitar 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 dá 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 o tempo todo, 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.

4. Incompletude de Einstein

Vimos, na seção anterior, que Einstein tinha razões de sobra para sua insatisfação com o argumento desenvolvido por Podolsky no artigo original de EPR. Mesmo sabendo ser temerário afirmar que ele pôde perceber de modo claro todas as dificuldades que apontamos, cremos que Einstein as tenha notado pelo menos parcial e intuitivamente. Já mencionamos que Einstein queixou-se a Schrödinger sobre o modo como o artigo saiu, comentando que o ponto central havia sido « sepultado pela erudição ». Nessa mesma extraordinária carta de 19 de junho de 1935 Einstein expõe sua própria noção de incompletude e seu próprio argumento, ambos diferindo substancialmente dos de Podolsky. Essas mesmas idéias podem também ser encontradas em seus artigos publicados,¹⁴ mas nunca foram diferenciadas das do artigo de EPR, possivelmente por ter parecido absurda a suposição de que pudesse haver diferenças entre elas.

Na referida carta a Schrödinger, Einstein enuncia seu critério de completude (*apud* Howard, 1985, p. 179) :

Na teoria quântica descrevemos um estado real de um sistema através de uma função normalizada, Ψ , das coordenadas (do espaço de configuração)... Agora gostaríamos de dizer o seguinte : Ψ 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.

Em seguida, considerando a mesma situação física do artigo de EPR, Einstein elabora seu argumento. Inicia com a observação de que, de acordo com a MQ, medidas diferentes sobre o primeiro sistema (« sistema A »)

¹⁴ Einstein, 1936, 1948 e 1949. Os trechos relevantes encontram-se reproduzidos, em traduções reivindicadas como superiores, em Howard, 1985.

permitem a atribuição de funções de onda diferentes, Ψ_B e $\Psi_{\bar{B}}$, ao segundo sistema (« sistema B »). Escreve então (*apud* Howard 1985, p. 180) :

Agora o que é essencial é exclusivamente que Ψ_B e $\Psi_{\bar{B}}$ são em geral diferentes uma da outra. Afirimo que tal diferença é incompatível com a hipótese de que a descrição através de Ψ 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 efetuou em A. (« Hipótese de separação », mencionada acima.) Mas então para o mesmo estado de B existem duas (e em geral um número arbitrariamente grande) de Ψ_B s igualmente justificadas, o que contradiz a hipótese de uma descrição biunívoca ou completa dos estados reais.

As dimensões deste artigo não comportam comentários extensos sobre as diferenças importantes entre os critérios e argumentos de incompletude de Einstein e de EPR.¹⁵ Mencionaremos apenas alguns pontos mais salientes. Primeiro, o argumento de Einstein é consideravelmente mais simples que o EPR; (as quatro páginas ocupadas por este último poderiam ser reduzidas uma ou duas). Não há recurso à noção de « elementos da realidade », assumindo-se apenas a visão realista de que há uma « realidade » objetiva, que responde pelos resultados de medida. Isso evita uma importante fonte de confusão do artigo de Podolsky, que discutimos no início da seção anterior.

No entanto, essa simplicidade só é alcançada às custas de uma modificação no critério de completude. Conforme já observamos, Einstein acrescenta, em relação ao critério de EPR, a exigência de que a cada estado real corresponda uma única função de onda e de que toda função de onda possua um referente real. Fine, 1986 (p. 36) refere-se a essa modificação como « confusing », mas não discute por que. Howard, 1985 (nota 21) comenta-a dizendo, primeiro, que a adição é necessária para que o argumento de Einstein funcione, o que é correto. Depois, observa que essa exigência extra parece demasiado forte : « Não poderá haver situações nas quais as diferenças entre duas funções Ψ (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 :

15 Deixaremos, por exemplo, de responder às teses, que julgamos equivocadas, de Howard, 1985 de que (i) o argumento de Einstein baseia-se em duas premissas, localidade e « separabilidade », e (ii) de que essas mesmas premissas são empregadas na dedução das Desigualdades de Bell-Clauser & Horne, correspondendo respectivamente às condições de localidade e « completude » de Jarrett. Ver Jarrett, 1984, Clauser & Horne, 1974, Howard *preprint*.

[...] essa não era a intenção de Einstein. O tipo de diferença com a qual estava ocupado evidencia-se a partir de seu argumento : Ψ_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 Ψ fornecem descrições « corretas ») é assumir que ao menos uma das funções Ψ , ou talvez ambas, dá uma descrição incompleta. (Por exemplo, se Ψ_B atribuísse 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 da realidade » específicos.) Duas funções Ψ 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 de tais opiniões controversas a Einstein é bastante delicada, parecendo mesmo conflitar com o que o próprio Howard diz no texto (p. 180) : « Ele [Einstein] diz que nem mesmo importa se Ψ_B e $\Psi_{\underline{B}}$ são autofunções de observáveis, contanto que sejam diferentes uma da outra. » Essa mesma afirmação aparece de novo na página seguinte, e também efetiva, porém ambigualmente, em Fine 1986 (p. 38), onde o autor diz 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 um elemento novo : o adjetivo « incompatíveis ». Evidentemente, isso faz uma diferença significativa. No entanto, o próprio Fine volta a esse ponto no capítulo seguinte do livro, mas desta vez o adjetivo *não* aparece : « Ele [Einstein] 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 Ψ_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 conceivelmente não ser passível de ser revelada empiricamente. Se não são autofunções de observáveis, devemos assumir que diferem ao menos nas probabilidades que fornecem aos valores de certos observáveis.

5. Incompletude ou inconsistência ?

A discussão da seção precedente sugere-nos uma investigação inusitada. Consideremos a afirmação de Howard na última sentença da citação acima :

« Duas funções Ψ 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 mostra-se, no mínimo, incompleta : as duas funções Ψ 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.

Parece que estamos diante de uma situação curiosa, que nos incita a refletir mais sobre a afirmação de Howard. Será realmente correta ? Analisemos a situação através da versão para spin do argumento de EPR.

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, através da 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, porém, para o seguinte : nessa história usual as descrições dadas por $|z\rangle$ e $|y\rangle$ com relação aos valores de S_y e S_z , respectivamente, 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 um critério intuitivo de incompletude, a Incompletude Clássica), $|z\rangle$ e $|y\rangle$ dizem algo sobre as grandezas S_y e S_z , respectivamente. A saber, que $\text{prob}(S_y = +1) = 1/2$ e $\text{prob}(S_y = -1) = 1/2$, e que $\text{prob}(S_z = +1) = 1/2$ e $\text{prob}(S_z = -1) = 1/2$, respectivamente. Essas são informações concretas, verificáveis empiricamente,¹⁶ sobre o estado real do sistema. E mais : tais informações são *incompatíveis*. Se $|z\rangle$ dá $\text{prob}(S_z = -1) = 1$ e $|y\rangle$ dá $\text{prob}(S_z = +1) = 1/2$ essas duas funções de onda estão fornecendo descrições conflitantes sobre o sistema; de acordo com a primeira, medidas de S_z darão sempre o valor -1 ; de acordo com a segunda, poderão também dar $+1$.

Assim, segundo essa análise, a condição de localidade implica a *inconsistência* da MQ, e não meramente sua incompletude.

Segundo entendemos, esse ponto crucial passou até aqui despercebido porque nunca se prestou atenção ao que é « incompletamente descrito » pela MQ, tomando-se essa parte da descrição como se fosse um vazio. Mas a « incompletude » da descrição quântica *não* pode ser assimilada às noções de incompletude do senso comum. Por exemplo, uma fotografia de uma pessoa que só incluía sua cabeça não descreverá nada sobre o corpo; uma outra que incluía o corpo, mas não a cabeça, não dirá nada sobre ela. Tais fotografias

16 Pelo menos no mesmo sentido em que o são as proposições da MQ, ou, genericamente, as proposições probabilísticas.

podem ser então tomadas como descrições incompletas da pessoa, mas não serão incompatíveis, como no caso da MQ.

Note-se ainda que embora a situação que utilizamos para exibir o conflito entre a localidade e a consistência da MQ tenha sido a do argumento original de EPR, que envolve medidas de grandeza físicas incompatíveis, um resultado semelhante, livre de quaisquer objeções a esse respeito, pode também ser obtido, através da reformulação de nosso argumento simplificado da Seção 3 : o estado singlete do sistema composto dá, para um dos sub-sistemas, $\text{prob}(S_z = -1) = 1/2$, por exemplo, o que é incompatível com a descrição quântica após uma medida de S_z ter sido efetuada sobre o outro subsistema, que dá ou $\text{prob}(S_z = -1) = 1$ ou $\text{prob}(S_z = -1) = 0$, dependendo do resultado obtido naquela medida. Portanto, apenas *uma* medida real, não-contrafactual, é requerida.

[Nota Adicional : Gostaríamos de agradecer a Harvey R. Brown, da Universidade de Oxford, por haver lido e comentado este artigo. O Dr. Brown levantou restrições à tese central da presente seção, com base na observação de que : « *It is true that the states $|z\rangle$ and $|y\rangle$ furnish conflicting probabilities related to future measurements. But looked at from the view of a local hidden variable theory, all that is happening is that the original z-measurement on the distant system picks out one subensemble, and the original y-measurement picks out a different subensemble of the original ensemble. The states $|z\rangle$ and $|y\rangle$ refer to these different subensembles.* » Conforme a entendemos, essa observação é importante na medida em que *explicita* o fato de que a alegada inconsistência *só se obtém quando se assume a completude da descrição quântica*. Nossa tese deveria, pois, ser reexpressa dizendo-se que o resultado contra a completude da MQ se obtém *via* a dedução de uma inconsistência, quando se assume a condição de localidade.]

6. Conclusões

Iniciamos este trabalho analisando um sentido intuitivo em que se pode considerar a MQ incompleta, que resulta do caráter não-epistêmico das probabilidades quânticas em conjunção com o caráter definido (*definiteness*) dos resultados de medida. Indicamos que a manutenção da tese oposta, ou seja, de que a descrição quântica é completa, exige algum tipo de tratamento « criativo » do processo de medida. Mencionamos então que as propostas usuais de interpretação do processo de medida, baseadas em uma suposta perturbação incontrolável, no estilo da experiência *gedanken* de Heisenberg do microscópio de raios gama, não podem funcionar, por serem relevantes às limitações do processo de preparação de estado, e não do processo de medida propriamente considerado. Além,

é claro, da adoção de uma visão não realista, uma das únicas alternativas parece ser, como sugerimos, a adoção de uma ontologia que permita potencialidades, suplementada por uma teoria da medida que explique o processo em termos objetivos, através de algum tipo de interação que se responsabilize pela atualização das potencialidades quando se efetua uma medida.

Na Seção 3 oferecemos uma análise detalhada da estrutura lógica do argumento de EPR, o que serviu para a exposição de redundâncias e pontos obscuros do argumento. Ressaltamos que o objetivo primordial de EPR é tentar inviabilizar qualquer tentativa de salvar a completude através de algum tipo de perturbação física no ato de medida, exibindo uma situação física na qual essa perturbação teria que atuar instantaneamente através de distâncias arbitrariamente grandes. Vimos que esse objetivo foi atingido, pois o argumento de EPR fez o principal defensor da tese da completude, Niels Bohr, reconhecer (de fato) as limitações de sua argumentação anterior, e buscar refúgio em concepções filosóficas desconfortáveis. Apontamos o caráter *ad hoc* da nova explicação, assim como sua implausibilidade do ponto de vista físico-intuitivo. Além disso, mostramos como um argumento de incompletude simplificado pode ser construído, que é completamente invulnerável às objeções de Bohr. Uma comparação atenta desse argumento com o de EPR revelou, então, que existem, na verdade, duas noções de incompletude ligeiramente diferentes, sendo que o argumento simplificado mostra uma delas enquanto que o de EPR mostra a outra, mais forte, em um certo sentido. No entanto, mostramos que uma vez chegados à incompletude fraca através do argumento mais simples e sólido a que nos referimos, a recusa em aceitar a tese da incompletude forte tem o preço do comprometimento com uma forma extrema de determinismo. Ambos os argumentos dependem crucialmente de uma condição de localidade, o que significa que uma das únicas opções realistas plausíveis para a manutenção da tese da completude é a admissão de influências físicas não-locais, o que certamente representa um caminho duro do ponto de vista físico.

A noção de completude e o argumento para a incompletude de Einstein foram analisados na Seção 4. Essa noção e esse argumento diferem substancialmente dos de EPR. Vimos que embora o argumento de Einstein seja muito mais simples e transparente, isso só é conseguido através da adoção de um critério de completude talvez demasiado forte.

Sugerimos, na Seção 5, que na realidade os argumentos do tipo EPR são argumentos para a *inconsistência* da MQ, e não simplesmente para sua incompletude. Essa tese inusitada surge de um exame cuidadoso do que a teoria quântica estaria descrevendo incompletamente, e como. Mais uma vez, uma opção realista seria o abandono da localidade.

Olhando as questões discutidas neste artigo em conjunto com os outros dois grandes temas nos fundamentos da MQ, o problema da medida e as

Desigualdades de Bell, evidenciam-se conexões estreitas entre esses problemas, assim como uma possibilidade de seu solucionamento simultâneo.

De fato, o problema da medida surge a partir do momento em que admitimos a completude da MQ, enquanto que os conflitos com a condição de localidade, *via* Desigualdades de Bell, aparecem quando, assumindo a incompletude da descrição quântica, procuramos de algum modo completá-la. Por outro lado, nossa análise indica que a manutenção da completude exige, dentro de um referencial realista, o sacrifício da localidade. Também pode-se mostrar, como pioneira e brilhantemente o fez Fine, 1986, que nas raízes do problema da medida, o famoso « gato de Schrödinger », estava a questão da completude : o objetivo central de Schrödinger e Einstein ao proporem esse argumento era o de mostrar a incompletude da descrição quântica.

Evidentemente essas questões exigem investigações extensas e profundas, mas queremos apenas exarar aqui, a título de sugestão e desafio a desenvolvimentos futuros, a idéia de que uma interpretação literal da MQ, com a adoção de uma ontologia e de uma teoria de interações físicas compatíveis com essa interpretação pode oferecer uma alternativa global de « solucionamento » dos problemas fundamentais da MQ, apesar, é claro, do rompimento radical com a visão clássica. Essa ontologia teria necessariamente que incluir potencialidades, e interações não-locais necessariamente seriam envolvidas. Porém, como os estudos recentes sobre as Desigualdades de Bell indicam,¹⁷ talvez não seja requerido um confronto direto com as restrições relativísticas, o que pode vir a ser explicado por uma possível limitação das influências não-locais ao processo de atualização de potencialidades. Esse processo deverá ser entendido em termos físicos objetivos, explicando-se não somente o processo de medida e suas características peculiares — se é que as haveria —, como também o caráter definido das propriedades dos objetos macroscópicos em geral. Nesse programa, o maior trabalho filosófico estaria no desenvolvimento da nova ontologia, e o maior trabalho físico no desenvolvimento da teoria de interações. Se tal empreendimento será encetado, e se, em o sendo, chegará a bom termo, são questões que cabe ao futuro responder.¹⁸

17 O trabalho pioneiro sobre esse ponto é Jarrett, 1984; comentários elucidativos sobre ele encontram-se em Shimony, 1983 e 1986, Ballantine & Jarrett, 1987 e Howard *preprint*.

18 Uma teoria da localização espontânea do pacote de onda vem sendo desenvolvida recentemente com perspectivas animadoras por Ghirardi, Rimini, Weber e Benatti. Visto que ela admite a ocorrência real de indefinição de valores de quantidades físicas (embora por períodos muito curtos), e persegue o ideal do restabelecimento da objetividade do processo de redução do pacote de onda, é compatível com a nossa sugestão neste artigo. Ver Ghirardi, Rimini & Weber, 1986, Benatti Ghirardi, Rimini & Weber, 1986 e 1987. Para uma defesa entusiástica dessa teoria, ver Bell, 1987.

Lista bibliográfica

- Aspect, A., Dalibard, J. & Roger, G. « Experimental test of Bell's Inequalities using time-varying analyzers », em *Physical Review Letters*, 49 (25) : 1804-7, 1982.
- Ballentine, L. E. « The statistical interpretation of quantum mechanics », em *Review of Modern Physics*, 42 (4) : 358-81, 1970.
- Ballentine, L. E. & Jarrett, J. P. « Bell's Theorem : Does quantum mechanics contradict relativity ? », em *American Journal of Physics*, 55 (8) : 696-701, 1987.
- Bennatti, F., Ghirardi, G. C., Rimini, A. & Weber, T. « Quantum mechanics with spontaneous localization and the quantum theory of measurement ». *Preprint IC/86/331*, International Center for Theoretical Physics, Miramare-Trieste, Itália, 1986.
- « Quantum mechanics with spontaneous localization and the quantum theory of measurement », em *Il Nuovo Cimento*, 100B (1) : 27-41, 1987.
- Bohm, D. *Quantum theory*. New York, Prentice Hall, 1951.
- Bohr, N. « Can quantum-mechanical description of reality be considered complete ? », em *Physical Review*, 48 : 696-702, 1935.
- Brown, H. R. « O debate Einstein-Bohr sobre a mecânica quântica », em *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, nº 2, pp. 51-89, 1981.
- « O problema da medida em mecânica quântica », em *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, nº 9, pp. 5-33, 1986a.
- « The insolubility proof of the quantum measurement problem », em *Foundations of Physics*, 16 : 857-70, 1986b.
- Brown, H. R. & Redhead, M. L. G. « A critique of the disturbance theory of indeterminacy in quantum mechanics », em *Foundations of Physics*, 11 : 1-20, 1981.
- Chibeni, S. S. *Problemas com realismo em mecânica quântica, uma análise de resultados recentes*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física Gleb Wataghin, Universidade Estadual de Campinas, 1984.
- Clauser, J. F. & Horne, M. A. « Experimental consequences of objective local theories », em *Physical Review D*, 10 (2) : 526-35, 1974.
- Clauser, J. F., Horne, M. A., Shimony, A. & Holt, R. A. « Proposed experiment to test local hidden-variable theories », em *Physical Review Letters*, 23 (15) : 880-4, 1969.
- Clauser, J. F. & Shimony, A. « Bell's theorem : experimental tests and implications », em *Reports on the Progress of Physics*, 41 : 1881-1927, 1978.
- D'Espagnat, B. *Conceptual foundations of quantum mechanics*. 2. ed. Reading, Massachusetts, Benjamin, 1976.
- Einstein, A. « Physik und Realität », em *Journal of the Franklin Institute*, 221 : 313-47, 1936. (Trad. para o inglês por J. Piccard, como « Physics and reality », em *ibid.* pp. 349-82.)
- Einstein, A. « Quanten-Mechanik und Wirklichkeit », em *Dialectica*, 2 : 320-4, 1948. (Trad. para o inglês por I. Born como « Quantum mechanics and reality », em Born, M. ed. *The Born-Einstein letters*. London, MacMillan, 1971.)
- « Autobiographisches », em Schilpp, P. A. ed. *Albert Einstein : Philosopher-scientist*. Evanston, Illinois, The Library of Living Philosophers, 1949, pp. 2-94. (Trad. para o inglês por P. A. Schilpp como « Autobiographical notes », em *ibid.* pp. 3-94.)

- Einstein, A., Podolsky, B. & Rosen, N. « Can quantum-mechanical description of reality be considered complete ? », em *Physical Review*, 47 : 777-80, 1935.
- Fine, A. « Einstein's critique on quantum theory : The roots and significance of EPR », em Barker, P. & Shugart, C. G. eds. *After Einstein*. Memphis, Memphis State University Press, 1981, pp. 147-59. Reimpresso em Fine, 1986, Cap. 3. *The shaky game; Einstein, realism and the quantum theory*. Chicago, University of Chicago Press, 1986.
- Ghirardi, G. C. Rimini, A. & Weber, T. « Unified dynamics for microscopic and macroscopic systems », em *Physical Review D*, 34 : 470-91, 1986.
- Hellman, G. « EPR, Bell, and collapse : A route around 'stochastic' hidden variables », em *Philosophy of Science*, 54 : 558-76, 1987.
- Howard, D. « Einstein on locality and separability », em *Studies in History and Philosophy of Science*, 16 (3) : 171-201, 1985.
« Locality, separability, and the physical implications of the Bell experiments ». *Preprint*.
- 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 », em *Noûs*, 18 : 569-89, 1984.
- Pais, A. « *Subtle is the Lord...* ». The science and the life of Albert Einstein. Oxford, Oxford University Press, 1982.
- Park, J. L. & Margenau, H. « Simultaneous measurability in quantum theory », em *International Journal of Theoretical Physics*, 1 (3) : 211-83, 1968.
- Prugovecki, E. « On a theory of measurement of incompatible observables in quantum mechanics », em *Canadian Journal of Physics*, 45 : 2173-2219, 1967.
- Redhead, M. L. G. « Nonlocality and peaceful coexistence », em Swinburne, R. ed. *Space, time and causality*. Dordrecht, Reidel Publishing Company, 1983, pp. 151-89.
- Robinson, M. C. « A thought experiment violating Heisenberg's uncertainty principle », em *Canadian Journal of Physics*, 47 : 963-7, 1969.
- Shimony, A. « Controllable and uncontrollable non-locality », em Kamefuchi, S. et alii eds. *Proceedings of the international symposium : Foundations of quantum mechanics in the light of new technology*. Tokyo, Physical Society of Japan, 1983, pp. 225-30.
« Events and processes in the quantum world », em Penrose, R. & Isham, C. J. eds. *Quantum concepts in space and time*. Oxford, Clarendon Press, 1986, pp. 183-203.