



**UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE FEIRA DE SANTANA**



**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENSINO,
FILOSOFIA E HISTÓRIA DAS CIÊNCIAS**

Fábio Henrique de Alencar Freitas

**Os Estados Relativos de Hugh Everett III:
uma análise histórica e conceitual.**

Salvador
2007

Fábio Henrique de Alencar Freitas

**Os Estados Relativos de Hugh Everett III:
uma análise histórica e conceitual.**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ensino, Filosofia e História das Ciências, Universidade Federal da Bahia e Universidade Estadual de Feira de Santana, como requisito parcial para obtenção do grau de mestre.

Orientadores: Prof. Dr. Olival Freire Jr.
Prof. Dr. Stefano Osnaghi.

Salvador
2007

Fábio Henrique de Alencar Freitas

Os Estados Relativos de Hugh Everett III:
uma análise histórica e conceitual.

Dissertação para obtenção do grau de mestre em Ensino, Filosofia e História
das Ciências

Salvador, 26 de fevereiro de 2007

Banca Examinadora

Prof. Dr. Roberto de Andrade Martins _____
Doutor em Lógica e Filosofia da Ciência, UNICAMP
Universidade Estadual de Campinas

Prof. Dr. Aurino Ribeiro Filho _____
Doutor em Física Teórica, University of Essex
Universidade Federal da Bahia

Prof. Dr. Olival Freire Junior _____
Doutor em História Social, USP
Universidade Federal da Bahia

Sumário

Agradecimentos	VI
Resumo	VIII
Abstract	IX
Apresentação	01
Capítulo I- A formulação dos estados relativos da teoria quântica.	10
Capítulo II- “Para que serve uma função de onda?”: Everett, Wheeler, Bohr e uma nova interpretação da teoria quântica	47
Conclusões	69

À minha companheira Vera.
Aos meus pais, Kátia e Cláudio, meus irmãos, Luana e Rodrigo e meu avô, José.
Ao meu orientador e amigo, Olival.

Sem vocês, nada haveria.

Agradecimentos

À minha companheira Vera, que junto com nossos gatos, Sartre e Frida, acompanhou todo esse processo e me fez chegar até o fim.

Ao meu orientador ao longo desses últimos 6 anos, Olival, que sempre investiu em mim, me mostrou por onde seguir e confiou que eu poderia enfrentar o desafio de desenvolver um tema tão difícil.

À Stefano, que tanto se esforçou nesse projeto e se dedicou à minha formação em mecânica quântica, ministrando um brilhante curso individualizado. Espero poder trabalhar muito mais com você e espero que retorne para a Bahia em breve.

Ao professor João Salles, por ser uma permanente fonte de inspiração e pelas maravilhosas aulas de epistemologia.

Aos professores Aurino e Osvaldo, tanto pelos comentários na qualificação como pelas aulas sobre filosofia da física e da ciência. Foi muito prazeroso assisti-las.

Aos professores Charbel, Maria Cristina, Zé Luís e todos os outros membros do nosso corpo docente.

Ao nosso querido Orlando. Tudo fica muito mais fácil com sua boa vontade e amizade permanentes.

À Saulo, por sempre estar disponível ao longo desses anos e por ter confiado em meu trabalho e me oferecido uma excelente oportunidade como professor substituto.

À Frederick, por inúmeras discussões sobre Física, Filosofia e outras bobagens ao longo desses anos.

À Katemari, que mesmo sem me deixar dormir no ônibus da UEFS ajudou bastante em todo esse processo.

Aos colegas do programa de pós-graduação, em especial Bernadete, Clemente, Élder, Fábio Pena, Lia, Roberta, Rodolfo, Taiane e todos os outros que estiveram presentes e compartilharam das mesmas angústias e alegrias de fazer um mestrado.

Gostaríamos de agradecer ao CNPq pelos dois anos de bolsa de iniciação científica (PIBIC 2003/4 e 2004/5) que culminaram no presente projeto. A coleta desse material por Olival Freire foi viabilizada pelos auxílios do CNPq (Grant 303967/2002-1), do American Institute of Physics e da American Philosophical Society. Agradecemos ainda à CAPES por financiar essa dissertação com uma bolsa de mestrado (CAPES/Demanda Social).

Resumo

A interpretação dos estados relativos da teoria quântica, proposta por Hugh Everett em fins de 1955 e publicada em 1957, é um tema de extrema relevância para a história da física quântica na segunda metade do século XX. No seu processo de desenvolvimento, houve um debate entre John Wheeler, Hugh Everett e Niels Bohr sobre fundamentos da teoria quântica que até então permanece apenas parcialmente documentado. A consequência da avaliação negativa por Bohr foi o abandono prematuro do projeto de desenvolver uma interpretação da teoria quântica que fosse completamente determinística e descritivista, apenas descartando o postulado de projeção. Esse abandono acarretou diferentes reinterpretções que originaram toda uma família de interpretações “sem colapso” que hoje fazem parte da controvérsia acerca de fundamentos da teoria quântica.

Nessa dissertação nós examinaremos o significado dessa interpretação e o processo de seu surgimento. A análise dessa interpretação é feita a partir dos textos originais, sem utilizar cargas ontológicas mais modernas, e seus principais problemas serão explicitados. Tendo compreendido qual esse significado, estudaremos o processo de surgimento da tese de Everett, dando ênfase ao debate ocorrido em Copenhague e no papel de Wheeler nesse processo. Mostraremos que a tentativa de Wheeler de compatibilizar a interpretação de Everett com a de Bohr não poderia dar frutos, pois a forma com que essas interpretações compreendiam o papel do formalismo da teoria quântica eram incompatíveis.

Palavras Chave: Interpretação dos Estados Relativos, fundamentos da teoria quântica, história da física quântica, filosofia da física quântica.

Abstract:

The relative states interpretation of quantum theory, proposed by Hugh Everett in the end of 1955 and published in 1957, has extreme relevance to the history of quantum physics in the second half of the twentieth century. In its development, there was a debate among John Wheeler, Hugh Everett and Niels Bohr on the foundations of quantum theory, which by now still remains only partly reported. The consequence of the negative evaluation by Bohr was Everett's premature desertion of the project of developing a completely deterministic and descriptive interpretation of quantum theory by just disregarding the projection postulate. This desertion yielded different reinterpretations which originate a whole new family of "no collapse" interpretations that are now part of the controversy on the foundations of quantum theory.

In this dissertation, we analyze the meaning of this interpretation and the process of its arising. The analysis of this interpretation is made from the original papers, with no reference to modern ontological loads, and its main problems are specified. After presenting this analysis, we study the origins of Everett's thesis, emphasizing the debate occurred in Copenhagen and the role played by Wheeler in this process. We argue that Wheeler's attempts of merging the Everett's interpretation with Bohr's could bore no fruits, since the way each interpretation understood the role of the formalism on quantum theory were incompatible.

Keywords: relative states interpretation, foundations of quantum theory, history of quantum physics, philosophy of quantum physics.

Apresentação

A interpretação dos estados relativos¹, proposta por Hugh Everett em fins de 1955 e publicada em 1957, é um tema de extrema relevância para a história da física quântica na segunda metade do século XX. Hoje, essa interpretação, junto com suas variantes, é considerada por muitos como a principal forma de se enfrentar os problemas de fundamentos da teoria quântica. Ainda que talvez essa posição seja exageradamente otimista, é certo que sua influência é marcante e grandes nomes da área de fundamentos da física já tomaram a mesma como objeto de análise, a exemplo de John Bell, Abner Shimony e Bernard d’Espagnat². Sua solução para os problemas da física quântica foi original e inovadora e esse aspecto vem sendo exaustivamente estudado tanto por físicos como por filósofos. Porém, existe uma carência muito grande em termos de estudos históricos sobre o mesmo tema. Estritamente, só existem dois trabalhos acerca da história da interpretação de Everett. O primeiro, de Andrés Cassinello, possui diversas limitações, como mostramos em trabalho anterior, e não aborda o contexto da elaboração da interpretação. Em especial, ao não identificar corretamente o processo de surgimento dessa interpretação, Cassinello atribuiu um peso muito grande para a relação entre essa interpretação e o campo da cosmologia quântica e por isso afirmou que o interesse nessa interpretação sempre estaria ligada com o tema da cosmologia. De nosso estudo, pudemos comprovar que a maioria dos trabalhos não

¹ EVERETT, H. (1957). “Relative State” formulation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, V. 29, N. 3, 454-462. [On the Foundations of Quantum Mechanics, Tese, Doutorado em Física, Princeton, março de 1957, 37 p.] e Everett, H. (1973). The theory of the universal wave function. in DeWitt, B., Graham, N. (eds.) *The Many-Worlds interpretation of quantum mechanics*, New Jersey: Princeton University Series, (1973).

² Bell, J. S. (1987) *Speakable and Unsayable in Quantum Theory*. Cambridge: Cambridge University Press; Shimony, A. (1989) *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*, em Davies, P. (ed.) *The New Physics*. Cambridge: Cambridge University Press; D’Espagnat, B. (1971) *Foundations of Quantum Mechanics*, em International School of Physics Enrico Fermi, Curso XLIX. New York: Academic Press.

tinha interesse nesse tema e cada vez mais pesquisadores do campo de informação quântica se aproximam da interpretação de Everett³. O segundo trabalho, de Eugene Shikhovtsev⁴, é uma biografia não publicada, disponível somente na internet. Essa biografia faz uma vasta e interessante descrição da vida de Everett, porém sua análise do surgimento dessa interpretação é inadequada pelo mesmo pecado do texto anterior: nenhum dos dois conseguiu identificar o debate ocorrido em Copenhague sobre essa interpretação. A notícia da existência de um debate em Copenhague sobre a tese de Everett antes mesmo de sua defesa em Princeton foi omitida da autobiografia de John Archibald Wheeler, orientador de Everett, escrita em colaboração com Kenneth Ford.⁵ As primeiras e únicas referências a esse debate apareceram na literatura em textos recentes de Freire Jr.⁶, trabalhos esses que motivaram a presente dissertação.

O objetivo dessa dissertação é contribuir para suprir a lacuna histórica sobre esse tema, desenvolvendo uma análise mais completa do contexto de surgimento dessa interpretação e do debate que Everett, John Wheeler, orientador de Everett, e Niels Bohr travaram sobre o seu significado. Dessa forma, estudaremos o período compreendido entre 1953, ano de ingresso de Everett no doutorado em Princeton e 1957, ano de publicação de sua tese.

Para reconstruir esse debate, nos apoiamos principalmente nos textos originais de Everett e nas cartas trocadas pelos personagens envolvidos nesse debate. Os textos e cartas de Everett podem ser encontrados nos Everett Papers, no Center for History of

³ CASSINELLO, A. (1994). La interpretación de los muchos universos de la mecánica cuántica. Apuntes históricos. *Arbor*, CXLVIII, N. 584, 47-68; FREITAS, F. H. A., FREIRE Jr., O. (2003) Sobre o uso da web of science como fonte para a história da ciência. *Revista da Sociedade Brasileira de História da Ciência*, vol. 1, n. 2, p. 129-147.

⁴ SHIKHOVTSEV, E. (2003). Biographical Sketch of Hugh Everett III. Disponível em: <http://space.mit.edu/home/tegmark/everett/everett.html> (acesso em 02/02/2007).

⁵ John Archibald Wheeler & Kenneth Ford, *Geons, Black Holes & Quantum Foam – A Life in Physics*, New York: W. W. Norton, 1998.

⁶ FREIRE Jr., O. (2004). The Historical Roots of “Foundations of Quantum Physics” as a Field of Research (1950-1970). *Foundations of Physics*, V. 34, N. 11, 1741-1760; FREIRE Jr., O. (2005). Science and exile:

Physics do American Institute of Physics, em College Park, Maryland. A maior parte desse material foi coletada por Olival Freire Jr. Dois manuscritos foram gentilmente enviados posteriormente por Spencer Weart, diretor do Center for History of Physics. Uma pequena lacuna presente nos Everett Papers foi gentilmente suprida por Eugene Shikhovtsev, que nos enviou as cartas trocadas por DeWitt e Everett e alguns dos seus emails pessoais que continham informações valiosas e estamos profundamente agradecidos por tal gesto. Os registros escolares e outras informações, inclusive a versão original da tese defendida em Princeton em 1957, foram coletados por Stefano Osnaghi nos Graduate Alumni Records, Seeley G. Mudd Manuscript Library, Princeton University Library. A outra principal fonte de informações do trabalho, principalmente porque é somente nessas cartas que aparece explicitamente o debate ocorrido em Copenhague, é o arquivo pessoal de John Wheeler. Esse material inclui as cartas entre Wheeler e Everett, Bohr, Alexander Stern e Aage Petersen e suas anotações em um caderno de notas. Esse material foi coletado por Olival Freire Jr. nos Wheeler Papers, American Philosophical Society, Philadelphia. Utilizamos ainda algumas cartas enviadas por Bohr e por Rosenfeld, ambas depositadas no Niels Bohr Archive, Copenhague e também coletadas por Olival Freire Jr.

Como já dito, o presente tema sofre de uma carência muito grande do ponto de vista de trabalhos históricos. As fontes secundárias utilizadas foram os já mencionados trabalhos de Cassinello, Shikhovtsev e Freire Jr. Além destes, podemos ainda mencionar o trabalho de Bromberg⁷, que junto com os trabalhos de Freire Jr., contextualizam o ambiente de pesquisa em fundamentos da física quântica na segunda metade do século XX.

David Bohm, the cold war, and a new interpretation of quantum mechanics. *Historical Studies in Physical Sciences*, V. 36, 1, 1-34.

⁷ BROMBERG, Joan Lisa. "Device Physics vis-à-vis Fundamental Physics in Cold War America: The Case of Quantum Optics", *ISIS*, 97(2), 237-259

Mas se existe essa carência em estudos históricos, os estudos filosóficos e científicos sobre o significado da interpretação são extremamente vastos. Destes, o principal texto utilizado foi o *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*, de Jeffrey Barret⁸. Esse livro faz uma apresentação do projeto original de Everett, examinando as diversas tentativas de dar sentido para este. A nossa apresentação das idéias de Everett se baseou fortemente nesse livro e nos textos originais de Everett. Referências mais específicas podem ser encontradas no primeiro capítulo.

O presente trabalho de pesquisa tem suas raízes no meu curso de graduação. Calouro, recém ingresso no curso de Licenciatura em Física na UFBA (curso noturno), tive contato com uma das disciplinas cujo objetivo é mostrar uma dimensão mais ampla da física a partir de uma investigação conceitual aprofundada utilizando, para isso, elementos de história e filosofia da ciência. Nessa disciplina entramos em contato com os gregos, estudando a astronomia e a física grega, para que possamos dar sentido e entender o que foi todo o processo da revolução copernicana e da síntese newtoniana. Essa disciplina foi marcante no sentido de me mostrar a física contendo uma dimensão histórica. Como sempre tive grande interesse em história, procurei o professor que ministrava a disciplina e que futuramente viria a ser o meu orientador durante a graduação e nesse trabalho, e ele me colocou para ler o *Estudos Galilaicos*, do Koyré.

Algum tempo depois, eu ainda estava interessado em história da mecânica clássica, em especial sobre Galileu e Newton, e Olival me propôs um trabalho de iniciação científica em história da ciência, mas eu teria que trabalhar com história da mecânica quântica. Confesso que até aquele momento, no 5º semestre do curso de física, ainda não tinha exatamente claro o que era mecânica quântica e muito menos que controvérsia era essa que existia sobre os seus fundamentos. O objeto da pesquisa não

⁸ BARRET, J. A. (1999). *The Quantum Mechanics of Minds and Worlds*. Oxford: Oxford Univ. Press.

era tanto a história da quântica propriamente dita, mas uma análise das potencialidades para a história das ciências de uma ferramenta informatizada de contagem de citações bem conhecida dos físicos, o Web of Science, do Institute for Scientific Information. O caso que tomamos para avaliar essa ferramenta foi o estudo da dinâmica de citações de alguns artigos chaves naquela controvérsia. Estudamos como variou o número de citações dos artigos e se as informações extraídas convergiam com informações obtidas por outros métodos próprios da história das ciências e se era possível extrair novas informações com essa mesma ferramenta. Um dos artigos que analisamos foi o de Hugh Everett. Nesse caso, para avaliar se as informações encontradas eram relevantes, resolvemos comparar os dados extraídos com um dos poucos artigos que comentam a história dessa interpretação, o já citado artigo de Cassinello. Neste, Cassinello afirma que a fortuna desta interpretação esteve e estaria para sempre ligada ao campo de cosmologia⁹. No trabalho nós mostramos que de fato o campo de cosmologia possuía um papel importante na difusão da abordagem everettiana, porém, a maioria absoluta dos artigos que citavam essa interpretação estavam relacionados com os fundamentos da teoria quântica. Com isso, vimos que a história dessa interpretação como um capítulo da história da cosmologia não era uma narrativa adequada e que esse tema merecia um trabalho de pesquisa histórica que tomasse em conta a relação do trabalho de Everett com o campo de fundamentos da teoria quântica.

Mas o interesse desse tema não se restringe à escassez de estudos históricos sobre o mesmo. A interpretação de Everett, ou as suas reinterpretações, é considerada por muitos como a solução definitiva para os problemas filosóficos da teoria quântica. Talvez isso seja um exagero, mas é certo que sua influência é grande. Grandes físicos, como o Nobel Murray Gell-Man, e grandes grupos de pesquisa, como o grupo de

⁹ Cassinello, op. cit., p. 59. Freitas e Freire, op. cit.

Oxford, desenvolvem essa interpretação e, com isso, o tema está na ordem do dia da Física¹⁰. Mais que isso, o campo de informação quântica, uma das principais áreas de pesquisa na física atual, pôde se desenvolver por causa de uma compreensão mais detalhada do fenômeno da descoerência. E essa compreensão é tributária dos esforços de resolver problemas da interpretação de Everett, a partir da década de 1970. Da mesma forma que a não-localidade emergiu da pesquisa de fundamentos, a descoerência fez esse caminho. E compreender a emergência desses fenômenos, através da pesquisa de fundamentos, é um dos caminhos para compreender a evolução da física na segunda metade do século XX.

Outro motivo que justifica o desenvolvimento de estudos históricos sobre esse tema é compreender por qual motivo Wheeler procurou Bohr para avaliar e discutir a interpretação de Everett. Como veremos, diferentes concepções do papel de uma teoria física estavam em jogo, descritivista para Everett e Wheeler, pragmática para Bohr¹¹, e não parece haver meios de compatibilizar essas visões. Desse modo, Wheeler, um dos físicos que desempenhou papel central na década de 50 e notoriamente adepto da interpretação da complementaridade, parecia não compreender qual o significado dessa interpretação e acreditava, de modo inadequado, que seria possível combinar o pensamento de Bohr com uma leitura descritivista da teoria quântica. Ademais, compreender a reação de Bohr à uma nova interpretação da teoria quântica é um tema de mais alta relevância.

Essa dissertação foi estruturada na forma de dois capítulos, 1 e 2, que pretendem ser artigos independentes. No primeiro capítulo, estudaremos o significado e a evolução

¹⁰ Para um panorama geral, ver Barrett, op. cit. GELL-MANN, M. e HARTLE, J. B. (1990). Quantum Mechanics in the light of quantum cosmology. em Zurek, W. (ed.) *Complexity, Entropy and the physics of cosmology*. Proceedings of the Santa Fe Institute; do grupo de Oxford, ver em especial WALLACE, D. (2002) Worlds in the Everett Interpretation. *Studies in the History and Philosophy of Modern Physics* 33 pp. 637-661 e SAUNDERS, S. (1993). Decoherence, relative states and evolutionary adaptation. *Foundations of Physics*, v. 23, p. 1553-85.

¹¹ OSNAGHI, S. (2006). A dissolução pragmático-transcendental do “problema da medição” em física quântica. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, Campinas, Série 3, v. 15, n. 1, p.79-125.

conceitual da interpretação apresentada por Everett como resultado de seu doutorado em Princeton, concluído em março de 1957. Primeiramente, nós reescreveremos os argumentos apresentados na única publicação em periódico, pelo próprio Everett, em notação contemporânea, isto é, utilizando a notação de Paul A. M. Dirac, buscando esclarecer melhor o significado dos conceitos.¹² Esse trabalho com a notação e com o esclarecimento do significado dos conceitos se torna necessário tanto pelo processo que a tese sofreu, tendo como resultado a eliminação de alguns aspectos no texto finalmente depositado e publicado, como por alguns problemas intrínsecos à apresentação efetuada por Everett. Desse modo, nem sempre é claro o significado dessa interpretação e de como ele pretendia resolver alguns dos problemas postos nos fundamentos da teoria quântica. Nessa análise, evidenciaremos quais os principais problemas existentes nessa apresentação, em especial a relação entre a interpretação e a experiência cotidiana do físico, problema que é essencialmente o da transição entre mundo quântico e mundo clássico, e a dedução das probabilidades no seu contexto original.

Esse capítulo tem como objetivo fazer uma apresentação, que acreditamos ser até o momento inédita em língua portuguesa, da interpretação de Everett como ele próprio a concebia, com seus problemas e sem lhe adicionar uma carga ontológica que só apareceria posteriormente. Em especial, buscamos fazer a distinção entre a interpretação que Everett apresentou e a que DeWitt apresentaria posteriormente, denominada de “muitos-mundos” e que frequentemente é apresentada como se fosse idêntica à primeira¹³.

¹² A consolidação da notação de Dirac como dominante na escrita da física quântica é um problema interessante na história da física, visto que já na década de 30 ela havia sido desenvolvida, porém na década de 50 nenhum dos textos de fundamentos da mecânica quântica usava essa notação.

¹³ Exemplos de ausências dessa distinção são OSTERMANN, F., PRADO, S. (2005). Interpretações da mecânica quântica em um interferômetro virtual de Mach-Zender. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, V. 27, N. 2, 193-203. e PESSOA JR., O. (2003). *Conceitos de Física Quântica: volume 1*. São Paulo: Editora Livraria da Física.

O segundo capítulo pretende estudar o contexto do surgimento da primeira versão da tese, o processo de modificação desta até o resultado final e sua repercussão imediata. Para tal, analisaremos a documentação coletada nos Wheeler Papers e nos Everett Papers nos Estados Unidos. O capítulo será iniciado com uma pequena biografia de Everett pregressa a Princeton. Posteriormente, traçará o caminho de Everett na pós-graduação até o surgimento do problema e da solução inédita apresentada. Quando essa solução foi concebida, Wheeler disse que sentiu o quanto era profunda, porém na forma em que estava escrita ele sentiria vergonha de mostrá-la para Bohr. Para Wheeler, qualquer texto que se dirigisse para a seara da interpretação da teoria quântica, em especial quando cunhado por um estudante seu, teria que passar pela aprovação de Bohr. E foi o que aconteceu com esse manuscrito, que após sofrer uma primeira modificação, ainda em Princeton, foi enviado para Copenhague, antes mesmo de ser discutida formalmente em Princeton. Utilizando as cartas entre Everett, Wheeler e os Copenhaguianos (Bohr, Aage Petersen, Léon Rosenfeld e Alexander Stern), analisaremos em quais termos aconteceu o debate acerca da versão preliminar enviada para o grupo de Bohr e quais eram os principais pontos de discordância e que culminaram na modificação do texto originalmente escrito, após uma avaliação bastante desfavorável. Todo esse processo foi um duro golpe no início da carreira do jovem físico. Pouco depois da discussão da tese em Copenhague, Everett foi trabalhar nos serviços de inteligência da Defesa estadunidense, antes de defender sua tese. Já abalado por esse processo, após o envio de pre-prints ele recebeu cartas apoiando a iniciativa de trabalhar com esses temas, porém criticando a resposta que ele sugerira. Pouco depois, em 1959, Everett ainda foi a Copenhague discutir com Bohr a sua interpretação, porém Bohr não queria discutir nenhuma interpretação que questionasse a sua. Sem nenhuma relação com o motivo da visita, o único resultado foi a generalização dos

multiplicadores de Lagrange, uma ferramenta matemática que permite encontrar extremos de funções e com a qual ele fez fama e fortuna trabalhando para o governo americano. Esse foi o golpe final na carreira de físico de Everett. Tanto por causa das críticas excessivas como por causa da excelente condição de trabalho para alguém com sua habilidade matemática no contexto da guerra fria, Everett abandona a carreira de física, deixando como única publicação em periódico o já referido trabalho. O resto da vida ele trabalharia com aplicações militares de matemática e seu contato com a física se resumiria a revistas com a *Physics Today*.¹⁴ Dessa forma, esse capítulo apresenta a breve carreira de físico de Hugh Everett, que começa no início de seu doutorado e termina com a publicação de sua tese.

O segundo capítulo encerra um período da história dessa interpretação, porém não o fim dela. Ainda que criticada na sua recepção inicial, ela teria um desenvolvimento posterior muito rico. O campo de pesquisa em fundamentos da teoria quântica mudaria na década posterior à sua publicação, e se instituiria definitivamente como parte do *mainstream* da física na década de 70¹⁵. DeWitt, que foi um dos que criticaram o preprint, no final da década de 60 publica um artigo no qual ele desenvolve uma equação para a quantização da estrutura do espaço-tempo. Para compatibilizar essa equação com a teoria quântica, ele começa a advogar em defesa da interpretação de Everett, utilizando a ontologia da interpretação dos muitos-mundos, um tanto quanto peculiar e diferente da versão original. Um aluno seu de doutorado, R. Graham, executaria a primeira tentativa de resolver a dedução da regra de Born. Em 1973 ambos escreveriam uma *Resource Letter* para o *American Journal of Physics* sobre pesquisas em fundamentos da teoria quântica, que foi uma parte da tese de doutorado de Graham, dando ênfase à interpretação de Everett. Pouco antes, em 1970, DeWitt sucitou um

¹⁴ Carta de Everett para Bill Harvey, 20 de junho de 1977, Everett Papers, Series I-8.

¹⁵ Para as mudanças no ambiente de pesquisa sobre fundamentos da teoria quântica, ver Freire, 2004, op. cit.

debate no *Physics Today* ao apresentar a interpretação de Everett como a solução dos problemas interpretativos, motivando o aparecimento de uma série de artigos com diversas respostas criticando a posição de Everett e de DeWitt. Nesse trabalho DeWitt menciona um possível papel da descoerência para distinguir a interpretação de Everett de outras interpretações. E tudo isso é o início de uma nova história e, assim, trabalho para uma nova pesquisa, não contemplada nessa dissertação.

Capítulo I

A formulação dos estados relativos da teoria quântica

“Existe uma boa analogia na matemática. Os números complexos foram definidos primeiro somente em termos dos números reais. No entanto, com experiência e familiaridade suficientes com suas propriedades, tornou-se possível e, de fato, mais natural, defini-los primeiro por si só sem referência aos números reais, e derivar deles o caso restrito dos reais. Eu sugeriria que chegou o momento de fazer o mesmo com a mecânica quântica – tratá-la por si só com uma teoria fundamental sem nenhuma dependência da física clássica, e derivar a física clássica dela. Ainda que seja verdade que inicialmente os conceitos clássicos eram necessários para a sua formulação, agora nós possuímos familiaridade suficiente para formulá-la sem a física clássica, como no caso dos números complexos. Eu tenho certeza que você reconhecerá isto como o próprio exemplo de Bohr contra ele.”

Carta de Hugh.Everett para Aage Petersen, 31 de maio de 1957¹⁶

1 - Apresentação:

Esse texto faz a apresentação, pela primeira vez em língua portuguesa, da interpretação dos estados relativos da mecânica quântica. Enquanto talvez o leitor possa nunca ter ouvido falar dessa “ilustre desconhecida”, certamente conhece algumas outras que dela derivaram e que hoje estão em voga, tais como as interpretações de muitas-mentes, histórias consistentes e, a mais famosa de todas, a interpretação dos muitos-mundos.

Essa interpretação data da década de 50, em especial 1957, quando seu artigo seminal (e único publicado pelo autor em periódico) saiu na *Reviews of Modern*

¹⁶ “There is a good analogy in mathematics. The complex numbers were first defined only in terms of the real numbers. However, with sufficient experience and familiarity with their properties, it became possible and indeed more natural to define them first in their own right without reference to the real numbers, and to derive from them the special case of the reals. I would suggest that the time has come to do the same for quantum mechanics – to treat it in its own right as a fundamental theory without any dependence on classical physics, and to derive classical physics from it. While it is true that initially the classical concepts were required for its formulation, we now have sufficient familiarity to formulate it without classical physics, as in the case of the complex numbers. I am sure that you will recognize this as Bohr’s own example against him.”

*Physics*¹⁷. Nesse artigo, Hugh Everett III, um engenheiro químico que fez doutorado em Física em Princeton¹⁸, estuda a mecânica quântica tal qual concebida e explicitada no livro de von Neumann, explorando as supostas falhas que nela estão presentes, em especial criticando o postulado de projeção. Everett, em sua tese de doutorado, assume que a função de estado que evolui de acordo com a equação de Schrödinger é uma descrição completa do estado físico de um sistema, porém não aceita o uso do postulado de projeção, mostrando que o mesmo seria incompatível com, por exemplo, a quantização da gravitação em modelos cosmológicos. Ele pretende obter os resultados da teoria quântica usual sem utilizar o postulado de projeção e ainda sem nenhuma interpretação prévia. O seu projeto envolvia mostrar que a teoria era capaz de “exprimir” sua própria interpretação e que até mesmo as previsões estatísticas da regra de Born poderiam ser deduzidas sem a necessidade de postulados adicionais. Como um resultado adicional, a teoria seria completamente linear e determinística.

A abordagem proposta por Everett era bastante original e inaugurou uma linha de interpretação conhecida como interpretações de não-colapso. Sua originalidade na solução do problema da medição¹⁹, que nesse contexto se dissolve não exatamente ao ser resolvido, mas efetivamente ao desaparecer perdendo o seu sentido, influenciou fortemente os estudos posteriores de fundamentos da física quântica. A forma com que atribui existência objetiva aos elementos da função de onda no espaço de Hilbert e torna toda a experiência cotidiana uma percepção subjetiva da realidade, tirando dela o papel representativo, surpreendeu o ambiente da física de sua época, chocando mais que admirando, e ainda hoje leva a questionamentos acerca de nossa percepção da realidade

¹⁷ Everett, 1957

¹⁸ Esse artigo de 1957 é a tese de doutorado de Hugh Everett apresentada ao comitê de Princeton, com apenas pequenas alterações de estilo do texto.

¹⁹ Usamos aqui, a partir de Pessoa, o termos medição e não medida, para não confundir com a medida matemática. Para a justificação, ver Pessoa, 2003, p. 52, n. 31.

e da correlação entre as imagens de mundo que a ciência propicia e sua relação com um suposto “mundo real verdadeiro”.

Nesse trabalho, exploraremos o caminho que Everett traçou para alcançar os objetivos acima listados, analisando o formalismo que ele utilizou e explicitando qual o significado que ele pretendia atribuir à este e quais são os principais entraves ao desenvolvimento do projeto. No final, podemos concluir que o projeto que Everett tentou traçar se mostrou incompleto e, talvez, nunca venha a ser consertado, mesmo apesar dos inúmeros esforços hoje empreendidos nesse sentido. Ainda assim, para citar um dos principais críticos dessa linha interpretativa, “se essas tentativas foram ou não bem sucedidas, com certeza elas nos ensinaram mais sobre a natureza do problema”²⁰ e isso parece ser motivo suficiente para compreender quais foram essas tentativas e quais os seus problemas.

2 - Formulação convencional da teoria quântica - von Neumann, 1932 (1955):

Para que possamos seguir o caminho traçado por Everett ao desenvolver sua interpretação, vamos primeiro traçar um esboço do que ele entendia como sendo a formulação convencional da teoria quântica. A princípio, se pensamos em uma formulação definitiva da teoria quântica na década de 50, pensamos no que Max Jammer chamou de “monocracia de Copenhague”²¹. A interpretação desenvolvida principalmente por Niels Bohr parecia ser a que resolvia todos os problemas de fundamentos da teoria quântica e poucos dissidentes se ousavam a questioná-la. Porém, a Universidade de Princeton, o mesmo berço que produziu o primeiro dissidente, David

Bohm, produziria um segundo, Hugh Everett, para desafiar a formulação usual da teoria quântica. Mesmo na hora de considerar quais eram os problemas de fundamentos a serem enfrentados, Everett não se referia diretamente à formulação da complementaridade. Na verdade, ele situava a interpretação de Bohr como uma das possíveis opções entre cinco, incluindo a sua própria. Porém, eram cinco opções para resolver quais problemas? Os problemas que existiam para serem resolvidos eram os que emergiam do que ele chamou de formulação convencional da teoria quântica.

De acordo com a formulação convencional da teoria quântica²², o estado físico de um sistema era completamente descrito por um vetor no espaço de Hilbert. Esse vetor de estado evolui de modo linear e determinístico de acordo com a equação de Schrödinger. Assim, é importante frisar que como o vetor de estado descreve o estado físico do sistema, a evolução de acordo com a equação de Schrödinger é a evolução física do estado do sistema.

Os observáveis, que descrevem as propriedades do sistema passíveis de serem observadas, são operadores hermitianos no espaço de Hilbert. Um sistema possui determinada propriedade se, ao aplicarmos o operador relacionado com aquela propriedade física encontramos o vetor de estado em um auto-estado daquele operador. Ou seja, se \hat{A} é um observável e $|a_k\rangle$ é o vetor de estado do sistema, dizemos que o sistema possui a propriedade \hat{A} se $\hat{A}|a_k\rangle = a_k|a_k\rangle$, no qual a_k é um número real e representa o valor daquela propriedade²³. Se efetuarmos uma medição da grandeza \hat{A} , encontraremos como resultado o valor a_k .

²⁰ Kent, 1990. Esse texto, publicado originalmente em 1990, foi republicado no arXiv contendo um prefácio que justifica sua republicação em função do debate acerca de interpretações de “multi-mundos” permanecer atual, o que indica a relevância dos problemas aqui trabalhados nas questões contemporâneas de fundamentos.

²¹ Jammer, 1974

²² Nessa apresentação da formulação de von Neumann da teoria quântica, seguiremos Barret, 1999, cap. 2.

²³ Essa relação é conhecida como eigenvalue –eigenstate link.

Porém, de um modo geral, um sistema não está em um auto-estado específico do observável, mas em uma superposição de auto-estados. Nesses casos diz-se que o sistema não possui aquela propriedade específica. Mas se o sistema não possui um valor específico para aquela propriedade, qual valor a teoria prevê que será o resultado da medição? Para responder essa questão, vamos examinar como o estado é descrito nessa situação.

Consideremos, então, um observável \hat{B} . Nesse caso, o nosso sistema pode ser escrito na base de auto-estados de \hat{B} como a superposição $|a_k\rangle = \sum_i^n c_i |b_i\rangle$, antes de efetuarmos a medição da grandeza \hat{B} . Como o sistema não está em nenhum auto-estado específico de \hat{B} , podemos dizer que o sistema (ainda) não possui essa propriedade. Sabemos, a partir de nossa experiência cotidiana, que ao efetuarmos a medição, encontraremos um valor específico b_k qualquer. Porém, se encontramos como resultado de medição b_k , podemos automaticamente, utilizando o “eigenvalue-eigenvector link”, afirmar que o sistema está no estado $|b_k\rangle$. Para verificarmos se essa descrição é verdadeira, podemos repetir a medição da grandeza \hat{B} . Se fizermos isso, encontraremos novamente o mesmo resultado, o que indica que a nova descrição através do estado $|b_k\rangle$ é correta. O problema é que a evolução de estado de acordo com a equação de Schrödinger não permite sair da superposição $\sum_i^n c_i |b_i\rangle$ para um $|b_k\rangle$ qualquer.

Para resolver esse problema e, com isso, compatibilizar a teoria com a nossa experiência cotidiana, von Neumann propõe um segundo tipo de evolução do estado. Durante o processo de medição, ao invés do estado evoluir de acordo com a equação de Schrödinger, o estado sofre um colapso da superposição para um dos estados específicos, com a probabilidade de terminar em cada um dos estados dada pela regra de Born. Formalmente pode-se dizer que a passagem de uma superposição de estados para

um estado específico é feita por um operador de projeção e, assim, essa redução de estado (ou redução do pacote de onda) acontece de acordo com o postulado de projeção. Como a interação de medição, regida por esse postulado, é sempre feita por um observador que é externo ao sistema quântico e não pode ser descrito por esse formalismo (ao menos não enquanto no papel de observador), essa formulação também pode ser chamada de formulação da observação externa.

Aparentemente o postulado de projeção resolve o problema. Para ver melhor como isso funciona, podemos considerar o caso da grandeza Spin. Vamos imaginar um sistema que foi preparado com Spin positivo na direção \hat{x} . Nesse caso, como o sistema possui o Spin positivo na direção \hat{x} , toda vez que medirmos esse sistema nessa direção, encontraremos o mesmo resultado. Nesse caso, podemos descrever o sistema pelo vetor de estado $|S\rangle = |\uparrow_x\rangle$. Porém, o que acontece se ao invés de efetuarmos uma medição na direção \hat{x} , efetuarmos na direção \hat{z} ? Pela descrição usual da teoria quântica, o sistema não possui a propriedade Spin na direção \hat{z} bem definida e o seu vetor de estado escrito na base de Spin na direção \hat{z} é $|\uparrow_x\rangle = 1/\sqrt{2}(|\uparrow_z\rangle + |\downarrow_z\rangle)$. Pela regra de Born, a probabilidade de encontrarmos qualquer um dos dois possíveis resultados é $1/2$ (o que está em perfeito acordo com nossa experiência cotidiana²⁴) e após a medição o sistema será descrito por $|\uparrow_z\rangle$ ($|\downarrow_z\rangle$), em função do resultado de medição ter sido $+$ ($-$), descrição que é consistente com medições posteriores.

Assim, podemos então compreender o papel do postulado de projeção. Ele é responsável por fazer a conexão entre a teoria e a experiência, pois ele permite: explicar como se dá a evolução de estado de uma superposição para um valor específico; em

²⁴ Aqui experiência cotidiana se refere à reprodução dos resultados que obtemos quando fazemos experimentos em laboratório (cotidianamente). No caso do Spin, quando tomamos a situação descrita acima, pegando sistemas identicamente preparados e efetuando medições da componente do Spin na direção x no

conjunto com a regra de Born, fazer emergir o caráter probabilista da teoria quântica, muito bem corroborado experimentalmente; e, por fim, explica porque sempre obtemos os mesmos resultados quando realizamos medições consecutivas.

Antes de evidenciarmos quais são os problemas nesse modo de apresentar a teoria quântica, vamos então sumarizar a teoria quântica usual. Nessa, um sistema tem seu estado completamente descrito por uma função de estado $|\Psi\rangle$, que é um vetor no espaço de Hilbert. A evolução desse estado pode se dar de duas formas. A primeira é a evolução determinística e linear de acordo com a equação de Schrödinger. A segunda é a evolução abrupta, no qual o vetor de estado passa instantaneamente no processo de medição de uma superposição de auto-estados para um auto-estado específico, em um processo conhecido como redução do estado ou postulado de projeção. Como o próprio Everett atestou, não existe nenhuma evidência experimental que contradiga essa teoria²⁵.

O primeiro modo de evolução do estado do sistema não possui problemas. Mais que isso, esse tipo de evolução, linear e determinística, ainda que não seja um pré-requisito para teorias físicas, é sempre um resultado bem vindo, pois é, por exemplo, semelhante ao eletromagnetismo de Maxwell ou à mecânica newtoniana. Porém o segundo, pelo contrário, é estranho. O primeiro argumento para tal é que não é fácil imaginar como um sistema evolui da superposição para o estado reduzido. O que causa essa redução? É o aparato experimental? É a consciência do observador, como sugerido pelo próprio von Neumann? Se for esse o caso, então temos um sério problema físico que é a evolução de um sistema físico causada por um agente não físico, a consciência. Ainda que não seja algo completamente inaceitável, não parece o tipo de consequência

conjunto dos sistemas, encontraremos metade dos sistemas no estado (+) e metade no estado (-), ou seja, 50% em cada estado.

²⁵ Everett, 1957, p.5.

que mais agrada a comunidade dos físicos. E mesmo que fosse aceitável, que tipo de observador é consciente? Um humano certamente parece ser, em oposição a um contador Geiger. Mas e uma ameba? E um gato?

Um segundo argumento é que o postulado de projeção é incompatível com a hipótese da localidade. A crítica mais célebre desse tipo foi formulada no EPR²⁶. De um modo resumido, se pegarmos um sistema no estado singlete e fizermos as partes do sistema se separarem espacialmente, mas de modo coerente, a medição em qualquer parte do sistema causará, automaticamente, a redução do estado de todo o sistema, independente das distâncias envolvidas e, com isso, a hipótese da localidade seria violada²⁷.

Além desses dois já citados, Everett apresenta mais três problemas para a teoria quântica envolvendo esse tipo de evolução do estado físico do sistema. O primeiro desses argumentos ficou historicamente conhecido como paradoxo do amigo de Wigner. Existem diversas apresentações desse paradoxo, cujas raízes remontam ao Gato de Schrödinger, e aqui vamos seguir a apresentação que Everett faz no texto publicado em 1973²⁸. Esse paradoxo emerge quando tentamos tratar a evolução do estado utilizando mais de um observador. Podemos pegar um sistema qualquer S e colocá-lo para evoluir no tempo até uma observação feita por A . Porém, podemos tomar o sistema $A+S$ como constituindo um outro sistema fechado, S' , esse sujeito a observações de B .

Então temos a seguinte questão: B possui ou não a função de estado do sistema S' ? Se negarmos que B possa usar a mecânica quântica para descrever o sistema S' , então a teoria é incompleta porque não permite que observadores como A , que no fundo não são nada além de um conglomerado (extremamente complexo) de sistemas

²⁶ Einstein, Podolsky e Rosen, 1935

²⁷ Na discussão da interpretação de Everett, redesenvolvemos um explicação mais completa das hipóteses envolvidas e do paradoxo como um todo, bem como a solução proposta por Everett.

²⁸ Everett, 1973, p.4-6.

microscópicos, sejam tratados dentro da teoria. Em especial existe o problema que a teoria não especifica o que pode ser tratado quanto-mecanicamente e o que não pode, ou seja, o que é observador e o que é sistema. Porém, se permitimos que B tenha acesso a função de estado de $S' |A+S\rangle$, então enquanto B não interagir com esse sistema, ou seja, não efetuar nenhuma observação sobre ele, o sistema deve evoluir deterministicamente e nenhum tipo de redução de estado pode ocorrer, mesmo que A esteja continuamente efetuando observações sobre o sistema S. Nesse caso, temos que duas opções. A primeira é que A está fazendo uma descrição incorreta do sistema S, pois como a evolução de ambos é determinística, ele não poderia ter observado nenhum tipo de colapso. Mas se de fato A pode observar colapsos da função de onda do sistema S e sua descrição é correta, então temos a outra opção, que B não pode ter acesso à função de onda adequada para descrever S' , pois de acordo com sua descrição nenhum colapso pode ter acontecido e a evolução permaneceu linear e determinística. Assim, ou A ou B podem ter acesso à descrição quântica objetiva do sistema sujeito à observação, mas nunca ambos simultaneamente.

O segundo ponto que Everett apresenta é a impossibilidade de descrever medições imperfeitas utilizando operadores de projeção, exceto por uma pequena classe específica de interações. Como nessas medições o aparato interage fracamente com o sistema físico, não é possível determinar qual será precisamente o resultado marcado no aparato e qual o estado remanescente do sistema. Everett afirma que uma teoria adequada deve especificar ambos e qual a probabilidade de cada leitura em particular acontecer, porém a teoria falha nesse sentido.

Por fim, o último argumento apresentado, e o que ele quis colocar numa posição central, pois aparece já na primeira frase do artigo publicado em 57, contra a formulação da observação externa da teoria quântica é a respeito da possibilidade de descrever o

universo fechado utilizando essa formulação. Se o universo é um sistema completamente fechado, então não existem observadores externos para efetuarem a transição de um estado para outro, ou seja, induzir o colapso de função de onda e obter estados específicos e fica em aberto a questão de porque o universo não parece estar em uma superposição.

Na visão de Everett, esses três problemas se resumiam a um único: como aplicar a teoria quântica aos sistemas isolados, sem a presença de observadores externos. Para ele, todo o esquema interpretativo da teoria dependia da noção de observadores externos. As probabilidades envolvidas na teoria aparecem em função do postulado de projeção, porém a redução de estado não pode acontecer sem um observador externo. Assim, para uma ampla gama de situações concebíveis, essa teoria não parece ser consistente.

3 – O projeto Everettiano

Podemos agora delinear o projeto de Everett. Ele queria uma teoria que fosse completa, dando conta de todos os resultados experimentais conhecidos e que fosse aplicável a qualquer situação concebível, como a um universo fechado, por exemplo. Assim, ele postula que a descrição do estado físico dos sistemas proporcionada pelo vetor de estado é completa e sua evolução é sempre unitária, de acordo com a equação de Schrödinger. Todos os processos são tratados dessa forma, incluindo as observações. Tanto observadores como aparatos experimentais são passíveis de serem descritos a partir da teoria, cumprindo a exigência do paralelismo psicofísico²⁹. Dessa forma, ele elimina o postulado de projeção da teoria.

²⁹ O paralelismo psicofísico, que Everett atribui à von Neumann, que por sua vez atribui à Bohr, afirma que deve ser possível tratar qualquer tipo de percepção extra-física como se essa acontecesse no domínio físico. Barrett, 1999, p. 60.

Isso parece uma boa idéia. Como já dito, uma teoria linear e determinística é sempre interessante. Porém, como também já frisado, o papel do postulado de projeção é conectar a estrutura teórica com a nossa experiência cotidiana. Sem ele, qual é o significado do formalismo da teoria e como conectar este com a nossa prática? Naturalmente que Everett não estava alheio a esses problemas. No seu texto de 1973, ele afirma que estruturar a teoria como ele propõe fornece uma série de vantagens, tais como a aplicabilidade ao universo como um todo, podendo até mesmo se pensar em uma função de estado universal, a possibilidade de tratar todos os processos identicamente, sem um estatuto privilegiado para interações de medição e a já mencionada satisfação do paralelismo psicofísico, porém admite que permanece em aberto “a questão de se é possível ou não colocar tal teoria em correspondência com a nossa experiência”³⁰. Assim, o trabalho que resultou em sua tese de doutoramento é dedicado a mostrar que essa formulação forma um corpo logicamente correto e consistente e, mais que isso, permite deduzir todos os resultados obtidos pela formulação usual, inclusive deduzir da própria teoria o seu caráter probabilístico sem a necessidade de postulados adicionais. Como a teoria quântica é uma teoria completa, no sentido de compreendermos o seu significado, devemos tentar descrever todas as situações utilizando o seu formalismo e, após isso, ver que tipo de interpretação emerge desse formalismo, explicitando qual o significado dos termos presentes no formalismo matemático. Assim, elimina-se a necessidade de dualismos entre sistemas quânticos e aparatos de medição, de termos extra-teóricos como mundo clássico em oposição a um mundo quântico, de objetos macroscópicos, de noções de probabilidade e mesmo de contextos experimentais. Tudo deve emergir do formalismo sem uma interpretação prévia. Como a emergência desses conceitos surge de uma análise lógica do

³⁰ Everett, 1973, p. 9.

formalismo, vamos então desenvolver o formalismo proposto por ele no caminho de encontrar o significado da teoria.

3.1 – Formalismo de Sistemas Compostos

Um sistema composto é um sistema originado a partir de outros, que serão subsistemas do sistema composto maior. Assim, para um sistema S composto de dois subsistemas S_1 e S_2 , no qual cada um é associado a um espaço de Hilbert H_1 e H_2 , respectivamente, temos que $H = H_1 \otimes H_2$, cujas bases são $\{|\xi_i^{S_1}\rangle\}_1$ e $\{|\eta_j^{S_2}\rangle\}_2$, é o espaço gerado para S . Dessa forma, o estado geral de S pode ser escrito da seguinte forma:

$$|S\rangle = \sum_{i,j}^n c_{ij} |\xi_i, \eta_j\rangle \quad (0.1)$$

De (0.1) é possível notar que, em geral, nenhum dos dois sistemas S_1 e S_2 possui um estado independente do outro, ainda que S esteja em um estado bem definido³¹. Mas é possível atribuir um outro tipo de estado tanto para S_1 quanto para S_2 . Para tal, vamos atribuir um estado arbitrário $|\xi_k\rangle$ para S_1 . Assim, agora podemos achar diversos estados de S_2 , *estados relativos* ao estado $|\xi_k\rangle$ de S_1 . Assim, o estado de S_2 relativo ao estado $|\xi_k\rangle$ de S_1 é

$$|S_{2rel\xi_k^{S_1}}\rangle = N_k \sum_j c_{kj} |\eta_j\rangle \quad (0.2)$$

onde N_k é uma constante de normalização. É claro que poderíamos fazer o inverso e atribuir um estado físico ao sistema S_1 relativo ao estado $|\eta_k\rangle$ de S_2 , ou seja, ambos os

³¹ A menos que somente um dos c_{ij} seja diferente de zero, nesse caso tanto o sistema 1 quanto o 2 possuirão estados específicos bem definidos.

subsistemas de S possuem estados relativos uns aos outros. Mais que isso, após escolhermos um estado $|\eta_k\rangle$ de S_2 , os estados relativos de S_1 não dependem da escolha de base para S_1 , só dependendo de $|\eta_k\rangle$.

Dessa forma, conforme Everett, o conceito de estado relativo implica que, “De um modo geral, não existe um estado absoluto de um subsistema que faz parte de um sistema composto. Isto é, subsistemas nunca possuem estados independentes em relação ao resto do sistema, de modo que os subsistemas estão geralmente correlacionados entre si. Pode-se escolher arbitrariamente um estado para um dos subsistemas e ser levado ao estado relativo do resto [do sistema]. Assim, lidamos com uma *relatividade de estados fundamental*, implicada pelo formalismo de sistemas compostos. Não tem sentido perguntar qual o estado absoluto de um subsistema – só é possível perguntar qual seu estado relativo a um estado dado do remanescente do sistema”³².

No entanto, por enquanto não emergiu nenhuma novidade em termos de mecânica quântica. Essa noção de estados relativos, na interpretação usual, é o que nos permite saber a distribuição de probabilidade condicional para os resultados de medição feitos em um dos sistemas, dado o estado do outro sistema³³. O que Everett propõe é que utilizemos essa noção de relatividade de estados para que possamos compreender os processos de medição como acontecendo dentro da mecânica quântica, sem um estatuto diferenciado. Para ver como isso acontece, vamos estudar o processo de medição seguindo as seguintes etapas:

1. tratar um processo de medição qualquer
2. incluir o observador dentro do processo, fazendo com que ele perceba resultados específicos (relativos)
3. tratar coerentemente a repetibilidade das medições

4. e incluir mais de um observador no sistema

Dessa forma Everett pretende deduzir as experiências dos observadores a partir do formalismo, sem nenhuma interpretação inicial.

3.1.1 – Processo de Medição

Consideremos agora uma interação de medição entre um aparato de medição M qualquer, preparado para medir uma propriedade \hat{A} do sistema S , que está representado como uma superposição de auto-estados de \hat{A} ³⁴. Assim,

$$|S\rangle = \sum_i c_i |a_i\rangle \quad (0.3)$$

Como nosso aparato está preparado para medir a propriedade \hat{A} , então podemos supor que o estado $|m_k\rangle$ ³⁵ do aparato se refere ao estado $|a_k\rangle$ do sistema que ele mensurou. Assim, após uma interação de medida entre o aparato e o sistema, temos que o novo sistema $|M+S\rangle$ é descrito por

$$|M+S\rangle = c_1 |a_1, m_1\rangle + c_2 |a_2, m_2\rangle \quad (0.4)$$

e podemos descrever os estados relativos de ambos os sistemas S e M por (relativos à a_1 e m_1 , respectivamente)

$$\begin{aligned} |M_{rela_1}\rangle &= |m_1\rangle \\ |S_{relm_1}\rangle &= |a_1\rangle \end{aligned} \quad (0.5)$$

Ou seja, após a interação entre o aparato e o sistema, não é mais possível identificar estados individuais independentes para cada um deles, mas somente estados relativos um em relação ao outro. Em termos macroscópicos, o formalismo permite dizer que quando vemos o aparato com o ponteiro apontando para cima, isso é relativo

³² Everett, 1957, 12.

³³ Jammer, 1974, p. 510.

³⁴ Por simplicidade de notação, vamos assumir que só existem dois auto-estados.

ao sistema quântico estar em um estado a_k específico, porém o formalismo não nos diz qual das duas possibilidades nós veremos. A descrição do estado total $|M+S\rangle$ é a superposição (0.4) e, como é fácil notar, ela não prevê nenhum resultado específico.

Esse resultado não parece de acordo com a nossa experiência. Nunca vemos um aparato de medida em uma superposição de ponteiro para cima mais ponteiro para baixo. Sempre o vemos em um estado ou em outro. Então, para que possamos entender o significado dessa superposição, vamos agora incluir um observador no processo de medição.

3.1.2 – Incluindo o Observador³⁶

Antes de incluirmos efetivamente o observador no nosso formalismo, vamos identificar o que significa ser um observador e quais são suas propriedades. Primeiro, um observador é aquele que tem seu estado modificado de alguma forma quando observa alguma situação, caso contrário ele não teria “aprendido” algo novo. Assim, quando o observador identifica um sistema no estado a_i , de alguma forma seu estado deve mudar de pronto para observar o valor a qualquer para observei a_i e essa mudança deve depender somente do estado $|a_i\rangle$ e não alterar o mesmo. O estado do sistema deve permanecer inalterado para que a medição possa ser repetida. Para os nossos objetivos é interessante também que o observador consiga memorizar todos os resultados que ele observou ao longo de sua experiência. Isso será especialmente importante quando quisermos verificar a possibilidade de repetir o resultado de medição e comparar o resultado obtido por diferentes observadores. Com essas duas

³⁵ Esse estado do aparato pode ser uma luz acesa ou um ponteiro marcando para cima, por exemplo, e o estado oposto a esse ser uma luz apagada ou o ponteiro marcando para baixo.

³⁶ Como o observador passa a ser incluído no formalismo, o ato de observação, para Everett, nada mais é que a interação entre o sistema físico e o observador, interação regida por um operador linear, ou seja, uma

propriedades satisfeitas, temos um observador mais que adequado. É importante notar que não há referência ao fato do observador ser consciente ou não. De fato, para estar de acordo com os requisitos acima, basta ser algum tipo de sistema que possa alterar o seu estado, lembrar dessa alteração e permitir o acesso a essa lembrança da alteração. Assim, um autômato com boa memória pode servir tão bem quanto um humano, ou até melhor, porque o autômato não esquece.

Para representarmos esse observador dentro do formalismo, vamos prescrever para ele um vetor de estado $|O\rangle$. Esse observador, após observar a_i como um resultado de medição, terá seu estado alterado e memorizará esse resultado. Assim, devemos incluir na notação elementos que descrevam isso. Dessa forma, a descrição do observador fica $|O_{[a_i]}\rangle$, onde os colchetes indicam a sua memória e os elementos dentro dos colchetes os resultados de medições. Como o observador pode observar, após a primeira medição, um outro resultado b_i qualquer, devemos ordenar temporalmente os valores da memória e incluir a possibilidade de que interações intermediárias sejam gravadas na memória, mas cujos valores não sejam importantes. Assim, a descrição do observador é $|O_{[a_i...b_i]}\rangle$, onde ... representa interações intermediárias que não importam para a descrição em questão. Devemos ler $|O_{[a_i...b_i]}\rangle$ como “O nosso observador mediu primeiro a_i , depois teve um série de interações e por fim mediu b_i ”.

Assim, se temos um sistema S em um auto-estado $|a_i\rangle$, podemos colocar o observador para medir o estado do sistema. Desse modo, o estado do sistema mais observador, antes da observação, é

$$|S+O\rangle = |a_i\rangle|O_{[...]} \tag{0.6}$$

após a observação, passa a ser

interação física entre dois sistemas. Por exemplo, um choque entre um elétron e o observador pode ser uma

$$|S + O\rangle = |a_i\rangle |O_{[...a_i]}\rangle \quad (0.7)$$

Isso indica que o observador mediu um resultado específico a_i referente ao sistema no estado $|a_i\rangle$. Porém, de um modo geral, o sistema a ser medido não estará em um auto-estado da propriedade a ser observada. Vamos então examinar a situação na qual o sistema está em uma superposição de auto-estados. Nesse caso, a observação se dá como:

$$|S + O\rangle = \sum_i^n c_i |a_i\rangle |O_{[...]} \rangle \rightarrow |S + O\rangle^t = \sum_i^n c_i |a_i\rangle |O_{[...a_i]}\rangle \quad (0.8)$$

Após essa interação de medição, o sistema total continua sendo uma superposição. Porém, em cada um dos elementos da superposição, o observador terá percebido o valor a_i referente àquele ramo³⁷ i específico da função de onda. Como em cada elemento i da função de onda o observador percebeu aquele resultado a_i , podemos dizer que o observador mediu, em cada um dos ramos, o valor referente àquele auto-estado. Dessa forma podemos dizer que uma medição foi efetuada, ainda que não exista nenhum resultado específico determinado. Somente existem resultados relativos. Voltando à noção fundamental de estados relativos, o observador mediu a_i relativo ao estado do sistema ser $|a_i\rangle$. Para compreendermos melhor o significado dessa última afirmativa, vamos fazer o observador repetir a medição sob o sistema.

3.1.3 – Repetindo a medição e Observadores diferentes

Como, em nossa experiência, verificamos se o sistema está em um estado específico ao efetuarmos uma medição e como a nossa observação não altera o estado do sistema, então podemos fazer o nosso observador medir mais de uma vez a mesma

interação de medição.

³⁷ Everett se refere aos diferentes termos de uma superposição da função de onda como ramos, pois por ocasião de uma medição o observador “se ramifica”.

propriedade e, por coerência, o formalismo deve mostrar que as n observações consecutivas devem concordar. Partindo, então, de (0.8), podemos fazer o observador medir novamente a mesma grandeza. Nesse caso o resultado será

$$|S + O\rangle^t = \sum_i^n c_i |a_i\rangle |O_{[\dots a_i]}\rangle \rightarrow |S + O\rangle^{t+t'} = \sum_i^n c_i |a_i\rangle |O_{[\dots a_i a_i]}\rangle \quad (0.9)$$

Podemos notar que o observador, em cada um dos ramos da função de onda, observou o mesmo resultado da medida anterior, garantindo a coerência. Poderíamos ainda repetir por n vezes a medição que o resultado sempre concordaria. Como a interação se dá separadamente em cada um dos ramos da função de onda, como consequência da linearidade, fica garantido que em cada estado relativo o resultado se repetirá. Assim, fica mais fácil entender que efetivamente, em cada um dos ramos, o observador tem um resultado definido relativo ao do sistema. E esse resultado aparece sem menção a nenhum tipo de colapso.

No caso de termos mais de um observador, digamos um outro observador $|P_{[\dots]}\rangle$, podemos verificar se ambos obterão o mesmo resultado. Como esperado, visto que se um observador mediu um resultado específico qualquer outro observador deve concordar com a observação, pela linearidade da função de onda também o observador $|P_{[\dots]}\rangle$ concordará com a observação, o que é descrito por

$$|S + O + P\rangle^{t+t''} = \sum_i^n c_i |a_i\rangle |O_{[\dots a_i a_i]}\rangle |P_{[\dots a_i]}\rangle \quad (0.10)$$

Para verificar se os resultados de ambos concordam, P pode perguntar para O qual o resultado que ele obteve ou ainda olhar a memória de O . Podemos resumir essa seção da seguinte forma: qualquer interação de observação terá como resultado o observador percebendo o sistema em um estado específico k relativo à esse auto-estado específico k do sistema, ainda que de uma maneira global nenhum estado específico

tenha sido determinado. Esse resultado é válido, inclusive, quando trabalhamos com mais de um observador medindo sobre o mesmo sistema.

4 – Estados relativos e aparência subjetiva

Para ser ainda mais preciso, cada observador em cada ramo da função de onda terá percebido como se o sistema que estava inicialmente em uma superposição tivesse colapsado para aquele estado daquele ramo da função de onda total. O observador, que antes da observação preparou o sistema em uma superposição de estados, ao efetuar a medição, terá como resultado um autovalor referente a um auto-estado. Para ele, o colapso da função de onda parecerá real. Ele terá a experiência de que ao ter efetuado a medição, o sistema, através do postulado de projeção, possui aquela propriedade específica com aquele autovalor específico. Porém, como pudemos notar, essa impressão é sempre relativa ao resto do estado do sistema. Como um todo, o sistema continua numa superposição de todos os auto-estados e, após a interação, o sistema mais completo possui ainda o observador percebendo cada um dos auto-estados, porém em ramos da função distintos. Isso significa que de uma perspectiva objetiva, o sistema continua em uma superposição de estados. Porém, na perspectiva subjetiva, no referencial do observador em cada ramo, o sistema que estava inicialmente em uma superposição agora sofreu uma redução de estado e é descrito por um dos auto-estados específicos. Assim, foi possível deduzir em uma perspectiva subjetiva os resultados qualitativos da formulação do observador externo da teoria quântica. Do ponto de vista subjetivo, tudo acontece da mesma forma, porém do ponto de vista objetivo nenhum tipo de colapso de função de onda ocorreu. Nada diferente da evolução linear e determinística do estado físico do sistema aconteceu. Everett não explica muito mais que isso sobre a nossa experiência. Em determinado ponto, ao se referir que quando o

observador efetua medições em um sistema superposto, o observador percebe todos os resultados da superposição, ele diz que, de certo ponto de vista, é o mesmo observador que perceberá todos os resultados, já que somente um sistema físico representando o observador está em questão, porém como em cada ramo específico é um observador diferente porque este terá experiências distintas dos demais observadores. Ele considera essa estranha consequência da divisão do observador como uma dificuldade lingüística. No final do texto de 1973 ele ainda acrescenta que não é o sistema que é alterado em função de uma observação, mas o observador que é afetado ao se correlacionar com o sistema.

A primeira objeção que se pode fazer a essa formulação é perguntar, então, como acontece a transição de todos os possíveis estados para o estado real. Afinal de contas, eu não me percebo em uma superposição de estados. Eu sempre me percebo medindo um único resultado. De alguma forma deve acontecer a transição de todos os resultados possíveis para o resultado que eu efetivamente percebo. A resposta que Everett propõe é que a pergunta é inadequada. De fato, a própria teoria prevê que você só se perceba vendo um dos possíveis resultados. Isso decorre da ortogonalidade dos estados da função de onda. Como todos os ramos da função de onda mais completa são ortogonais entre si, dois observadores pertencentes a ramos distintos não podem entrar em contato um com o outro e qualquer medida que efetuem não evidenciará a existência de outros mundos. Assim, não é possível perceber mais de um resultado simultaneamente. Cada observador percebe apenas um resultado relativo àquele ramo específico. Em uma nota de rodapé respondendo à essa objeção de DeWitt ao pré-print do artigo, Everett compara esse resultado contra-intuitivo com o fato de que não percebemos a Terra girando em torno do seu próprio eixo. Os críticos de Copérnico afirmavam que sua teoria era inadequada porque ninguém via a Terra mexer, porém a

própria teoria de Copérnico previa isso (juntamente com cinemática galileana e a mecânica newtoniana).

Podemos então, após apresentados os argumentos de Everett sobre como devemos compreender a superposição de estados objetiva e como relacionar esta com a nossa experiência cotidiana, analisar para ver se é realmente satisfatória essa forma de interpretar a superposição. O historiador da física Max Jammer, em sua apresentação da interpretação de Everett, menciona que desprezando outros critérios que possivelmente devem ser satisfeitos por teorias científicas, tais como falseabilidade, “os requerimentos mínimos a serem impostos são os de consistência lógica e concordância com a experiência”³⁸. À parte problemas lógicos, já que estes se referem mais precisamente à forma com que Everett deduz a regra de Born e que serão tratados na próxima seção, vamos nos concentrar no segundo ponto: a concordância com a experiência. A resposta que Everett nos fornece em relação à pergunta de porque percebemos somente um único resultado quando a teoria diz que todos acontecem ao mesmo tempo é insatisfatória. Não é possível explicar que não nos percebemos tendo medido mais de um resultado simultaneamente porque os diversos ramos nos quais essa medição acontece são ortogonais já que sempre é possível recombinar os termos da superposição e obter efeitos de interferência. Assim, sempre pode existir algum tipo de interferência entre observadores que estão em ramos diferentes e, dessa forma, não fica claro como isso explica o fato de só percebermos um único resultado de medida já que os observadores não estariam eternamente isolados uns dos outros³⁹.

Ainda que de alguma forma possamos imaginar que é possível compreender porque o experimentador se percebe obtendo apenas um resultado de medida relativo a

³⁸ Jammer, 1974, p.513

³⁹ O próprio Everett tinha claro a possibilidade de recombinar elementos da superposição e obter efeitos de interferência, porém não falou nada sobre como conciliar esses dois resultados conflitantes (ortogonalidade de observadores e interferência entre estes).

apenas um auto-estado, não sabemos como entender a “divisão” do observador de um único elemento na função de onda para vários elementos na superposição. Como Christoph Lehner⁴⁰ afirma, citando Healey, é possível tentar entender isso de dois modos diferentes: um é que de fato o observador não se divide realmente, mas é o mesmo observador que percebe simultaneamente diversos resultados incompatíveis entre si; a outra forma é imaginar que o observador realmente se divide toda vez que efetua uma medição em um sistema superposto. Mas se a primeira forma é verdadeira, e parece ser a mais próxima de Everett, então temos um problema metafísico muito sério: como um único observador pode estar em diversos estados ao mesmo tempo? O que significaria isso? Everett não nos fornece nenhuma resposta nesse sentido. Porém, se a outra forma de encarar a questão for a mais adequada, então criamos um problema físico que é o da divisão de observadores. Existiria um novo processo através do qual por um ato de medida o observador (ou todo o universo, como vão querer alguns) se divide em N partes referentes à superposição do sistema a ser medido. E se isso já é algo bastante estranho quando lidamos com superposições discretas, imagine se tivermos uma superposição contínua de estados? Existiriam, então, infinitos observadores? E, por fim, ainda que possamos responder as objeções de porque não nos percebemos na superposição e de se existe um ou vários observadores, por que motivo não percebemos a divisão ou do estado do observador ou do observador propriamente dito?⁴¹

Mesmo sem uma resposta definitiva de como conectar o formalismo com a nossa experiência, vamos examinar de que modo Everett pretende ter deduzido também os resultados quantitativos da teoria quântica usual, ou seja, a Regra de Born.

⁴⁰ Christoph Lehner é um filósofo da Física em Caltech e desenvolveu sua tese de doutorado sobre a interpretação de Everett.

⁴¹ É curioso notar que esse problema é equivalente ao problema da medição original que Everett tenta resolver.

5 – Regra de Born

Antes de começarmos a efetuar a dedução realizada por Everett, vamos tentar compreender o que ele pretendia alcançar. A princípio, uma dedução desse tipo era completamente dispensável, pois dentro do contexto de sua própria interpretação, os resultados que a regra de Born permitem deduzir perdem um pouco o significado, já que todos os elementos da superposição são efetivamente reais e “acontecem” em um nível objetivo. Dessa forma, notamos que a motivação para essa dedução era efetivamente operacional, diferente de seu contexto inicial, no qual ela era utilizada para dar sentido ao formalismo⁴². Como essa conexão entre formalismo e mundo é automática no caso de Everett⁴³, o sentido operacional dessa dedução é relacionado com o aspecto subjetivo de nossa experiência cotidiana. De acordo com Everett, nessa experiência cotidiana subjetiva, observamos colapsos da função de onda, colapsos que reduzem de uma superposição de possíveis resultados de medidas para um único efetivamente observado⁴⁴. Em especial, quando tratamos da experiência cotidiana, temos o caso no qual efetuamos medidas de um observável sobre um coletivo de sistemas identicamente preparados. Para entender essa questão, vamos imaginar um coletivo de n sistemas identicamente preparados no estado $|\uparrow_z\rangle$. Caso decidamos tomar como observável a ser medido a componente de Spin na direção x , nós sempre observaremos metade dos sistemas com a componente do Spin para cima e metade para baixo, quando n for suficientemente grande, e essa frequência relativa é prevista pela regra de Born. Porém, como todas as combinações possíveis de medição são reais na formulação de Everett, é

⁴² O trabalho de Born veio para conectar o formalismo da mecânica ondulatória com resultados de medições, fornecendo um significado para a equação de Schrödinger.

⁴³ Ainda que problemática, como vimos anteriormente.

⁴⁴ Para tal é necessário supor que o vetor de estado, em geral, descreve os estados possíveis do sistema e que o resultado de uma medição sobre esse sistema permite identificar qual o estado daquela propriedade que o

preciso explicar porque, num laboratório, quando utilizamos n suficientemente grande, nós nunca observamos desvios significativos dos resultados previstos pela regra de Born, mesmo que o formalismo de sistemas compostos indique que eles devem acontecer.

Para explicar essa aparente contradição, Everett propõe colocar uma “medida nos elementos de uma superposição final⁴⁵”, ou seja, nos elementos da função de onda que existem após uma série de medições. Nesse caminho, Everett demonstra que a única medida que evita ambigüidades e que respeita a aditividade⁴⁶ possui a forma $m(|\phi_i\rangle) = c_i * c_i$ ⁴⁷.

Agora que temos a única medida possível de ser atribuída a cada um dos ramos da superposição, podemos então tentar deduzir a regra de Born⁴⁸. Para tal, vamos pegar

sistema possui (eigenvalue-eigenvector link). Assim, a transição dos estados possíveis para o estado real envolve um colapso da função de onda.

⁴⁵ Everett, 1957a, 26

⁴⁶ Como um estado qualquer pode descrito tanto como sendo um estado puro em uma base arbitrária como sendo uma superposição em outra base, é necessário impor a aditividade de modo que ambas descrições sejam equivalentes.

⁴⁷ Para atribuir uma medida a cada um dos estados da superposição $\sum_i^n c_i |\phi_i\rangle$, vamos supor uma função m . Essa função é função somente do módulo dos coeficientes, ou seja, $m(c_i) = m(|c_i|)$. Com isso, o valor da medida não depende de possíveis fases, o que elimina ambigüidades. Como podemos escrever uma superposição de estados por um único elemento, de forma $\alpha |\xi\rangle = \sum_i^n c_i |\phi_i\rangle$, então precisamos ter certeza de que a medida atribuída pela função m ao estado $|\xi\rangle$ seja igual à soma das medidas atribuídas aos estados $|\phi_i\rangle$, o que é expresso por $m(\alpha) = \sum_i^n m(c_i)$. Como m é função somente de $|c_i|$, então façamos $u_i = \sqrt{c_i * c_i} = \sqrt{u_i^2}$. Assim, $m(\alpha) = \sum_i^n m|c_i| = \sum_i^n m(u_i) = \sum_i^n m\left[\left(\sqrt{u_i^2}\right)\right]$.

Pela estrutura do espaço de Hilbert, $|\alpha| = \sqrt{(\sum_i^n c_i * c_i)}$. Desse modo, $m(\alpha) = m\left[\sqrt{(\sum_i^n c_i * c_i)}\right] = m\left[\sqrt{(\sum_i^n u_i^2)}\right]$. Assim, notemos que $\sum_i^n m\left[\left(\sqrt{u_i^2}\right)\right] = m\left[\sqrt{(\sum_i^n u_i^2)}\right]$.

Podemos definir uma nova função $g(x) = m(\sqrt{x})$. Assim, $g\left(\sum_i^n u_i^2\right) = \sum_i^n g\left(u_i^2\right)$. Como g é necessariamente linear, $g(x) = kx$ (onde k é constante). Assim, $g(x^2) = kx^2 = m(\sqrt{x^2}) = m(x)$.

Como $m(x) = kx^2$, temos que $m(u_i) = m(c_i) = ku_i^2 = kc_i * c_i$. E dessa forma fica demonstrado que a única medida compatível com a imposição da aditividade é a medida do quadrado da amplitude. Visto que podemos restringir que a medida total seja igual a 1 (pela necessidade que uma função de estado do universo deve possuir medida 1), a constante k fica restrita ao valor 1.

⁴⁸ Para a dedução aqui utilizada, ver, além dos textos originais de Everett, Barret, 1999 e Lehner, 1997.

a superposição de estados resultante de uma série n de interações entre observador e sistemas preparados identicamente, que é descrita pelo seguinte vetor:

$$\sum_{i_j, k, \dots, j}^n c_{i_j} c_{i_k} \dots c_{i_l} |a_{i_j}\rangle |a_{i_k}\rangle \dots |a_{i_l}\rangle \left| \mathcal{O}_{[a_{i_j} a_{i_k} \dots a_{i_l}]} \right\rangle.$$

Nesse caso, todas as seqüências possíveis de resultados de medição aparecerão na superposição final, mesmo as que violam explicitamente as previsões da teoria quântica. Porém, utilizando a medida proposta anteriormente, ou seja, do módulo do quadrado dos coeficientes, enquanto n se torna cada vez maior, *somente os ramos cuja freqüência dos valores dos resultados de medições se aproxima da freqüência relativa prevista pela teoria usual terão medida significativa* (os outros ramos terão medida muito pequena, próximas de zero) e serão maioria. No limite em que $n \rightarrow \infty$, somente os ramos nos quais as freqüências relativas de resultados de medições forem as previstas pela teoria quântica usual existirão e a soma de suas medidas será igual à unidade⁴⁹, enquanto todos os outros possuirão medida igual a zero⁵⁰. Assim, se tomarmos a medida de cada um dos elementos da superposição anterior como a sua probabilidade de obtenção em medições, teremos deduzido a regra de Born no contexto da interpretação de Everett.

Dessa forma, Everett pretende ter deduzido os resultados estatísticos da teoria quântica usual sem ter efetuado nenhum postulado adicional acerca de resultados

⁴⁹ É importante notar que é somente usando a medida deduzida anteriormente que se chega a esse resultado, ou seja, que os ramos cujos resultados de medições se aproximam dos previstos pela teoria quântica são maioria. Caso se decidisse contar o número absoluto de ramos existentes, a maioria dos ramos violaria os resultados previstos pela teoria quântica.

⁵⁰ Em termos formais: dado um vetor $|O\rangle$ que descreve um observador que mediu n vezes o valor de um observável A em sistemas preparados identicamente, sua memória será descrita por $\left| \mathcal{O}_{[a_{i_1} \dots a_{i_n}]} \right\rangle$, onde a_{i_j} é 1 se o sistema nessa medição j -ésima foi encontrado no estado $|a_k\rangle$, e 0 para o sistema em qualquer outro estado $i \neq k$. Assim, temos a superposição (suprimindo os vetores que descrevem os sistemas observados): $|O\rangle = \sum c_{i_1 \dots i_n} \left| \mathcal{O}_{[a_{i_1} \dots a_{i_n}]} \right\rangle$. Podemos então tomar o vetor $|O^\varepsilon\rangle = \sum_{\left| \frac{a_{i_1} + \dots + a_{i_n} - |c_k|^2}{n} \right| > \varepsilon} c_{i_1 \dots i_n} \left| \mathcal{O}_{[a_{i_1} \dots a_{i_n}]} \right\rangle$ e mostrar que $\mu(|O^\varepsilon\rangle) \rightarrow 0$ quando $n \rightarrow \infty$ para todo $\varepsilon > 0$, ou seja, todo elemento da superposição que

probabilísticos. E aqui aparece o primeiro problema sério dessa dedução: não existe nada na teoria que nos informe que a medida de cada um dos ramos da função de onda deva ser tomada como sua probabilidade subjetiva. Assim, no sentido de completarmos a dedução, é necessário postular⁵¹ que *a probabilidade de um resultado de medição é proporcional à soma da medida de todos os ramos no qual esse resultado acontece*, e, nessa teoria, a probabilidade de um resultado de medição específico ser obtido é remetida à probabilidade do observador pertencente à superposição final “se perceber” tendo obtido aquele resultado específico.

Mas existem outros problemas. Como Hughes (Hughes, 1989, p. 293) e Healey (apud Lehner, 1997) apontam, se realmente tomarmos que todos os ramos da função de onda são reais (então existem no mundo com probabilidade 1), então como é possível considerar algum tipo de probabilidade? Outro problema é o da base preferencial. Se podemos decompor a função de onda utilizando qualquer base arbitrária, porque devemos preferir a base na qual os resultados de medições são computados e não qualquer outra apenas para deduzirmos resultados estatísticos? Um outro problema é que a dedução utiliza o limite infinito de medições efetuadas, um limite que não é alcançável na prática e dessa forma não pode ser utilizado para justificar a emergência de probabilidades idênticas às da teoria quântica usual. Assim, mesmo utilizando novos postulados, a dedução de Everett da regra de Born não é satisfatória e hoje se tornou um problema de pesquisa efetuar de modo satisfatório essa dedução⁵².

“desobedece” a estatística prevista pela teoria quântica usual terá medida igual à zero no limite de infinitas interações (para esse ponto específico, ver Barret, 1999, p. 102). Ver Kent, 1990, p. 12.

⁵¹ No fundo, isso é um problema para o projeto de Everett, visto que ele pretendia que a regra de Born fosse dedutível do formalismo sem o uso de postulados adicionais. Para a necessidade desse postulado, ver Kent (Kent, 1991, p. 11) e para o postulado, ver Vaidman (Vaidman, 2002).

⁵² De fato a percepção de que essa dedução não era satisfatória não é contemporânea de Everett, mas somente quando o interesse nessa interpretação é retomado na década de 60. Em especial, o primeiro a notar esse problema e refazer a interpretação foi Roger Graham, aluno de DeWitt. Entre outros físicos que efetuaram deduções da regra de Born no contexto de interpretações baseadas na de Everett, podemos citar D. Deustch e W. Zurek dentre muitos outros, sendo que vários fizeram mais de uma tentativa. Para mais detalhes e para uma dedução no contexto da descoerência, ver Schlosshauer, 2004.

5 – Paradoxo EPRB

Até agora a interpretação de Everett conseguiu resolver o problema da consistência de observações consecutivas, o que é um resultado importante no contexto da apresentação de von Neumann. Porém, essa interpretação enfrentou problemas ao tentar explicar como relacionar os resultados de medida com a nossa experiência cotidiana e, mais que isso, não permite uma dedução satisfatória da regra de Born. Antes de concluirmos a apresentação, vamos olhar mais um resultado interessante dessa apresentação. Vamos estudar a questão do paradoxo de Einstein, Podolsky e Rosen⁵³.

A apresentação de Bohm desse paradoxo diz que precisamos fazer três suposições acerca do que é uma teoria física completa e de quais elementos do mundo devem constar nessa teoria. A primeira dessas suposições é que *I) todo elemento da realidade física deve possuir uma contrapartida em uma teoria física completa*, i. e., caso, de algum modo, possamos identificar elementos que existam na realidade física, toda teoria completa deve contemplá-los na sua formulação. A segunda diz que *II) se, sem perturbarmos o sistema, pudermos prever com absoluta certeza (probabilidade igual a unidade) o valor de uma medição futura de uma quantidade física em um sistema, então existe um elemento de realidade correspondendo à essa quantidade física*, e, por fim, a suposição da localidade nos diz que *III) o mundo pode ser analisado em termos de elementos de realidade distintos e separados*. Outra forma de afirmar essa suposição é dizendo que elementos de realidade de um sistema não podem ser afetados por medições efetuadas à distância em outro sistema.

⁵³ Para a apresentação original, ver Einstein, Podolsky e Rosen, 1935. Nessa apresentação, seguiremos a apresentação de Bohm em seu livro *Quantum Theory* de 1951, daí o nome EPRB. Também utilizaremos a apresentação de Pessoa (2006, cap. XXII), mais completa e em português. Seguiremos ainda as apresentações Lehner (Lehner, 1997, p. 79-80) e Whitaker (Whitaker, 1984) no contexto da interpretação de Everett..

Considerando essas suposições, podemos preparar uma molécula composta por dois átomos cujo spin total seja zero e o spin de cada um dos átomos seja $\hbar/2$. A partir de um processo qualquer, desde que esse processo não altere o momento angular do sistema, a molécula é separada e cada um dos átomos se afasta espacialmente ao longo do tempo. Dessa forma, após algum tempo, os átomos não terão mais nenhum tipo de interação, porém o momento angular de ambos continuará constante, ou seja, zero. Esse sistema é descrito por um estado singleto de acordo com:

$$|\Psi\rangle = a \left(|\uparrow_i\rangle_1 |\downarrow_i\rangle_2 + |\downarrow_i\rangle_1 |\uparrow_i\rangle_2 \right) \quad (0.11)$$

e, como podemos ver, o sentido do spin do átomo 1 é sempre oposto ao do átomo 2, refletindo a conservação total do spin. E, mais do que isso, como a princípio a direção i não está definida, essa correlação permanece qualquer que seja a direção i escolhida. Podemos então pegar um sistema preparado dessa forma e descrito por (0.11) e efetuar uma medição de spin em um dos átomos, o 1 por exemplo. Efetuando uma medição de spin na direção x em 1, sabemos automaticamente o valor do spin nessa mesma direção no átomo 2 por causa das correlações entre ambos (conservação do spin). Porém, como ambos estão separados espacialmente de modo que o átomo 1 não interage com o átomo 2 (III), podemos concluir que o valor do spin na direção x já estava definido (II) e algum elemento de realidade foi definido quando da separação entre os átomos de modo que quando fosse efetuada uma medição na direção x no átomo 2, aquele valor específico fosse encontrado. Porém como não foi definida, no momento da separação entre os átomos, em qual direção seria efetuada a medida, e mesmo que a direção estivesse definida poderíamos mudar aleatoriamente a direção dos analisadores de spin, temos que existem elementos de realidade que definem o valor de spin nas três direções para o átomo 2 e, dessa forma, também para o átomo 1. Mas como a teoria quântica não

engloba e nem consegue prever o valor desses elementos de realidade (I e II), essa teoria não pode ser considerada completa.

Pessoa, ao analisar a forma lógica do argumento, explicita que para se chegar à conclusão de que a teoria não é completa, é necessário ainda utilizar o postulado de projeção. Estritamente, com o postulado de projeção, podemos chegar a duas conclusões distintas: ou que a mecânica quântica não é completa ou que localidade não é válida no domínio quântico (ou ambos) $[MQ(\text{incluindo } PP) \Rightarrow \neg C(MQ) \text{ ou } \neg LOC]$ ⁵⁴.

Podemos, então, analisar como Everett com sua interpretação propõe dissolver esse paradoxo⁵⁵. Para tal, vamos introduzir o observador no sistema descrito anteriormente.

Incluindo O^1 e O^2 em (0.11)

$$|S\rangle = -1/\sqrt{2} \left(|\uparrow_x\rangle_1 |\downarrow_x\rangle_2 - |\downarrow_x\rangle_1 |\uparrow_x\rangle_2 \right) |O_{[\dots]}^1\rangle |O_{[\dots]}^2\rangle \quad (0.12)$$

que por linearidade fica

$$|S\rangle = -1/\sqrt{2} \left(|\uparrow_x\rangle_1 |\downarrow_x\rangle_2 |O_{[\dots]}^1\rangle |O_{[\dots]}^2\rangle - |\downarrow_x\rangle_1 |\uparrow_x\rangle_2 |O_{[\dots]}^1\rangle |O_{[\dots]}^2\rangle \right). \quad (0.13)$$

Podemos então fazer com que o observador 1 efetue uma medição de spin na direção x no sistema 1, o que nos dá

$$|S\rangle = -1/\sqrt{2} \left(|\uparrow_x\rangle_1 |\downarrow_x\rangle_2 |O_{[\dots\uparrow_x]}^1\rangle |O_{[\dots]}^2\rangle - |\downarrow_x\rangle_1 |\uparrow_x\rangle_2 |O_{[\dots\downarrow_x]}^1\rangle |O_{[\dots]}^2\rangle \right) \quad (0.14)$$

Podemos agora fazer o observador 2 efetuar uma medição de spin na direção z , sendo que os spins na direção x e z são incompatíveis. Para tal, vamos escrever o sistema 2 na base do spin na direção z .

⁵⁴ Mecânica quântica incluindo o postulado de projeção implica ou que a mecânica quântica não é completa ou que a localidade não é válida. Ver Pessoa, 2006. É importante salientar aqui que essa implicação só é válida quando assumimos um hipótese realista. Desse modo, esse problema está relacionado com a visão que Everett tem da teoria quântica, mas não atinge a visão de Bohr, por exemplo.

⁵⁵ Para uma dedução semelhante, ver Lehner, 1997.

$$\begin{aligned} |\uparrow_x\rangle_2 &= 1/\sqrt{2}(|\uparrow_z\rangle_2 + |\downarrow_z\rangle_2) \\ |\downarrow_x\rangle_2 &= 1/\sqrt{2}(|\uparrow_z\rangle_2 - |\downarrow_z\rangle_2) \end{aligned} \quad (0.15)$$

Com o observador 2 observando o spin na direção z , temos

$$|S\rangle = -1/2 \left(\begin{aligned} &|\uparrow_x\rangle_1 |\downarrow_z\rangle_2 |O_{[\dots\uparrow_x]}^1\rangle |O_{[\dots\downarrow_z]}^2\rangle + |\uparrow_x\rangle_1 |\uparrow_z\rangle_2 |O_{[\dots\uparrow_x]}^1\rangle |O_{[\dots\uparrow_z]}^2\rangle + \\ &|\downarrow_x\rangle_1 |\downarrow_z\rangle_2 |O_{[\dots\downarrow_x]}^1\rangle |O_{[\dots\downarrow_z]}^2\rangle - |\downarrow_x\rangle_1 |\uparrow_z\rangle_2 |O_{[\dots\downarrow_x]}^1\rangle |O_{[\dots\uparrow_z]}^2\rangle \end{aligned} \right) \quad (0.16)$$

Poderíamos, ainda, efetuar medidas repetidas em qualquer um dos sistemas ou mesmo colocar o observador 1 para observar o sistema 2 e verificar se as suas observações concordariam, que ainda assim nenhuma contradição apareceria. Ademais, em (0.16), tomando a medida desses estados relativos como a probabilidade subjetiva de encontrar cada um destes resultados em uma próxima medição, encontramos que $|1/2|^2 = 1/4$, precisamente a probabilidade prevista pela teoria quântica usual. Assim, foi possível encontrar esse resultado somente eliminando o postulado de projeção, sem fazer nenhuma suposição da existência de elementos de realidade não contemplados pela teoria quântica e nem de algum tipo de interação não local. Todas as interações foram locais no sentido de que interações no átomo 1 não afetam as propriedades do sistema 2. E o valor do spin em determinada direção é determinado no momento que a interação entre o observador e o sistema é realizada, por ocasião da ramificação da função de onda. Em cada estado relativo o valor está bem determinado, ainda que não se possa pensar em um valor mais real que outro. Os dois acontecem, de acordo com a definição anterior de estado relativo.

Observando o paradoxo desse ponto de vista, podemos ver que ele se dissolve virando um pseudoparadoxo. As questões de incompletude levantadas no EPR emergiriam ao se observar o sistema do ponto de vista subjetivo, ou seja, a partir de somente um dos estados relativos da função de onda utilizando o postulado de projeção.

O problema se dissolve nas bases objetivas da existência de toda a função de onda, conforme proposta de Everett.

6 – Conclusões

A formulação de Everett da teoria quântica é, por assim dizer, deficiente. Retomando a crítica de Jammer, ela não é satisfatória nem em relação à consistência lógica nem em relação à concordância com a experiência. Seu projeto de eliminar o postulado de projeção e analisando o formalismo deduzir o seu significado e a sua interpretação sem o uso de postulados adicionais e de regras interpretativas não foi concluído, inclusive mostrando-se logicamente inconsistente. E, por fim, a forma com que ele conectou o formalismo à nossa experiência não permite que se compreenda como afinal ele tentou fazer isso. O que parece é que faltou dizer algo. As suas explicações nunca foram satisfatórias, mesmo as que ele forneceu em cartas. Posto isso, parece que esse projeto deveria ter sido encerrado.

Porém isso não aconteceu. Após alguns anos, em fins da década de 60, o cosmólogo Bryce DeWitt passa a desenvolver essa interpretação, pois esta seria adequada no contexto da quantização da cosmologia, fornecendo uma imagem de mundo adequada para um universo fechado. Mas, ao assumir essa interpretação, DeWitt passou a introduzir uma carga ontológica que, a princípio, explicaria porque só obtemos um resultado mesmo sendo descritos por uma superposição. Em sua apresentação dessa teoria, todo o universo se divide quando uma interação de medição acontece. Posteriormente diversas outras cargas ontológicas foram adicionadas à essa interpretação, existindo hoje diversas abordagens à interpretação de Everett.

Em relação à dedução dos resultados probabilísticos, também vários pesquisadores tentaram resolver o problema. E, da mesma forma que diversos

significados para a teoria emergiram, diversas tentativas de dedução desses resultados apareceram, mas uma linha de desenvolvimento merece atenção especial: a descoerência. Ainda que o fenômeno da descoerência já tivesse sido utilizado para explicar as trajetórias de partículas na câmara de bolhas na década de 20, o seu estudo recebeu um impulso importante com os problemas advindos da interpretação de Everett. Talvez fosse possível, utilizando a descoerência, explicar como é possível deduzir a regra de Born e ainda resolver o problema da base preferencial. Porém a promessa, até o momento não foi satisfeita. W. Zurek, um dos principais advogados dessa forma de resolver os problemas, já derivou de diversas formas os resultados da regra de Born, e novas derivações continuam a aparecer. Hoje, é um campo de pesquisa quase autônomo tentar resolver esse problema.

Kent, ao examinar a estrutura axiomática das diversas apresentações da interpretação de Everett, afirma que nenhuma delas conseguiu apresentar um corpo completo de postulados para explicar a sua teoria física. No seu ponto de vista, as tentativas de completarem a estrutura axiomática deverão utilizar postulados extremamente complexos. Porém o projeto de Everett era, ao contrário, tentar simplificar a mecânica quântica. Essas tentativas, de algum modo, terminam se afastando do projeto original de Everett.

Ele também tentou responder por que então essa interpretação continua atraindo tantos interessados. Ele diz que essa pergunta deverá ser respondida por historiadores da ciência, mas sugere duas respostas. A primeira é que as pessoas que desenvolvem essa interpretação talvez não tenham completa consciência da complexidade que é resolver os problemas intrincados nessa formulação. Isso explicaria porque muitos dos advogados dessa interpretação afirmam que os críticos dela não a aceitam por razões estéticas, não por problemas fundamentais de fato. A segunda resposta é que esta

formulação seria aplicável às medições cosmológicas. À essas respostas gostaríamos de incluir que parte do interesse que a comunidade de físicos mantém acerca dessa interpretação se deve ao fascínio que ela causa. A possibilidade de ter uma teoria que seja realista, linear e determinística parece atraente. Ademais, a dubiedade com que essa interpretação foi cunhada em relação à visão de mundo implicada permite que sejam possíveis as mais variadas apreensões, o que é facilmente visto pelos multi-mundos, pelas multi-mentes, histórias consistentes⁵⁶... Amélia Hamburger, professora da USP, por exemplo, apreendeu a noção de que a “a função de onda do Universo seria a representação de Deus, mas sem conotação religiosa ou de outra natureza mística. Poderíamos pensar que seria a representação das possibilidades do acontecer antes da medida⁵⁷”, idéias de alguma forma próximas às que nos apareceram nos primeiros contatos que tivemos com essa interpretação⁵⁸.

Mas então porque elaborar uma apresentação se existem tantos problemas que parecem indicar que ela não deve ser o caminho para resolver os supostos problemas da teoria quântica? O fato é que existe hoje uma controvérsia sobre os fundamentos da teoria quântica, controvérsia esta que nenhum físico ou professor de física, seja do ensino superior, do médio e do fundamental, deve permanecer alheio. E os termos nos quais essa controvérsia tem sido travada incluem o uso da interpretação dos estados relativos para propor e resolver problemas. Na literatura de divulgação científica essa interpretação também tem recebido bastante destaque e, também em função disso, acreditamos que uma apresentação mais rigorosa se faz necessária. Ademais,

⁵⁶ Para essas abordagens da interpretação de Everett, ver Barrett, 1999, dos capítulos 4 ao 9.

⁵⁷ Amélia Império Hamburger, comunicação pessoal

⁵⁸ Em minha apreensão original, eu enxergava a idéia de função de onda universal como representando um deus cristão. Posteriormente enxerguei um deus panteísta, até que finalmente desisti de noções teológicas para compreender essa interpretação.

recentemente diversos trabalhos apresentaram a interpretação de Everett como sendo a dos muitos-mundos, fugindo do significado e projeto originais⁵⁹.

Se o projeto de Everett de resolver todos os problemas fundamentais da teoria quântica não logrou sucesso, e se parece que talvez nunca o possa, pelo menos ele nos ensinou muito sobre o problema. Assim, talvez a interpretação de Everett tenha fechado um dos possíveis caminhos a serem traçados pelos fundamentos da teoria quântica, mas essa conclusão permanece em aberto. Somente a futura pesquisa dirá se essa interpretação tornar-se-á consensual e sua visão de mundo implicada comum no mundo da Física ou, como um resenhista na década de 70⁶⁰ afirmou, será como uma pétala de rosa jogada em um abismo e futuramente nenhum eco dela permanecerá.

⁵⁹ Yoav Ben-Dov, em artigo publicado em 1990 (Ben Dov, 1990), se dedica a fazer uma distinção entre ambas interpretações. Para ele é importante de se pontuar que existem diferenças fundamentais entre a interpretação dos estados relativos e as interpretações dos muitos-mundos e é necessário fazer uma distinção entre ambas, mesmo porque Everett nunca utilizou o termo muitos-mundos, porém essa distinção raramente ocorre na literatura. Osvaldo Pessoa, em seu excelente livro “Conceitos de Física Quântica” (Pessoa, 2003), nomeia a interpretação de Everett de “Estados Relativos”, porém ao apresentar utiliza uma carga ontológica referente aos muitos-mundos. Fernanda Ostermann e Sandra Prado (Ostermann e Prado, 2005), por sua vez, já chamam a interpretação de Everett de interpretação dos Muitos – Mundos ou Universos Paralelos e se referem diversas vezes ao universo inteiro se dividindo. Mesmo John Wheeler, que orientou Everett no seu doutorado, em artigo de 2001 sobre os 100 anos da mecânica quântica (Tegmark e Wheeler, 2001), comete o mesmo equívoco que Ostermann e Prado.

⁶⁰ Krotkov, 1975

Referências Bibliográficas:

- BEN-DOV, Y. (1990). Everett's theory and the "many-worlds" interpretation. *American Journal of Physics*, V. 58, N. 9, 829-832.
- BOHM, D. (1951). **Quantum Theory**. Prentice-Hall, Englewood Cliffs.
- EINSTEIN, A. PODOLSKY, B. ROSEN, N. (1935) Can Quantum-Mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical Review*, 47, 777-80.
- EVERETT, H. (1957). "Relative State" formulation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, V. 29, N. 3, 454-462. [On the Foundations of Quantum Mechanics, Tese, Doutorado em Física, Princeton, março de 1957, 37 p.].
- _____, H. (1973). The theory of the universal wave function. in DeWitt, B., Graham, N. (eds.) **The Many-Worlds interpretation of quantum mechanics**, New Jersey: Princeton University Series, (1973).
- HUGHES, R. I. G. (1989) **The Structure and Interpretation of Quantum Mechanics**, Cambridge: Harvard University Press.
- KENT, A. (1990) Against Many-Worlds Interpretations. *International Journal of Modern Physics*, A5, 1745-1762. [Versão atualizada de 1997 em *arXiv:gr-qc/9703089*]
- KROTKOV, R. (1975). Resenha de The Many-Worlds Interpretations of Quantum Mechanics. *American Journal of Physics*, v .43 , n. 1, 117-118.
- JAMMER, M. (1974) **The Philosophy of Quantum Mechanics**, New York: Wiley.
- LEHNER, C. A. (1997). Quantum Mechanics and Reality: an interpretation of Everett's theory, Tese, Doutorado em Filosofia, Stanford University.
- OSTERMANN, F., PRADO, S. (2005). Interpretações da mecânica quântica em um interferômetro virtual de Mach-Zender. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, V. 27, N. 2, 193-203.

- PESSOA JR., O. (2003). **Conceitos de Física Quântica**: volume 1. São Paulo: Editora Livraria da Física.
- _____, O. (2006). **Conceitos de Física Quântica**: volume 2. São Paulo: Editora Livraria da Física.
- SCHLOSSHAUER, M. (2004) Decoherence, the measurement problem, and interpretations of quantum mechanics, *Reviews of Modern Physics*, V. 76, 1267-1305.
- TEGMARK, M., WHEELER, J. (2001). 100 years of the quantum. *arXiv:quant-ph/0101077*
- VAIDMAN, L. (2002). **Many Worlds Interpretation of Quantum Mechanics**. Disponível em <<http://plato.stanford.edu/entries/qm-manyworlds/>> Acesso em 16 dez 2006.
- WHEELER, J., ZUREK, W. (eds.) (1982). **Quantum Theory and Measurement**. New Jersey: Princeton University Series.
- WHITAKER, M. A. B. (1984). The relative states and many-worlds interpretations of quantum mechanics and the EPR problem. *J. Phys. A: Math. Gen.*, V. 18, 253-264.

Capítulo 2

“Para que serve uma função de onda?”: Everett, Wheeler, Bohr e uma nova interpretação da teoria quântica[¥]

1 - Apresentação

A interpretação dos estados relativos, publicada em 1957 por Hugh Everett, é hoje uma das principais linhas interpretativas da teoria quântica. Qualquer pesquisador envolvido com o tema não pode estar alheio a ela, mesmo que seja para criticá-la. Sua importância cresceu tanto ao longo dos tempos que de vez em quando algum partidário dela chega a afirmar que hoje essa interpretação é consensual⁶¹. Essa informação não pareça corresponder à realidade já que, como Freire Jr. afirma, “*For many decades there has been controversy about the epistemological and ontological implications of quantum mechanics*”⁶². Mas, sendo ou não um consenso, sua importância na Física contemporânea não diminui. Nem todas as implicações filosóficas e físicas dessa interpretação estão bem esclarecidas, e pesquisadores têm se esforçado tanto para esclarecer o significado e implicações epistemológicas dessa teoria bem como para buscar possíveis experimentos que possam diferenciá-la das outras interpretações ou mesmo situações experimentais cujos significados seriam compatíveis somente com essa interpretação⁶³.

[¥] Versões anteriores desse texto foram apresentadas no Seminário Nacional de História da Ciência, Encontro da Associação de Filosofia e História da Ciência do Cone Sul, em seminários internos no programa de Pós-Graduação e no Encontro de Pesquisa do Programa de Pós-Graduação da UFBA. Gostaríamos de agradecer aos gentis comentários de Michel Paty, Osvaldo Pessoa Jr., Antônio Augusto Passos Videira, Aurino Ribeiro e dos colegas da pós-graduação.

⁶¹ Ver, por exemplo, Deutsch no seu best seller “A Essência da Realidade”. Na página 250 ele diz que “a história de Everett é realmente a de um jovem pesquisador inovador desafiando o consenso dominante e sendo amplamente ignorado até que (...) sua visão gradualmente torna-se o novo consenso”. Deutsch, 2000

⁶² Freire Jr., 2003

⁶³ Para uma análise extensiva dos trabalhos sobre a interpretação de Everett, ver Barret, 1999. Para experimentos que diferenciariam essa interpretação das demais, ver Deutsch, 2000.

Ainda assim, a sua história permanece um problema em aberto. Poucos estudos abordaram esse tema e diversos pontos permanecem como uma lacuna. Podemos, em especial, destacar dois destes: o processo de surgimento dessa interpretação e o debate que ela suscitou antes mesmo de sua publicação; e como nas décadas de 1970 e 80 os estudos de descoerência foram fortemente influenciados por questões relacionadas com essa interpretação. Dentre estes pontos, o nosso trabalho se concentra no debate por ela suscitado⁶⁴.

Esse debate ocorrido em 1956 entre Everett, John Wheeler e Niels Bohr tratou da tentativa de, por um lado, mostrar para Bohr que essa nova abordagem era uma generalização da sua interpretação, e, por outro, de convencer Everett que existiam pontos em sua abordagem que eram incompatíveis com a visão bohriana e que deveriam ser modificados. Como resultado, o pensamento de Bohr não foi modificado, mas a tese de Everett sofreu mudanças significativas. O exame dos termos nos quais esse debate foi travado servem para compreender um pouco melhor como o pensamento de Bohr era compreendido na década de 1950 e, assim, entender porque se pensou que era possível compatibilizar ambas as abordagens. Ademais, compreender o papel que John Wheeler, orientador de Everett, amigo de Bohr e o principal responsável pelo debate, teve em toda essa história é ilustrativo das relações pessoais dentro da ciência.

Desse modo, nesse trabalho nos concentraremos em apresentar a história do surgimento da interpretação dos estados relativos, seu significado e do posterior debate em Copenhague. Primeiro nós apresentaremos qual foi o projeto desenvolvido por Everett e qual a estrutura básica de sua interpretação. Continuaremos examinando as origens da interpretação falando um pouco da formação inicial de Everett e do contexto no qual ele iniciou seu doutorado. Seguiremos, então, abordando a discussão da versão

⁶⁴ Essa lacuna tem sido parcialmente preenchida pelos trabalhos de Freire Jr. e é nestes que pela primeira vez na literatura se menciona o debate. Ver Freire Jr, 2004 e 2005.

preliminar de sua tese entre Wheeler e os pesquisadores de Copenhague e como isso ocasionou mudanças significativas na versão final da tese de Everett. Para compreender os termos do debate, vamos explicitar os principais pontos de discordância, evidenciando o debate entre realismo everettiano e pragmatismo bohriano e, para desenvolver o nosso argumento, contrastaremos com as críticas recebidas pela interpretação quando o artigo foi enviado para publicação. Com essa comparação poderá se evidenciar que o debate não se travou efetivamente porque cada grupo falava um idioma distinto.

2 - A interpretação de Everett⁶⁵

A insatisfação de Everett com a formulação usual da teoria quântica estava principalmente relacionada com o postulado de projeção. Na sua concepção, a tentativa de descrever um sistema quântico que contém um observador faz surgir um paradoxo que posteriormente viria a ser conhecido como paradoxo do amigo de Wigner⁶⁶. Além disso, como o postulado de projeção supõe um observador externo para que o colapso da função de onda aconteça, não seria possível descrever a própria estrutura do espaço-tempo, pois *“There is nothing outside it to produce transitions from one state to another”*⁶⁷. Desse modo ele propõe que eliminemos o postulado de projeção.

Para Everett, a evolução do estado físico de um sistema é sempre linear e determinística, de acordo com a equação de Schrödinger. O estado físico do sistema é

⁶⁵ Para essa apresentação nos baseamos na tese. Para tal ver Everett, 1957. Para uma apresentação mais completa, ver o 1º capítulo e as referências citadas.

⁶⁶ Para esse paradoxo, ver Everett, 1973. A apresentação original dele, inédita, está em *Objective vs. Subjective probability*, Everett Papers. Não é possível afirmar com exatidão a data em que este foi escrito, mas podemos restringir a 1954 ou 55.

⁶⁷ Everett, 1957, p. 142.

completamente descrito pela função de onda e essa “*wave function is taken as the basic physical entity with no a priori interpretation*”.⁶⁸

Sem o aporte interpretativo da teoria, Everett propõe deduzir todos os resultados da teoria quântica usual. Ele propõe descrever observadores dentro da teoria e levar o formalismo às últimas conseqüências, e só então tentar entender o significado do que está sendo descrito e, com isso, fazer a conexão com a linguagem comum da experiência. Ao fazer isso ele acredita que o formalismo está exprimindo a sua própria interpretação⁶⁹.

Para interpretar a conexão do formalismo com a nossa experiência ele cria uma noção de estados relativos. Quando uma interação de medição ocorre entre um observador e um sistema, em um nível objetivo ambos os sistemas passam a estar correlacionados⁷⁰ e o observador mede o sistema em todos os possíveis auto-estados. Em um nível subjetivo, em cada um dos termos da superposição final do estado correlacionado, o observador terá medido um resultado específico relativo aos outros resultados do sistema. Nunca existe, de um modo geral, um resultado específico após uma medição, sempre existirá uma série de resultados, uns relativos aos outros⁷¹. Ele pretende que essa noção seja suficiente para explicar qual o sentido de uma função de onda na qual todos os elementos da superposição permanecem acontecendo objetivamente, mesmo após interações entre sistemas quânticos, e qual a conexão desse resultado com a nossa prática.⁷²

⁶⁸ Idem. Grifos no original.

⁶⁹ “Here as always theory itself sets the framework for its interpretation”. Idem.

⁷⁰ Ou ainda emaranhados, ou, em termos matemáticos, em um estado composto não fatorável.

⁷¹ “To any arbitrarily chosen state for one subsystem there will correspond a unique *relative state* for the remainder of the system” Idem, grifos no original.

⁷² Existem uma série de problemas com essa interpretação. Para tais, ver o capítulo 1 e suas referências.

3 - A história da Tese⁷³

Hugh Everett III graduou-se em engenharia química em 1953 na Catholic University of America, em Washington, recebendo a distinção *magna cum laude*. No seu histórico escolar, além das disciplinas de engenharia existem algumas de Matemática mais avançada, uma de Física moderna e uma de Filosofia da Ciência⁷⁴.

Em sua carta de recomendação para ingresso no doutorado em Princeton, o professor Willian Boone, professor de Everett na Catholic University, refere-se a Everett como possuindo um raro talento matemático. Ele afirma que talvez nunca encontre outro estudante ao qual ele possa dar apoio tão completo e irrestrito. Ele adiciona ainda que apesar de Everett ter feito Engenharia Química, ele cursou diversas disciplinas de Matemática avançada, tendo obtido créditos suficientes para tirar um *major* em Matemática. Escrito a mão no topo da carta, um professor pergunta para Eugene Wigner se ele deve ser aceito e Wigner responde que seria bom aceitá-lo⁷⁵. Em 1953 Everett ingressa no doutorado em Princeton⁷⁶.

Não sabemos ao certo a origem das idéias de Everett sobre mecânica quântica e quando ele começou a se preocupar com esses problemas. Sabemos que ele, como mencionado, na graduação, no período letivo entre 1951 e 52, cursou uma disciplina de Física moderna. No doutorado ele cursou Introdução à Mecânica Quântica durante o seu primeiro ano, 53-54. Não sabemos qual era o livro texto utilizado nesse curso, mas é bastante provável que ele tenha tido contato com o livro de mecânica quântica de David Bohm. Esse livro, anterior à formulação das Variáveis Ocultas, apresenta a mecânica

⁷³ Uma biografia interessante que serve como uma boa introdução à vida de Everett foi escrita por Eugene Shikhovtsev e está disponível somente na internet. Shikhovtsev, 2003.

⁷⁴ Histórico Escolar de graduação de Hugh Everett, Alumni File of Hugh Everett III, Seeley G. Mud Manuscript Library, Princeton.

⁷⁵ Carta de Willian Boone para Hugh Taylor, reitor da Pós-Graduação, 17 de abril de 1953. Alumni File of Hugh Everett III, Seeley G. Mud Manuscript Library, Princeton.

⁷⁶ Grade Card e Recommendation Letter, Alumni File of Hugh Everett III, Seeley G. Mud Manuscript Library, Princeton.

quântica com uma preocupação filosófica grande, em especial com um detalhado tratamento do problema da medição e do paradoxo EPR⁷⁷. Na primavera de 1955, Bohr fez uma palestra em Princeton. Nessa ocasião Everett, Charles Misner, que era seu colega de pós-graduação, e Aage Petersen, assistente de Bohr para assuntos filosóficos que estava desenvolvendo sua tese sobre filosofia da quântica, foram a uma festa e, após tomarem algumas bebidas, começaram a discutir sobre inconsistências na teoria quântica. Nessa ocasião, Everett apresentou as idéias que futuramente viriam a ser a sua interpretação dessa teoria.⁷⁸

Além desses pontos é importante especificar a situação de fundamentos da teoria quântica naquele período. Na descrição de Freire, a década de 1950, em especial o ano de 1952 com a publicação de interpretação das variáveis escondidas de David Bohm, marca o início do período intermediário na controvérsia octogenária sobre fundamentos da teoria quântica. Nesse período intermediário acontece o fim da chamada monocracia de Copenhague⁷⁹ e aos poucos começa a se estabelecer um ambiente crítico acerca dos fundamentos e da interpretação da teoria quântica. Dessa forma é bastante provável que esse ambiente crítico, juntamente ao trabalho de Bohm de 52, tenha exercido grande influência na forma com que Everett identificou os problemas e cunhou sua solução⁸⁰.

3.1 – A primeira versão

⁷⁷ Bohm, 1951.

⁷⁸ Esse relato foi feito de modo informal por Everett, em uma festa, no ano de 1977, pouco mais de 20 anos após o ocorrido. Conversa de Everett com Misner, 1977, Fita transcrita por E. Shikovtsev, Everett Papers (EP), Box 1, Folder 3. Como se trata de uma narração 20 anos depois do ocorrido, sem cotejamento com outra fonte, é necessário tomá-la com cautela.

⁷⁹ A monocracia de Copenhague, termo cunhado por Max Jammer, representa o período que vai desde 1927, com o conselho de Solvay “aceitando” a interpretação da complementaridade até fins da década de 1940. Esse período, apesar das críticas de Einstein e Schrödinger, foi marcado por uma fortíssima adesão dos físicos à essa interpretação e pelas tentativas de desqualificar as críticas como sendo metafísicas, fora do domínio da Física. Ver Freire, 2003, p. 575-6.

⁸⁰ Posteriormente, John Bell apontará semelhanças entre as interpretações de Everett e de Bohm. De fato em diversos momentos Everett parece ser bastante simpático à Bohm, quando, por exemplo, ele afirma que “*these theories* [de variáveis ocultas] *are of great theoretical importance*” e que “*might conceivably become important*” (Everett, 1973, p. 113). Barret, em seu livro, afirma que “*we shall see that when we try to make sense of the usual interpretations of Everett, we often end up with a theory that is very much like one* [interpretação que Bell faz de Everett] *or the other*

Um pouco mais tarde nesse mesmo ano, Everett apresentou dois manuscritos para seu orientador⁸¹, John A. Wheeler. Para compreendermos a resposta de Wheeler, precisamos falar um pouco da relação entre Wheeler e Bohr. Wheeler passou um período em Copenhague fazendo estudos de pós-doutoramento, estudando a estrutura nuclear. Em sua biografia, ele se refere à Bohr como um mentor e esse respeito e admiração vem desde muito tempo. Wheeler terminou sendo um porta voz de Bohr nos Estados Unidos e sempre nutriu esse sentimento de amizade e admiração desenvolvidos no período de sua estada em Copenhague. Dessa forma é possível compreender a necessidade que Wheeler sentia de ver a interpretação de seu pupilo aprovada por Bohr. Wheeler que sempre enxergou um valor muito grande na interpretação de Everett e acreditava que ela realmente poderia ser uma generalização do pensamento de Bohr fez todo o possível para evitar conflitos, tomando a linha de frente de defesa dessa interpretação em Copenhague e sempre incentivando Everett a adequar o seu pensamento e a sua escrita a uma forma que não fosse (muito) conflituosa com o pensamento de Bohr.

Na resposta que Wheeler envia para Everett através de uma nota, em setembro de 1955, ele afirma que o primeiro, no qual se discutia como efetuar uma medida quantitativa da correlação entre dois sistemas, “*seems to me practically ready to publish – where would you publish it?*”. Em relação ao segundo manuscrito, ele diz se sente “*frankly bashful about showing it to Bohr in its present form*”. Wheeler ainda acrescenta que considera o texto de grande valor, mas sente-se assim “*because of parts*

[interpretação de Bohm] *of these two theories*”. Barret, 1999, p. 148. Para a proximidade ver o capítulo 5 do livro de Barret e os artigos citados de Bell.

⁸¹ Junto com esses dois manuscritos, nos arquivos de Everett existe um terceiro. Nesse manuscrito ele discute o conceito de probabilidade objetiva como sendo invariante de observador para observador. Com esse critério, ele examina as probabilidades da mecânica quântica e utilizando um raciocínio semelhante ao do paradoxo do amigo de Wigner ele conclui que as probabilidades da teoria quântica são subjetivas e discute de modo bastante sucinto três formas de resolver esse problema da teoria quântica, sendo uma delas algo próximo das variáveis escondidas. Assim, é possível que esse manuscrito possa ter sido algum tipo de

subject to mystical misinterpretations by too many unskilled readers”⁸². Esse segundo manuscrito, intitulado *Probability in Wave Mechanics*, é uma apresentação da interpretação de Everett sem utilizar o formalismo matemático. Seus argumentos são semelhantes aos do texto de 1973, porém apresentados de modo mais claro. É possível que esse texto tenha sido escrito a pedido de Wheeler para apresentar essa interpretação para Bohr. Sua estrutura parece derivar desse texto que foi publicado em 1973 e, se isso é verdade, ajuda a colocar um período mais específico para a primeira versão da tese, que apenas foi publicada em 1973.

Essa primeira versão parece ter sido escrita ao longo de 1954 até fins de 55. Esta tese se chamava “*The theory of the universal wave function*” e é nela que Everett apresenta pela primeira vez suas idéias. Nesse texto pode-se dizer que toda a interpretação já estava pronta. Todas as modificações, como veremos adiante, não afetariam o conteúdo de sua interpretação, mas efetivamente a forma de apresentação destes⁸³. Em um texto de 137 páginas, Everett começa apresentando cinco possíveis soluções para resolver os paradoxos que emergem do postulado de projeção. Depois de sugerir que a melhor solução é aceitar a validade irrestrita da mecânica ondulatória, ele desenvolve alguns resultados matemáticos para serem utilizados no cálculo de correlações na teoria quântica e deduz a relação do formalismo com a experiência e os resultados estatísticos da teoria quântica usual. Na conclusão, ele volta a discutir as possíveis soluções para os problemas da teoria quântica, incluindo a proposta de Bohr como uma das possíveis, porém afirma que “*This interpretation suffers from the dualism of adhering to a “reality” concept (...) on the classical level but renouncing the*

trabalho da disciplina de quântica que ele cursou, mas é apenas uma especulação já que o texto não está datado. Objective vs. Subjective probability, Everett Papers, Box 1, Folder 6

⁸² Os manuscritos são “Quantitative measure of correlation” e “Probability in Wave Mechanics”, Everett Papers, Box 1, Folder 6. A resposta é uma nota manuscrita de Wheeler para Everett, 21 de setembro de 1955, Everett Papers, Box 1, Folder 5.

⁸³ Quase todos os resultados matemáticos contidos nessa versão desapareceram da versão final, porém eles realmente não eram importante para o significado da interpretação.

same in the quantum domain”⁸⁴. É verdade que essa tese não tinha como objetivo criticar diretamente Bohr, tanto que em 1957 ele responde a Petersen afirmando que “*the particular difficulties with quantum mechanics that are discussed in my paper have most to do with the more common (at least in this country) form of quantum theory, as expressed for example by von Neumann, and not so much with the Bohr (Copenhagen) interpretation*”. Mas, pela próxima frase, na qual ele afirma “*The Bohr interpretation is to me even more unsatisfactory, and on quite different grounds*”⁸⁵ podemos ver que ele não nutria grande simpatia pela interpretação de Bohr e esse primeiro texto certamente expressa isso.

Como esse texto colocava a interpretação de Bohr como uma de várias possibilidades, e ainda por cima inadequada, Wheeler não poderia deixar que Bohr lesse algo assim. Dessa forma, o texto foi revisado por ambos. Essa revisão do rascunho levaria a uma segunda versão que seria enviada efetivamente enviada para Copenhague. O título dessa versão, que deve ter ficado pronta no início de Abril de 1956, era “*Wave Mechanics Without Probabilities*”⁸⁶.

3.2 – A banca em Copenhague

Esse segundo rascunho encadernado foi, então, enviado para Petersen em 24 de abril desse mesmo ano. Em carta para Bohr, Wheeler agradece antecipadamente os comentários dele e de Aage Petersen, seu assistente, mas indica que tanto o título como outras idéias precisam de uma análise mais profunda. Assim ele pede que deixe essas questões de lado e diz que está mais preocupado “*to the more fundamental question, whether there is any escape from a formalism like Everett’s*”⁸⁷.

⁸⁴ Everett, 1973, p. 111

⁸⁵ Carta de Hugh Everett para Aage Petersen, 31 de maio de 1957, Everett Papers, Box 1, Folder 8.

⁸⁶ Essa versão nunca foi mencionada na literatura e até o momento não foi possível determinar se ainda existe alguma cópia dela.

⁸⁷ Carta de Wheeler (em Leiden, Holanda) para Bohr, 24 de abril de 1956. Wheeler Papers, Series I, Box Boh-Bu, Folder Bohr.

Wheeler enviou essa carta de Leiden, na Holanda. Ele passou oito meses na universidade de Leiden, de janeiro a setembro, para assumir a cátedra H. A. Lorentz.⁸⁸ No início de maio, Wheeler foi à Copenhague. Nessa ocasião, discutiu com Bohr e Petersen, a tese de Everett. Em carta enviada para Everett em 22 de maio de 56, Wheeler menciona que os três tiveram três longas e acaloradas discussões sobre o rascunho da tese. Ele afirma que enviará notas comentando os pontos específicos, mas que como resultado dessas discussões concluiu-se que *“your beautiful wave function formalism of course remains unshaken; but all of us feel that the real issue is the words that are to be attached to the quantities of the formalism”*⁸⁹. Esse ponto destacado indica que a fonte de discordância entre as duas interpretações não estava em como Everett resolveu os problemas, incluindo o aparato observacional dentro do formalismo, mas no significado disso e no papel que a teoria deveria ter para Everett, incompatível com o pensamento de Bohr, como veremos na próxima seção em mais detalhes. Assim sendo, Wheeler conclui que *“in one way, your thesis is all done; in another way, the hardest part of the work is just beginning”*, e complementa no pós escrito que *“I think it is foolish of me to talk about dates [das provas finais] until this whole issue of words is straightened out”*.

Nessa carta também é possível ver o papel central de Wheeler nessa história. Ele afirma para Everett que desejaria ver a tese publicada na Academia Dinamarquesa de Ciências, pois esse seria o local ideal. Wheeler considera que tal publicação legitimaria a interpretação para o mundo sob os auspícios de Bohr⁹⁰. Poucos dias depois, Wheeler expressaria essa vontade para Bohr. Em telegrama enviado dia 26 de maio de 56, ele

⁸⁸ Para essa cátedra é convidado anualmente um pesquisador de distinta colaboração para a física desde 1955 até o presente. Outros nomes importantes que assumiram essa cátedra foram Eugene Wigner, Felix Bloch e Léon Rosenfeld.

⁸⁹ Carta de Wheeler para Everett, 22 de maio de 1956, Wheeler Papers, Series I, Box – Di, Folder Everett.

⁹⁰ “Since the strongest present opposition to some parts of it comes from Bohr, I feel that the acceptance in the Danish Academy would be the best public proof of having passed the necessary tests.” Carta de Wheeler para A. G. Shenstone, 28 de Maio de 1956. Wheeler Papers, Box Di, series #2.

fala que “*my great hope thesis suitable danish academy publication after revision*”⁹¹. Para satisfazer esse seu desejo, era necessário tentar compatibilizar as idéias e que Everett compreendesse por completo e enxergasse o caminho de como escrever adequadamente sua dissertação. No seu ponto de vista, isso só seria possível se Everett se reunisse com Bohr. Assim, Wheeler fala para Everett que Bohr “*Would welcome very much a several weeks’ visit from you to trash this out. (...) Please go*”. Já para Bohr, no telegrama mencionado, diz que “*everett now princeton phoned asking confer with you hopes fly almost immediately*”. Para que fosse possível esse encontro, Wheeler contribuiria com recursos do seu fundo de pesquisa. Era essencial, para Wheeler, que esse encontro fosse possível: “*I think his very original ideas are going to receive wide discussion. I am insistent the(sic) the bugs be got out before it gets published, not afterwards*”⁹².

Após a visita de Wheeler a Copenhague, Alexander Stern, um engenheiro americano conhecido de Wheeler que estava em Copenhague, ficou responsável por apresentar um seminário sobre a interpretação de Everett e, posteriormente, de enviar uma carta listando os principais pontos de discordância, o que ele fez em 20 de maio. No dia 26 de maio, Wheeler responde a Stern os questionamentos feitos à tese de Everett. Na resposta, é curioso que ele atribua somente a Everett todos os questionamentos à posição de Bohr sobre o problema da medida, afirmando que ele mesmo nunca tivera dúvidas sobre isto. Em suas palavras:

“I do not in any way question the self consistency and the correctness of the present quantum mechanical formalism (...). On the contrary, I have vigorously supported and expect to support in the future the current and inescapable

⁹¹ Telegrama de Wheeler para Bohr, Archives for the history of quantum physics, Bohr Scientific Correspondence, 33.

⁹² Carta de Wheeler para A. G. Shenstone, 28 de Maio de 1956. Wheeler Papers, Box Di, series #2.

approach to the measurement problem. To be sure, Everett may have felt some questions on this point in the past, but I do not.”

Era necessário, em períodos de questionamentos à monocracia, reafirmar seu comprometimento com a visão dominante. A última coisa que ele gostaria é que fosse considerado mais um dissidente quântico.

Porém, em notas para si, comenta que “*Stern does not seem to give credit for Everett for sufficient audacity*” e conclui que “*Stern’s remarks that Everett does not understand the measurement process is irrelevant, since it only means that H.E. does not agree with Bohr*”⁹³.

Após essa última troca de cartas, Everett, que estava trabalhando no Pentágono, se dedicou a transformar a segunda versão de sua tese, “*Waves mechanics without probabilities*”, numa que Wheeler considerasse adequada. George Pugh, que trabalhou com Everett no pentágono, ao contar sobre as conversas que ambos tinham durante os almoços entre 1956-58, lembra que Everett

*“told me that a lot of people that had reviewed his ideas had found them [as idéias] difficult to incorporate them in their own understanding. He said that he was having some difficulty developing a version of his thesis that his advisor and his reviewers could be comfortable with. Indeed, even his advisor, John Wheeler, was asking him to do substantial rewriting of the material”*⁹⁴.

Wheeler, em sua autobiografia, ao falar sobre esse processo, disse que ele pôde perceber a profundidade dessa tese, porém

“found the draft barely comprehensible. I knew that if I had that much trouble with it, other faculty members on his committee would have even more trouble. They

⁹³ Carta de Wheeler para Stern, 25 de maio de 1956, Wheeler Papers, Series V, Relativity Notebook 4, p. 92. Nos arquivos não foi possível localizar a carta de Stern para Wheeler que conteria uma crítica detalhada da tese de Everett.

⁹⁴ Notas de George Pugh sobre Hugh Everett, Everett Papers.

*not only would find it incomprehensible; they might find it without merit. So Hugh and I worked long hours at night in my office to revise the draft”*⁹⁵.

DeWitt, ao resenhar o livro de Deutsch, trouxe mais luzes à essa história, afirmando que *“the published article was basically written by Wheeler: He sat down with Everett and told him exactly what to omit from the larger work”*⁹⁶. O trabalho de Everett claramente não satisfazia Bohr e seus aderentes e Wheeler tomou a decisão de participar ativamente da reformulação do trabalho. Mesmo após o debate ele ainda acreditava que seria possível compatibilizar as duas posições e sentou-se com Everett para tentar encontrar a forma adequada. O resultado desse processo de reescrita e adaptação foi a transformação de uma longa tese de doutorado de 137 páginas em outra bem mais curta, com somente 36 páginas, apresentada em março de 1957, cujo título era bastante neutro, *“On the foundations of quantum mechanics”*⁹⁷.

Com o texto final pronto, Wheeler decide que seria interessante escrever um texto explicando essa interpretação. A sua autoridade como físico poderia contribuir para que ao menos a interpretação tivesse a oportunidade de ser lida e debatida. Nesse texto ele explicava o objetivo de Everett e mostrava quais eram as grandes vantagens desta interpretação, chamando atenção especial para a possibilidade de se trabalhar com a quantização da própria estrutura do universo. Esse texto⁹⁸ foi enviado para ser publicado juntamente à tese. Eles então enviam pre-prints de ambos os textos para uma série de físicos, tais como Bohr, Rosenfeld, Wigner, Freeman Dyson e Erwin Schrödinger. Essa mesma lista ainda incluiria Bohm e F. Bopp, porém por algum motivo os pre-prints não foram enviados para eles⁹⁹. Alguns meses depois, a tese agora chamada *“The ‘relative state’ formulation of quantum mechanics”*, junto com o texto

⁹⁵ Wheeler, 1998, p. 268.

⁹⁶ DeWitt, 1998.

⁹⁷ Essa versão defendida é idêntica ao artigo publicado em 1957, salvo algumas pequenas mudanças estilísticas.

de Wheeler, seria publicada no *Reviews of Modern Physics*, numa edição especial dos *proceedings* da *Chappel Hill Conference*, que Everett não participou. Para um texto que, na visão de Wheeler, seria tão promissor e causaria tanto impacto na Física, foi uma escolha muito modesta publicá-lo no neste periódico, de alcance mais restrito que outras revistas como o *Physical Review*, por exemplo. Ademais, a edição especial na qual os textos saíram era a publicação dos *proceedings* de uma conferência sobre cosmologia. Desse modo, os interessados em fundamentos da teoria quântica não esperariam encontrar nenhuma contribuição importante naquela edição e isso contribuiu para o pouco impacto causado pelo artigo, que recebeu menos de 20 citações na primeira década de publicação. Da forma com que foi publicado, o artigo parecia ter seu interesse restrito aos problemas da cosmologia, longe do ambicioso projeto inicial¹⁰⁰.

4 – Incomensurabilidade entre interpretações

Podemos, então, nos concentrar nos termos nos quais foi debatida a interpretação de Everett. No cerne desse debate está a concepção distinta que ambos sustentavam em relação ao que deveria ser uma teoria física e, desse modo, ao estatuto da teoria quântica e de seus entes formais.

Para Bohr¹⁰¹, o vetor de estado serve para prever resultados de medições efetuadas em um contexto experimental bem especificado. Esse vetor de estado nunca tem relação com possíveis propriedades físicas que o sistema possui ou virá a possuir

⁹⁸ Wheeler, 1957.

⁹⁹ Mailing list of pre-prints, 10 de março de 1957, Everett Papers, Series I, Box 5.

¹⁰⁰ Andrés Cassinello, ao esboçar a história da interpretação de Everett, não percebeu o processo de debate sobre a tese antes da publicação e associou seus objetivos e seu destino estando sempre ligados ao campo da cosmologia quântica. Ele atribui o seu pequeno impacto inicial à falta de desenvolvimentos nesse campo entre 1957-67. Como pudemos notar, os objetivos dessa interpretação eram mais ambiciosos que somente ser uma interpretação útil para a quantização da gravitação e o seu pequeno impacto posterior se deveu mais ao ambiente intelectual fechado para críticas e à escolha de publicar o artigo em um periódico de alcance mais restrito numa edição especial voltada para cosmólogos. Ver Cassinello, 1994.

¹⁰¹ Para compreender o pensamento de Bohr nos apoiamos em Osnaghi, 2006.

por ocasião de um ato de medição. De modo bem claro, Bohr afirma que “*The entire formalism is to be considered as a tool for deriving predictions (...) the symbols themselves, as in indicated already by the use of the imaginary numbers, are not susceptible to pictorial interpretation*”¹⁰². A concepção de Bohr é, desse modo, pragmática e só é possível falar de fenômenos quânticos quando se tem completamente especificado o tipo de aparato experimental que será utilizado para medir o fenômeno. Essa contextualidade do fenômeno quântico é necessária para o uso do formalismo, que na sua ausência perde seu sentido¹⁰³.

Em completa oposição, Everett e Wheeler consideravam o vetor de estado como possuindo um papel descritivo do mundo, em sintonia com von Neumann. Para Everett, “*A physical system is completely described by a state function Ψ* ”¹⁰⁴ e ele acredita que “*We have shown that our theory based on pure wave mechanics, which takes as the basic description of physical systems the state function – supposed to be an objective description (...) – can be put in correspondence with experience*”¹⁰⁵. Quando Everett insere o observador no formalismo, ele o faz acreditando que essa é a única opção possível, “*if we wish to adhere to objective descriptions*”¹⁰⁶. A inserção do observador, enquanto tal, no formalismo se dá pela exigência da validade universal deste. Nada na teoria faz diferença entre observadores, que podem ser simplesmente aparatos experimentais, e sistemas e ao levar as exigências da descrição ao extremo, o observador passa a naturalmente a ser também descrito pelo formalismo.

As críticas em relação ao postulado de projeção também evidenciam esse caráter descritivista. Somente na perspectiva de descrever um processo físico é que esse

¹⁰² Bohr, N. (1948) On the notions of causality and complementarity. *Dialectica*, 2, 312-319, apud Osnaghi (comunicação pessoal).

¹⁰³ Osnaghi, 2006, p. 84-5.

¹⁰⁴ Everett, 1957, p.141.

¹⁰⁵ Everett, 1973, p. 109. Grifos nossos.

¹⁰⁶ Ibidem, p. 117

postulado é necessário (e também só nessa perspectiva é que ele possui problemas). A crítica de Everett ao postulado emerge nessa perspectiva e o seu projeto se desenvolve todo dessa forma. Todos os problemas que ele aborda estão relacionados com a possibilidade de uma descrição completa do que está acontecendo, e este é um ponto fundamental na sua abordagem.

Tendo em vista essa incompatibilidade de visão acerca do estatuto do vetor de estado e da concepção do papel de teorias físicas, podemos compreender porque o debate entre Everett e os apoiadores do espírito de Copenhague se deu em termos distintos aos do debate com os interlocutores do artigo publicado. Wheeler e Everett tentavam convencer Bohr de que a abordagem deles do formalismo era essencial para descrever observadores dentro do sistema usando o formalismo da mecânica quântica. Para isso, Wheeler perguntava:

“whether there is any escape from a formalism like Everett’s when one wants to deal with a situation where several observers are at work, and wants to include the observers themselves in the system that is to receive mathematical analysis¹⁰⁷”

A resposta de Copenhague era a de que essa tentativa de desenvolver o formalismo não compreendia a forma com que Bohr resolvia esses problemas. Stern, por exemplo, teria escrito para Wheeler afirmando que Everett não entendia o processo de medição e que seria um ato de fé postular uma função de onda que descrevesse a evolução de estado do universo¹⁰⁸. Para um Bohriano, não é possível introduzir o aparato de medição dentro do formalismo da teoria quântica porque esse mesmo formalismo pressupõe a existência do aparato. E se o vetor de estado tem como objetivo permitir prever resultados experimentais, certamente não possui sentido tentar descrever o universo inteiro por ele. E é por isso que Petersen afirma que ele e seus colegas de Copenhague sentem

¹⁰⁷ Carta de Wheeler para Bohr, op. cit.

¹⁰⁸ Carta de Wheeler para Stern, op. cit.

dificuldades em enxergar os problemas que Everett tenta resolver, que para eles não existem. Porém a expressão mais clara da posição desse grupo vem de Rosenfeld, em 1969. Rosenfeld afirma que *“To try (as Everett does) to include the experimental arrangement into the theoretical formalism is perfectly hopeless, since this can only shift, but never remove, this essential use of unanalyzed concepts which alone makes the theory intelligible and communicable¹⁰⁹”*

A resposta de Wheeler às críticas de Stern pode ser sintetizada em dois curtos trechos de sua carta para Stern: *“a state function as used in this sense has absolutely nothing to do with the state function as used in the customary discussion of the measurement problem”* e *“the connection [entre função de onda e resultados experimentais] is meant to supply the possibility of a complete model for our world¹¹⁰”*.

O fato de Wheeler dizer que a função de onda “dele” não tem nada a ver com a de Bohr expressa a falta de compreensão deste do pensamento de Bohr. A distinção para Wheeler é que no caso de Bohr, o aparato é sempre externo. No caso dele, nunca há aparato externo no sistema. Porém não é que o aparato seja efetivamente externo para Bohr. Conforme Osnaghi, essa forma de colocar a condição de Bohr é uma maneira de tentar interpretar o argumento em termos físicos, quando na verdade eles são transcendentais. O papel do aparato é de condição de possibilidade do conhecimento e não pode ser efetivamente expressado em termos físicos, porém normalmente era¹¹¹. É nesse ponto que Everett atacava a interpretação da complementaridade, mostrando que ela precisaria ser completada. O debate entre os dois grupos então ficou centrado na própria questão de qual o sentido da teoria quântica e do significado de seus entes, mas cada lado tinha uma resposta própria incompatível com a do outro grupo. O

¹⁰⁹ Carta de Rosenfeld para Saul Bergmann, 21 de dezembro de 1959. Rosenfeld Papers, Niels Bohr Archive.

¹¹⁰ Carta de Wheeler para Stern, op. cit.

¹¹¹ Osnaghi, 2006 e comunicação pessoal.

pragmatismo de Bohr não parecia poder se fundir com o descritivismo de Everett e o debate permaneceu nesse nível, sem entrar em outros pontos.

Os outros pontos só emergiriam ao se examinar a teoria de Everett na própria perspectiva descritivista, tentando compreender qual o seu sentido. Em especial as cartas de N Robert Wiener e Bryce DeWitt, em resposta aos preprints, começariam esse tipo de análise. Wiener apontaria que o uso da medida de Lebesgue, usada para deduzir as probabilidades, não é possível no espaço de Hilbert. Já DeWitt, entre diversos pontos, não consegue compreender a transição da superposição para o resultado efetivamente medido na teoria de Everett¹¹². Muitas outras questões surgiriam posteriormente, em especial debates sobre como deduzir as probabilidades e sobre como escolher uma base preferencial para escrever a função de onda. O desenvolvimento posterior da interpretação de Everett até hoje é muito rico. A perspectiva de utilizar o formalismo da teoria quântica para descrever o mundo parece ser muito mais interessante do que “somente” utilizá-lo para prever resultados experimentais. E essa suposta vantagem parece permanecer mesmo quando nos damos conta de todas as dificuldades que emergem ao tentarmos utilizar essa teoria para descrever o mundo. Mas, seguindo o pensamento de Bohr, tentar utilizar teorias sem se dar conta das condições de possibilidade ou mesmo tentando deduzir estas pré-condições da própria teoria faz emergir uma série de paradoxos. De acordo com Osnaghi, essas tentativas ignoram umas das lições mais importantes do pensamento de Bohr: que para obter previsões de resultados de medição não é necessário um formalismo que descreva o sistema¹¹³. A teoria de Everett jamais poderia ser uma generalização da complementaridade. Como Rosenfeld afirmou, não havia esperanças para ela.

¹¹² Carta de Robert Wiener para Everett, 9 de abril de 1957. Carta de Bryce DeWitt para Everett, 7 de maio de 1957. Everett Papers, Series I, Box 5.

5 – Epílogo

O encontro tão desejado por Wheeler entre Bohr e Everett só aconteceria em 1959, cerca de dois anos depois da publicação da tese na *Reviews of Modern Physics*. Everett viajou para Copenhague e permaneceu lá por seis semanas para discutir a sua interpretação. Porém, parece que o novo debate não aconteceu. Everett lembra que o único resultado dessa viagem foi do desenvolvimento dos multiplicadores de Lagrange, utilizados para otimizar cálculos. Esse resultado matemático, sem implicações para os fundamentos da Física Quântica, foi desenvolvido no hotel e posteriormente serviria para Everett montar sua própria companhia, a Lambda Corp.¹¹⁴. Após essa viagem, Everett nunca mais trabalharia com temas de teoria quântica. A sua decepção com todo o processo e com a falta de repercussão de sua teoria inovadora o desanimaram para a pesquisa em Física. Aliado a isso, estava o ambiente de mobilização da pesquisa para a guerra do contexto da Guerra Fria que se encontravam os Estados Unidos. O Pentágono pagava excelentes salários para quem tivesse disposto em investir seu talento em prol da defesa nacional e Everett aceitou o desafio. Ele seguiria nos anos iniciais trabalhando para o pentágono e, posteriormente, prestando serviços através de suas empresas.¹¹⁵

Entre 1957 e 1967, praticamente ninguém se lembrava da existência dessa interpretação. A abordagem dos estados relativos parecia fadada ao esquecimento. Mas DeWitt, que havia sido bastante crítico do pré-print que lhe fora enviado, resolveu investir seus esforços para trazer essa interpretação de volta ao mundo da Física, mesmo que essa volta tivesse gosto de primeira vez. Ele chamou um aluno, Roger Graham, para fazer uma revisão bibliográfica de todos os artigos relacionados com fundamentos da teoria quântica e para apresentar a interpretação de Everett. Em 1967, num importante

¹¹³ Osnaghi, 2006, p. 112.

¹¹⁴ Conversa de Everett com Misner, op. cit.

¹¹⁵ Notas de George Pugh, op. cit. e Shikhovtsev, 2003.

artigo que discutia a quantização da gravidade, DeWitt afirma explicitamente que para interpretar adequadamente os resultados teóricos que ele obtivera era necessário utilizar a formulação de Everett. Nesse mesmo ano, ele apresentou essa formulação em um congresso, os *Battelles Rencontres*. Aos poucos, o trabalho de Everett passou a chamar a atenção da comunidade dos Físicos e, em 1973, DeWitt publicaria a versão original mais ampla da tese de Everett, que permanecia inédita¹¹⁶. Desde então, essa interpretação, junto com suas variantes, possui um papel cativo nos debates sobre fundamentos da teoria quântica. Sua fortuna parece ter conseguido ultrapassar as dificuldades iniciais e seu legado permanecerá ou na Física ou na história da Física. Somente o tempo encerrará essa questão.

¹¹⁶ Shikhovtsev, 2003 e Cassinello, 1994.

Bibliografia

- BARRET, J. A. (1999). **The Quantum Mechanics of Minds and Worlds**. Oxford: Oxford Univ. Press.
- BOHM, D. (1951). **Quantum Theory**. New York: Prentice Hall.
- CASSINELLO, A. (1994). La interpretación de los muchos universos de la mecánica cuántica. Apuntes históricos. *Arbor*, CXLVIII, N. 584, 47-68.
- DEUTSCH, D. (2000). **A Essência da Realidade**, Tradução: Brasil Ramos Fernandes. São Paulo: Makron Books.
- DEWITT, B. (1998). Resenha de “The Fabric of Reality” de D. Deutsch. *Natural Science* [http://naturalscience.com/ns/books/book02.html] Acessado em 22 de maio de 04.
- EVERETT, H. (1957). “Relative State” formulation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, V. 29, N. 3, 454-462. [On the Foundations of Quantum Mechanics, Tese, Doutorado em Física, Princeton, março de 1957, 37 p.].
- _____, H. (1973). The theory of the universal wave function. in DeWitt, B., Graham, N. (eds.) **The Many-Worlds interpretation of quantum mechanics**, New Jersey: Princeton University Series, (1973).
- FREIRE JR., O. (2003). A Story Without an Ending: The Quantum Physics Controversy 1950-1970. *Science & Education*, V. 12, 573-586.
- _____, O. (2004). The Historical Roots of “Foundations of Quantum Physics” as a Field of Research (1950-1970). *Foundations of Physics*, V. 34, N. 11, 1741-1760.
- _____, O. (2005). Science and exile: David Bohm, the cold war, and a new interpretation of quantum mechanics. *Historical Studies in Physical Sciences*, V. 36, 1, 1-34.
- OSNAGHI, S. (2006). A dissolução pragmático-transcendental do “problema da medição” em física quântica. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência*, Campinas, Série 3, v. 15, n. 1, p.79-125.
- SHIKHOVTSEV, E. (2003). Biographical Sketch of Hugh Everett III. Disponível em: <http://space.mit.edu/home/tegmark/everett/everett.html> (acesso em 02/02/2007).
- WHEELER, J. A. (1957). Assessment of Everett’s “relative state” formulation of quantum mechanics. *Reviews of Modern Physics*, V. 29, n. 3, 463-465.

_____, J.A. (1998) **Geons, Black Holes & Quantum Foam: A life in physics**,
New York: Norton.

Conclusões

Nesse processo de elaboração e discussão e avaliação inicial da interpretação dos estados relativos, pudemos identificar três protagonistas. O primeiro é Everett, que escreveu sua tese em um período pouco propício para desafios às bases da teoria quântica. Esse período de transição entra a monocracia de Copenhague e a institucionalização da controvérsia sobre fundamentos da teoria quântica não era muito adequado para um jovem físico tentando reformular a teoria quântica. Seu destino acabou sendo desistir da Física. O terceiro protagonista foi o grupo dos físicos de Copenhague, que, sob a liderança de Niels Bohr, não era muito simpático a novas interpretações da teoria quântica que pudessem modificar a forma com que se entendia essa teoria. No fim, foram estes os responsáveis pelo julgamento da tese de Everett. A banca em Princeton foi uma formalidade.

O segundo, e trágico, protagonista foi o Wheeler. Nele, identificamos uma espécie de espírito dividido. Por um lado, se considerava partidário da interpretação de Copenhague. A sua adesão à complementaridade e sua admiração por Bohr não permitiam que ele assumisse alguma espécie de conflito com essas idéias. Por outro lado, por não compreender bem o pensamento de Bohr, enxergava na proposta de Everett não uma contradição com este, mas uma generalização de suas idéias. O seu grande desejo era ver as idéias de Bohr e as de Everett num só programa de pesquisa. O problema que Wheeler enfrentava era conseguir convencer Niels Bohr e seus colaboradores de que essas idéias eram adequadas e concordantes com seu pensamento e convencer Everett a alterar suas palavras e pontos específicos de suas idéias que aparentemente não concordassem com Bohr. De fato, esse projeto estava tragicamente fadado ao fracasso porque as idéias são suficientemente incompatíveis, pois um dos pontos fundamentais para a exposição de Everett era considerar a função de onda como

uma descrição do estado do sistema, enquanto Bohr considerava esta como um instrumento preditivo para calcular probabilidades de resultados de medições. Além disso, como não enxergava essa função como descrição do sistema, a maioria dos problemas que Everett se propunha a resolver eram, para Bohr, pseudo-problemas.

Nesta relação conflituosa, perdeu o mais fraco. Bohr não chegou a mudar, mas muitas das idéias que Everett tentou introduzir com sua primeira versão da tese foram completamente modificadas. Parte importante da discussão sobre as interpretações e sobre a visão de Everett acerca de o que deveria ser uma teoria física foram excluídas da versão final. Além disso, as próprias explicações do formalismo foram se condensando, de modo que quase nada ficou presente no artigo publicado, sobrando somente parte do formalismo e explicações suficientemente vagas, o que explica um pouco a posterior proliferação de interpretações da interpretação de Everett.