

CDD: 530.12

O PROBLEMA DA MEDIÇÃO EM MECÂNICA QUÂNTICA: UM EXAME ATUALIZADO

OSVALDO PESSOA JR.

Centro de Lógica, Epistemologia e História da Ciência
Universidade Estadual de Campinas
Campinas, SP

Publicado em *Cadernos de História e Filosofia da Ciência* (série 3) 2(2): 177-217, jul-dez 1992.
(Paginação acompanha o original)

RESUMO

O presente trabalho é um exame histórico-conceitual do "problema da medição" ou "do colapso" em mecânica quântica, focalizando pontos não abordados na literatura padrão. Examinamos historicamente as origens deste problema no paradoxo onda-partícula, contrastando as soluções subjetivistas e objetivistas que se sucederam. Analisamos dois aspectos do problema e suas relações com a tese do "criptodeterminismo", examinando de maneira conceitual as chamadas "provas de insolubilidade". Enfocamos então três paradigmas teóricos recentes: aparelho infinito, sistemas abertos e processos estocásticos, e resumimos três experiências que iluminam a questão. O artigo termina com uma proposta para testar se o colapso ocorre na interação com uma placa detectora.

1. INTRODUÇÃO

Desde seu desenvolvimento na década de 1920 a física quântica tem atraído a atenção de filósofos, devido à radical modificação do retrato do mundo introduzida pela teoria e ao novo papel atribuído ao observador. Por um lado, o determinismo inerente à física clássica foi substituído por uma descrição essencialmente probabilista; de outro, a doutrina positivista de se silenciar sobre o que não pode ser observado deu ao ato da *medição*¹ um papel proeminente nos fundamentos da teoria.

A mecânica quântica (MQ) pode ser estruturada da seguinte maneira. Um sistema fechado é descrito por um "estado" que evolui no tempo de maneira *determinista* (de acordo com a equação de Schrödinger). Ao contrário da mecânica clássica, este estado em geral fornece apenas as "probabilidades" de se

¹ Em português, o ato de medir pode ser denotado por três substantivos: "medida", "medição", e "mensuração". Não utilizamos o primeiro termo para não fazer confusão com a "medida" de um conjunto de pontos em análise matemática. Utilizaremos pois o termo "medição" no contexto da física.

obterem diferentes resultados de uma medição. Após a medição, o sistema passa a se encontrar em um novo estado, estado este que depende do resultado obtido. Assim, pode-se dizer que no decorrer da medição o sistema evoluiu de maneira *indeterminista*. Esta transição tem sido chamada de "colapso do pacote de onda" ou "redução de estado", sendo descrita pelo postulado da projeção de von Neumann.²

O chamado "problema da medição" surge da oposição entre uma evolução determinista regida pela equação de Schrödinger e a evolução indeterminista descrita pelo postulado da projeção. Esta oposição torna-se um problema quando se assumem duas hipóteses: 1) um estado quântico pode ser atribuído ao aparelho de medição macroscópico (podendo incluir o observador consciente); 2) o "sistema composto" (que inclui o objeto e o aparelho) pode ser considerado fechado em relação ao meio ambiente. Neste caso o sistema composto deveria evoluir de maneira determinista (pois seria um sistema quântico fechado), mas ao mesmo tempo estariam ocorrendo reduções de estado indeterministas durante as medições efetuadas pelo aparelho no objeto. Como conciliar estas duas possibilidades contraditórias?

O presente trabalho é um exame histórico-conceitual deste problema da medição ou do colapso, focalizando pontos não abordados pela literatura padrão (JAMMER 1974, pp. 470-521; D'ESPAGNAT 1976, pp. 159-229), especialmente os avanços mais recentes na área. Inicialmente examinamos as origens deste problema no paradoxo onda-partícula. A partir da solução apresentada pela MQ, formulamos dois problemas da medição (caracterização e completeza) e suas relações com a tese do "criptodeterminismo". Após um histórico das abordagens subjetivistas e objetivistas a estas questões, examinamos de maneira conceitual as chamadas "provas de insolubilidade". Enfocamos então as abordagens teóricas das últimas duas décadas, que podem ser agrupadas em três paradigmas: aparelho infinito, sistemas abertos e processos estocásticos. Por fim, resumimos três experiências que iluminam o problema da medição: interferometria de nêutrons, efeito Zenão quântico e superposições macroscópicas. No espírito de uma

² A evolução determinista do vetor de estado $|\phi\rangle$ pode ser escrita como $|\phi(t)\rangle = \hat{U} |\phi(t)\rangle$, onde \hat{U} é um operador "unitário" (ver nota 12). Digamos que o vetor possa ser expresso pela superposição $|\phi\rangle = a_1 |\phi_1\rangle + a_2 |\phi_2\rangle$, onde $|\phi_1\rangle$ e $|\phi_2\rangle$ são "auto-estados" de um observável. Segundo o postulado da projeção, após uma medição do observável o estado $|\phi\rangle$ é reduzido *ou* para $|\phi_1\rangle$ *ou* para $|\phi_2\rangle$, dependendo do resultado da medição. A probabilidade de cada resultado é $|a_1|^2$ e $|a_2|^2$, respectivamente.

"filosofia experimental", o artigo termina com uma proposta para testar se o colapso ocorre na interação com uma placa detectora.

2. O PARADOXO ONDA-PARTÍCULA

A primeira formulação do problema da medição é em geral associada ao trabalho de VON NEUMANN (1932), mas as raízes do problema se encontram nos primórdios da física quântica. Tentaremos mostrar que o problema da medição é remanescente do "paradoxo onda-partícula" que afligia a física das radiações durante o primeiro quarto do século.

Já em 1897 J.J. Thomson expressava o que tem sido chamado de "paradoxo da quantidade" (WHEATON 1983, p. 76): porque é que apenas uma parcela ínfima das moléculas de um gás é ionizada por raios X, já que seria de se esperar que todas as moléculas seriam afetadas igualmente pelo pulso de onda? Mais tarde em 1906 este problema foi encontrado por W.H. Bragg, que também formulou um "paradoxo da qualidade" (WHEATON, p. 86): dado que a frente de onda de um impulso de raio X se estende por uma área grande e apenas uma pequena parcela de sua energia deveria ser absorvida por uma molécula de gás, como é possível que toda a energia do impulso seja absorvida por uma única molécula?

Um modelo corpuscular da luz foi formulado por Einstein, e interpretações corpusculares para o raio X foram dadas por Bragg e por Stark, mas estes modelos não conseguiam explicar o fenômeno da interferência, observado no raio X em 1912, e assim eles tendiam a ser ignorados. No entanto, a confirmação experimental por Millikan (1916) da lei de Einstein para o efeito fotoelétrico, a observação do efeito fotoelétrico em raios X e raios γ em 1921, e a explicação bem sucedida do efeito Compton a partir da mecânica clássica de partículas (1922) abriram o caminho para a concepção de *dualidade onda-partícula* de L. de Broglie, e mais tarde para a mecânica quântica (1926).

Com o surgimento da "mecânica ondulatória" de Schrödinger e a evidência de que toda matéria exhibe aspectos ondulatórios, os paradoxos da radiação foram estendidos para toda a matéria. Como foi então que a MQ "resolveu" os paradoxos onda-partícula? Se toda matéria exhibe aspectos ondulatórios, porque é

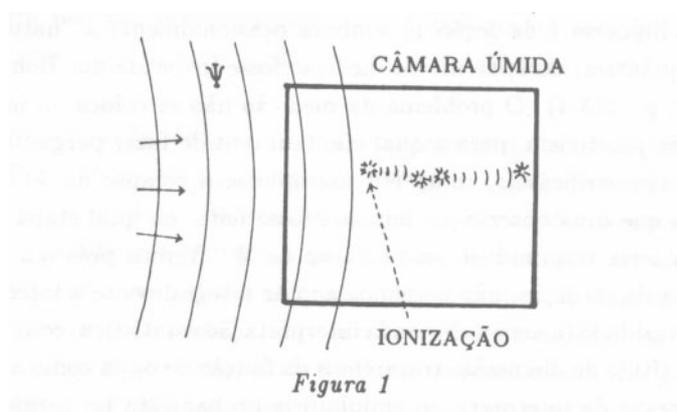
que em uma câmara úmida de Wilson a radiação aparece como partículas com trajetórias bem definidas?

A resposta que foi desenvolvida nos anos 1927-8 atribuiu um papel especial para a *observação* na produção de mudanças em sistemas atômicos. HEISENBERG (1927, pp. 64, 83) foi talvez o primeiro a salientar o inevitável distúrbio causado pelo observador no sistema atômico sendo observado, ao justificar as suas relações de indeterminação por meio da experiência-de-pensamento do microscópio de raios γ . Um pouco mais tarde, Bohr escreveu a respeito da inevitável "interação" entre o "agente da observação" e o sistema atômico. Enquanto Heisenberg dava prioridade para uma interpretação corpuscular, BOHR (1928, pp. 88-92) defendia uma interpretação claramente dualista que punha os aspectos de onda e partícula em pé de igualdade, como aspectos exclusivos mas "complementares" da natureza.

Antes porém que esta visão dualista se afirmasse como a "interpretação ortodoxa" da MQ, e paralelamente ao reconhecimento do papel desempenhado pelo aparelho de medição em influenciar o objeto, um outro ponto de vista a respeito dos fenômenos microscópicos, chamado de *interpretação ondulatória*, foi sugerido pelo formalismo de Schrödinger, que se baseava em uma "função de onda" Ψ . Como a função de onda para uma partícula $\Psi(\mathbf{r}, t)$, podia ser identificada com a nossa intuição de uma onda tri-dimensional, havia no início a tendência a se atribuir uma realidade para Ψ . O problema com esta interpretação é que para mais de uma partícula, ou N partículas, a função de onda $\Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N, t)$ só pode ser representada no "espaço de configurações" com $3N$ dimensões, o que não corresponde às nossas intuições habituais a respeito da realidade. De qualquer maneira, dentro desta interpretação as propriedades ondulatórias observadas para a matéria saem diretamente da função de onda no espaço de configurações. O problema que se colocava então era o de explicar as propriedades corpusculares observadas para a matéria.

Dois esquemas interpretativos forneceram a ligação entre esse aspecto corpuscular e o ato da medição: BORN (1926, p. 54) interpretou a função de onda de uma radiação espalhada como sendo uma "onda de probabilidade", uma amplitude cujo quadrado fornece as probabilidades de detecção; HEISENBERG (1927, p. 74) introduziu a noção de que medições de posição "*reduzem* o pacote

de onda" que representa a partícula, dando conta assim das trajetórias lineares observadas em uma câmara úmida. No 5^o Congresso de Solvay que se realizou em Bruxelas em outubro de 1927, Born pôde responder ao paradoxo da quantidade que Einstein assim formulara: "Agora, se uma onda esférica é associada a cada processo de emissão, como compreender que a trajetória de cada partícula α aparece como uma linha (quase) reta?" (SOLVAY 1927, p. 250). Born explicou "como o caráter corpuscular do fenômeno pode ser reconciliado com a representação ondulatória", fazendo uso da "redução do pacote de probabilidade" que não ocorre enquanto "qualquer ionização não tenha sido observada". Para descrever o que ocorre após a observação, deve-se "reduzir o pacote de onda para a vizinhança imediata da gotícula" (SOLVAY 1927, p. 251) (figura 1).



Dentro desta interpretação "ondulatória-probabilística" da MQ, o paradoxo onda-partícula foi resolvido atribuindo-se ao ato da observação o poder de reduzir uma onda de probabilidade extensa para um pacote de onda estreito. Anos mais tarde BOHR (1935, p. 148) iria refinar a interpretação da complementaridade, dando importância ainda maior para o aparelho experimental, cujo arranjo passou a determinar se o "fenômeno" observado exibe características de partícula ou de onda. Um problema com essas explicações da dualidade onda-partícula é que os conceitos de "observação", "medição" e "aparelho" não eram definidos de maneira inequívoca. No exemplo da câmara úmida, a mera ionização de uma molécula de gás contaria como uma observação, ou seria necessário também incluir a

condensação em torno da molécula, ou até a iluminação da câmara e a percepção pelo cientista? Esta arbitrariedade a respeito de onde traçar a fronteira entre o objeto e o sujeito (BOHR 1928, p. 89) está na raiz do que viria a ser chamado de "problema da medição".

3. DOIS PROBLEMAS DA MEDIÇÃO

O paradoxo onda-partícula foi "resolvido" dentro da interpretação ondulatória-probabilística com a asserção de que uma observação (ou uma medição) leva a um colapso do pacote de onda. A questão de *como* ocorre este colapso pode ser chamado o *problema geral da medição*.

Na interpretação da complementaridade este problema foi evitado com o princípio de que o aparelho macroscópico não é passível de descrição quântica (negando a hipótese da seção anterior), embora ocasionalmente a "natureza dupla" (clássica e quântica) do aparelho de medição fosse invocada por Bohr (ver JAMMER 1974, pp. 473-4). O problema da medição não se coloca no interior desta interpretação positivista, para a qual não tem sentido fazer perguntas cujas respostas não são verificáveis, como por exemplo se o colapso de $\Psi(\mathbf{r},t)$ poderia ocorrer sem que uma observação humana fosse feita, ou qual etapa do processo de medição seria responsável pelo colapso de Ψ . Vemos pois que para tratar do problema da medição, não podemos adotar integralmente a interpretação da complementaridade (e nem a interpretação estatística, como veremos na seção 4). A título de discussão, trataremos da função de onda como uma entidade objetiva, apesar da interpretação ondulatória-probabilista ter problemas, um dos quais já mencionamos (ver ainda GIBBINS 1987, pp. 43-45).

O problema geral da medição pode ser reenunciado como a questão de *como*, durante uma medição, uma "superposição quântica" pode ser transformada em estados que se comportam "classicamente", *i.e.* não se superpõem³. A resposta de von Neumann seria que esta "descoerência" é descrita pelo postulado

³ Considere um sistema composto de um objeto e um aparelho, de forma que se o estado inicial do objeto for $|\phi_1\rangle$, o estado final do aparelho após uma medição ideal será com certeza $|\xi_1\rangle$, ou seja, o estado final do sistema composto será $|\phi_1\rangle |\xi_1\rangle$. De maneira análoga, se o estado inicial do objeto for $|\phi_2\rangle$, o estado composto final será $|\phi_2\rangle |\xi_2\rangle$. Agora, se o objeto estiver inicialmente em uma superposição $|\phi_1\rangle + |\phi_2\rangle$, após a medição o sistema composto deveria evoluir (de acordo com a equação de Schrödinger) para a superposição $|\phi_1\rangle |\xi_1\rangle + |\phi_2\rangle |\xi_2\rangle$. No entanto, o aparelho sempre termina em um estado de ponteiro que se comporta classicamente, ou seja, o estado composto final será ou $|\phi_1\rangle |\xi_1\rangle$ ou $|\phi_2\rangle |\xi_2\rangle$, e não a superposição. Como explicar esta discrepância? Como a superposição do estado composto perde sua coerência?

da projeção, que acompanha qualquer ato de observação. Dois problemas se desdobram a partir desta solução ao problema geral da medição: i) *Problema da "caracterização"* (termo adaptado a partir de CARTWRIGHT 1983, p. 196): sob que condições deve ser aplicado o postulado da projeção, e se ele sempre acompanha uma medição, o que então caracterizaria uma medição ou observação? ii) *Problema da "completeza"* (termo usado por FINE 1973, pp. 568-70; ver também BROWN 1986a, p. 10): poderia o postulado da projeção ser explicado pelos outros princípios da MQ e algum modelo físico apropriado para o processo de medição?

O estatuto destes dois problemas é diferente. O problema da caracterização requer uma resposta positiva, enquanto que o problema da completeza pode bem ser respondido com uma negação, ou seja, ser mostrado ser "insolúvel". As questões porém não são independentes: se o problema da completeza obtiver uma resposta positiva, então o problema da caracterização também terá sido resolvido.

Os dois problemas da medição já se encontram formulados no livro de von Neumann de 1932. Deixando o problema da caracterização para a seção seguinte, consideremos sua formulação do *problema da completeza*. VON NEUMANN (1932, p. 422) faz uso da hipótese segundo a qual o aparelho macroscópico de medição pode ser descrito como um sistema quântico. Objeto e aparelho formariam assim um sistema quântico "composto". Esta hipótese poderia infringir os princípios da interpretação da complementaridade de Bohr, mas isso não ocorre porque von Neumann ainda faz a separação entre o sistema quântico e o observador, que no caso consistiria de um terceiro sistema (descrito classicamente) que interage com o sistema composto.

VON NEUMANN (1932, p. 438) inicia a última seção de seu livro considerando "uma possível explicação freqüentemente proposta para o caráter estatístico do processo" de redução, que podemos chamar de *tese do conhecimento limitado*. De acordo com esta tese, "o resultado de uma medição é indeterminado porque o estado do observador antes da medição não é conhecido de maneira exata. É concebível que tal mecanismo pudesse funcionar, porque o estado de informação do observador em relação ao seu próprio estado poderia ter limitações absolutas, pelas leis da natureza".

Esta tese consistiria numa alternativa *criptodeterminista* (WHITTAKER 1943, p. 461) para a formulação usual da MQ, já que o determinismo das leis naturais seria preservado, e a imprevisibilidade dos resultados de medições individuais seria fruto do conhecimento necessariamente limitado a respeito do estado inicial de sistemas em interação com o objeto. Se tal explicação fosse possível, as leis da MQ seriam "completas" sem o postulado da projeção.

Após argumentar que a tese do conhecimento limitado é plausível, von Neumann forneceu uma *prova de insolubilidade* para o problema da completeza, ou seja, mostrou que tal explicação não seria capaz de satisfazer uma certa exigência de consistência para medições quânticas (ver JAMMER 1974, pp. 476-7). Tal prova seria retomada na década de 60 sem considerar tal exigência, como veremos na seção 6.

As primeiras idéias criptodeterministas provavelmente se basearam na exposição semi-clássica das relações de indeterminação dada por HEISENBERG (1927, pp. 64-8), que levou à idéia de que a imprevisibilidade na MQ seria devida somente ao inevitável distúrbio da observação no objeto (JAMMER 1976, p. 160). Tal exposição semi-clássica era consistente não apenas com o criptodeterminismo, mas também com o modelo de variáveis ocultas "sem dispersão" que atribui posição e momento bem definidos para todas as partículas em todos os instantes. Ambos os modelos foram descartados por von Neumann, com sua (malsucedida) prova de impossibilidade de variáveis ocultas (VON NEUMANN 1932, pp. 295-328; JAMMER 1976, pp. 265-78) e sua prova de insolubilidade do problema da completeza.

Modelos criptodeterministas (CD) e modelos de variáveis ocultas estão relacionados mas não são os mesmos. A classe de teorias de variáveis ocultas considerada por von Neumann assim como a teoria de BOHM (1952) podem ser considerados subclasses dos modelos CD, mas o criptodeterminismo não implica que hajam estados sem dispersão para pares incompatíveis de observáveis. Os modelos CD considerados no problema da completeza não alteram a definição de "estado" dada pela MQ, e tampouco introduzem uma nova dinâmica (além da substituição do postulado da projeção).

Após ser excluído pela prova de von Neumann, o ponto de vista CD se tornou novamente plausível com o surgimento do programa de amplificação termodinâmica (seção 5) e das soluções apresentadas ao problema da completeza (ver por exemplo GREEN 1958, p. 889). Outra defesa da tese do conhecimento limitado seria dada por HEISENBERG (1958, pp. 53-4; ver STEIN & SHIMONY 1971, p. 64). Uma série de provas de insolubilidade cada vez mais gerais, porém, iriam contribuir para a derrocada desse programa, como veremos na seção 6.

4. A ABORDAGEM SUBJETIVISTA E AS PRIMEIRAS REAÇÕES

O problema da caracterização não é tratado explicitamente por von Neumann, mas está implícito em seu trabalho que o que caracteriza uma "observação" é a presença de um observador inteligente ou consciente. O postulado da projeção deve portanto ser aplicado somente quando um ser inteligente faz uma observação. VON NEUMANN (1932, p. 421) reconheceu a influência que recebeu de SZILARD (1929, pp. 539-40, 544), que havia mostrado que a "intervenção de seres inteligentes" em um sistema termodinâmico durante uma medição (resultando em um aumento de conhecimento a respeito do sistema) necessariamente envolve um aumento de entropia (dissipação de energia).

A solução *subjetivista* para o problema da caracterização foi enunciada de maneira mais clara por LONDON & BAUER (1939, pp. 249, 252), para quem a "transformação irreversível no estado do objeto medido" é devida à "faculdade de introspecção" ou ao "conhecimento imanente" que o observador consciente tem de seu próprio estado, permitindo que ele "corte a cadeia de correlações estatísticas" em um "ato criativo de 'objetificação'".

Durante a guerra, VON WEIZSÄCKER (1941, pp. 501, 504) também iria considerar a inseparabilidade entre sujeito e objeto como a chave para o problema da caracterização, em sua interpretação kantiana da complementaridade. Ele salientou a "decisão volitiva" envolvida na medição de um observável de um elétron em um microscópio de raios γ : *após* a interação do raio γ com o elétron, o cientista pode decidir se ele irá medir a posição ou o momento do elétron⁴,

⁴ Se o cientista escolher colocar a tela de detecção no *plano de imagem* da lente do microscópio, ele medirá a posição do elétron com boa resolução, de maneira que o estado subsequente do elétron é uma onda esférica. Se a tela for colocada no *plano focal*, o que será medido com boa resolução é o momento do elétron, e seu estado subsequente será uma onda plana (VON WEIZSÄCKER 1931). Esta é a primeira proposta de uma experiência de "escolha retardada", que foi realizada na prática apenas recentemente (HELLMUTH *et al.* 1987).

decidindo dessa forma qual será o estado final do elétron após a medição (ver também JAMMER 1974, pp. 485-6).

Uma nova era de discussões filosóficas sobre os fundamentos da MQ se iniciou com o famoso trabalho de Einstein, Podolsky & Rosen sobre a medição da posição e momento de duas partículas não-interagentes mas correlacionadas (*i.e.*, que interagiram no passado). Em um estudo deste argumento para a "incompleteza" da teoria quântica⁵, SCHRÖDINGER (1935, p. 157) apresentou sua experiência-de-pensamento do "paradoxo do gato", que é a formulação mais famosa do problema da caracterização. Um gato é fechado dentro de uma câmara de aço junto com um pouquinho de uma substância radioativa, que tem uma probabilidade 1/2 de acionar um detector, dentro de um certo intervalo de tempo. Ligado a este detector há um "dispositivo diabólico" que funcionava de tal maneira que se o detector fosse disparado, o gato seria morto, enquanto que ele permaneceria vivo se nenhuma radiação fosse detectada no intervalo de tempo. A MQ descreve o estado do átomo radioativo como uma *superposição* de estados de emissão e de não-emissão⁶. Qual seria o estado do sistema macroscópico como um todo ao final do intervalo de tempo? De acordo com a visão subjetivista, seria uma superposição de gato vivo e morto até que uma observação fosse feita, o que levaria a um colapso do estado ou para gato vivo ou para gato morto. Esta solução porém soa absurda, já que nossa noção intuitiva de um objeto clássico é que ele não existe em tais superposições e que seu estado macroscópico não é afetado pelo ato de observação. SCHRÖDINGER (1935, pp. 166-7) tinha a

⁵ Einstein, Podolsky & Rosen argumentaram que a posição e o momento de uma das partículas poderiam ser considerados "elementos [simultâneos] de realidade", já que os valores de cada uma desses observáveis poderiam ser determinados com certeza "sem perturbar de qualquer maneira o sistema", simplesmente medindo a posição ou o momento da outra partícula. Mas de acordo com a MQ, duas observáveis cujos operadores não comutam "não podem ter realidade simultânea". Os autores portanto concluíram pela "incompleteza" da MQ (EINSTEIN *et al.* 1935; ver também JAMMER 1974, pp. 159-251). Note que neste contexto a expressão "completeza" se refere à MQ como um todo, enquanto que no contexto do problema da medição tal termo se refere aos princípios da MQ *sem* o postulado da projeção.

⁶ Consideraremos superposições deste tipo quando tratarmos do efeito Zenão quântico na seção 8. Esse exemplo poderia ser simplificado considerando-se probabilidades que não dependam da escolha de um intervalo de tempo, o que facilitaria a compreensão do paradoxo do gato.

esperança de que tais "antinomias de emaranhamento (*entanglement*)" poderiam ser resolvidas definindo-se de maneira apropriada um *operador tempo*⁷.

Vimos nesta seção como o problema da medição surgiu nos anos 30 como um argumento "subjetivista" para a inseparabilidade do sujeito e do objeto. Este ponto de vista coexistiu pacificamente com a interpretação da complementaridade, apesar desta visão positivista não considerar que houvesse um problema da medição. Posturas mais "realistas" como a de Schrödinger usavam o problema da medição como um argumento para a incompletude da MQ.

Outro ponto de vista que tendia a dissolver o caráter enigmático do problema da medição era a chamada *interpretação estatística da MQ*⁸, de acordo com a qual o vetor de estado nunca descreve um sistema individual, mas um coletivo⁹ estatístico de sistemas preparados identicamente (ver JAMMER 1974, pp. 440-7). De acordo com KEMBLE (1937, pp. 326-9), a redução do pacote de onda simplesmente reflete um processo mental no qual o sistema objeto é transferido de um coletivo inicial para um de seus sub-coletivos, durante o "processo seletivo" da medição. Esta posição está ligada a uma interpretação instrumentalista ou *epistêmica* da função de onda, que nas palavras de Kemble é "meramente um instrumento computacional subjetivo e de modo nenhum uma descrição da realidade objetiva".

A interpretação estatística de Kemble foi criticada por Margenau, que também rejeitou a visão subjetivista e o papel atribuído à "cognição consciente". Ele utilizou o problema geral da medição e a prova de insolubilidade de von Neumann como um argumento *contra* o postulado da projeção (MARGENAU

⁷ Um intervalo de tempo é um observável passível de medição, mas ao contrário de outros observáveis da MQ, não é representado por um operador em um espaço de Hilbert. Para Schrödinger, um operador de tempo permitiria uma teoria da medição para tempos estendidos.

⁸ Não deve ser confundida com a interpretação probabilista (também chamada estatística) da função de onda dada por Born, que é universalmente aceita.

⁹ Um coletivo ou "ensemble" de um sistema físico é uma coleção imaginária de todos os sistemas possíveis que possuem a mesma estrutura macroscópica do sistema em questão. O interesse em tal "coletivo representativo" é que médias temporais no sistema físico podem ser calculadas como médias no coletivo. A prova desta equivalência é fornecida pelo chamado "teorema ergódico", válido sob certas "condições de ergodicidade". Além do teorema ergódico, existe uma outra grande abordagem para se justificar os métodos de mecânica estatística que é a elaboração de um "teorema-H", que demonstra sob certas condições que a evolução temporal de um sistema tende sempre para um estado no qual uma função entropia se maximiza (ver TER HAAR 1955).

1936, pp. 241-2). Isso levou a uma original análise do processo da medição que dava primazia às determinações de posição. Fez também uma distinção entre a "preparação de estado" e a medição propriamente dita, sendo que esta envolveria absorção e destruição do sistema objeto (MARGENAU 1937, pp. 356-9).

5. O PROGRAMA DE AMPLIFICAÇÃO TERMODINÂMICA

Após a guerra, a abordagem subjetivista perdeu sua influência, e nos anos 50 o problema da caracterização gerou um grande número de tentativas *objetivistas* de formular um mecanismo para a redução em um aparelho de medição macroscópico, de uma maneira que também se encaixasse com a interpretação da complementaridade.

Já em 1942, o físico japonês TAKETANI (1971, pp. 68-71) enfatizara que no processo irreversível de medição o corte na cadeia de observação se daria na amplificação. Mas a publicação que lançou o novo programa de pesquisa objetivista foi escrito em 1949 justamente por Jordan, que nos anos 30 havia defendido uma postura "idealista" ao proclamar que "nós mesmos produzimos os resultados da medição" (ver JAMMER 1974, p. 161). JORDAN (1949, pp. 270-271) passou a enfatizar que uma medição é um processo macrofísico real que faz com que duas ondas fiquem "incoerentes". A "decisão" (redução) tomada por um fóton se completa quando um registro macrofísico aparece a partir de um "processo de avalanche", de maneira que o observador consciente não é necessário para que a redução ocorra.

No que tange ao *problema da completeza*, um novo axioma termodinâmico que fizesse a conexão entre um grande número de partículas e estados sem coerência teria que ser introduzido na MQ, o que fundamentaria o postulado da projeção de maneira objetivista (JORDAN 1949, pp. 274-275). Este novo princípio poderia ser a "hipótese de desordem molecular", envolvendo "fases *a priori* aleatórias", introduzida em mecânica estatística quântica por Pauli (1928) e usada para justificar a irreversibilidade de processos macroscópicos a partir de leis microscópicas reversíveis (via um teorema-H; ver TER HAAR 1955, pp. 318-323). Tal princípio estaria implícito também na derivação feita por Dirac (1928) das leis de emissão e absorção de Einstein, por meio da quantização do campo eletromagnético, que consistiria de infinitos osciladores harmônicos.

Quanto ao *problema da caracterização*, Jordan fez duas sugestões. Propôs, como vimos, que a redução se daria com a formação de qualquer registro macroscópico. Em outro trecho, porém, sugeriu que o movimento térmico das moléculas no analisador (um prisma birefringente) seria uma condição suficiente para a destruição da interferência: "Geralmente podemos considerar o movimento browniano como aquele fator que é apropriado para criar a incoerência e para destruir toda possibilidade de interferência" (JORDAN 1949, p. 273).

A idéia de que as *fases aleatórias* introduzidas pelo aparelho na função de onda do objeto seriam as responsáveis pela redução foi tratada por BOHM (1951, pp. 120-124, 600-602), que não entrou em detalhes sobre a origem física deste efeito. Bohm se inspirou em uma nota de rodapé escrita por FEYNMAN (1948, p. 369), que por sua vez se inspirara em von Neumann. A nota de Feynman indica que esta explicação objetivista já era moeda corrente na comunidade de físicos.

BOHM (1951, pp. 604-608) também descreveu uma certa experiência-de-pensamento que mais tarde seria também analisada por LUDWIG (1954, pp. 136-138) e por WIGNER (1963, pp. 330-332), que é o "arranjo reversível de Stern-Gerlach" que faz uma *recombinação de feixes analisados*.

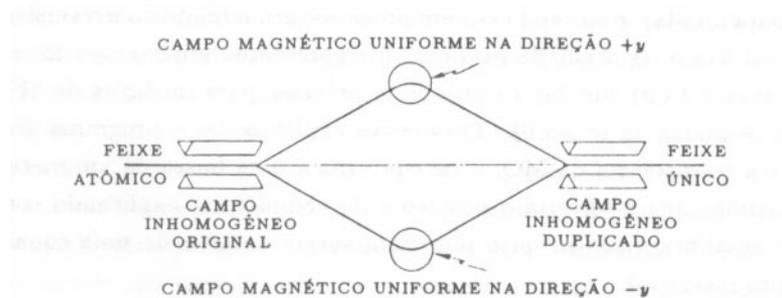


Figura 2

Considere um aparelho de Stern-Gerlach (SG) que separa (ou "analisa") um feixe atômico incidente de "spin" $\frac{1}{2}$. Vamos supor que o feixe inicial é preparado em um estado "puro"¹⁰, com o spin de cada átomo apontando na direção

¹⁰ Um "estado puro" pode ser descrito por um vetor no espaço de Hilbert. Já um "estado misto" ou "mistura" é descrito por um "operador densidade" (uma matriz) neste espaço. Esta última descrição é mais geral pois qualquer vetor de estado pode ser representado pelo operador de projeção neste vetor (ver por exemplo D'ESPAGNAT 1976, pp. 39-70).

+y. O feixe é então separado em duas componentes pelo campo magnético inhomogêneo do aparelho de SG. Se uma medição for feita em uma das componentes, verifica-se que os átomos têm sempre o spin apontando na direção +z, enquanto que medições na outra componente indicam sempre um spin na direção -z.

Agora se uma combinação apropriada de campos magnéticos (ou elétricos) redirecionarem as duas componentes de maneira a formar um único feixe novamente (ver figura 2), o feixe será "coerente". Isso significa, em nosso exemplo, que ao final os átomos terão spin apontando na direção +y, como no início, e não estarão em uma "mistura" de estados de spin +z e -z. Esta experiência-de-pensamento é significativa porque mostra claramente que o colapso não ocorre no analisador; sua realização serviria como um teste experimental para a segunda sugestão de Jordan, segundo a qual o movimento térmico das moléculas no analisador poderia ser responsável pela descoerência do objeto quântico.

A ênfase dada por Jordan para o "processo de avalanche" como uma condição suficiente para a redução foi dada de modo independente por LUDWIG (1953, pp. 486, 504-506), para quem o processo de medição envolve um acoplamento entre o objeto microscópico e um aparelho macroscópico em estado "metaestável" (como uma câmara úmida), resultando em um processo termodinâmico irreversível cujo estado final fixa o resultado da medição. Ele apresentou uma versão do teorema ergódico (ver nota 9) que daria conta deste processo para medições de "1º tipo" (a serem definidas na seção 6). O objetivo explícito deste programa era o de assegurar a consistência da MQ, e ele equivalia a uma busca de um mecanismo termodinâmico que resolveria o problema da completeza, explicando como estados de equilíbrio macroscópico poderiam surgir de uma equação de movimento reversível.

Este paradigma de *amplificação termodinâmica (TD)* foi compartilhado pela maioria dos físicos preocupados com o processo de medição durante os anos 50. BOHR (1955, 73) poderia agora caracterizar de maneira mais precisa a observação de um fenômeno atômico como "baseada em registros obtidos por meio de dispositivos de amplificação apropriados com funcionamento irreversível". No ano de 1957 houve um aumento significativo nos estudos do "problema da medição", expressão aparentemente usada pela primeira vez por SÜSSMANN (1958, p. 5). Dentro do programa de amplificação TD considerava-se que o

princípio da questão já estava resolvido, tendo-se reduzido o problema da medição ao problema da origem da irreversibilidade em mecânica estatística. Restaria apenas uma derivação do teorema ergódico ou do teorema-H que se aplicasse de maneira completamente satisfatória ao processo da medição, justificando certas aproximações utilizadas. Nas palavras de FEYERABEND (1957, p. 128), "todos os processos que acontecem durante a medição podem ser entendidos somente com base nas equações de movimento", equações estas que se aplicam ao mundo microscópico.

O auge do programa de amplificação TD foi a teoria de DANERI, PROSPERI & LOINGER (1962), baseado em condições de ergodicidade definidas alguns anos antes por van Hove. O aparelho macroscópico se encontra inicialmente em um estado de equilíbrio metaestável. Ao ocorrer uma interação com um objeto microscópico, o aparelho passa para um estado fora-do-equilíbrio, caracterizado por uma mudança em certas "constantes de movimento". O processo de retorno ao equilíbrio é descrito matematicamente de maneira a garantir a descoerência dos estados macroscópicos *no limite de tempos infinitos*. A redução de estado do objeto microscópico não se daria durante a interação com o aparelho macroscópico, mas estaria relacionada a um processo que ocorre no aparelho depois que a interação terminou (ROSENFELD 1965, pp. 225, 230), e que pode ser identificado ao processo de *amplificação*.

Outro modelo de amplificação TD mais simples mas que foi bastante influente (ver BLOKHINTSEV 1968, pp. 91-98) foi elaborado por H.S. GREEN (1958), baseado na teoria desenvolvida por ele e Born na década de 40, que trata do teorema-H quântico para sistemas abertos (ver TER HAAR 1955, pp. 317-318). Descrevendo um engenhoso modelo para detectores, Green argumentou que os termos de interferência entre dois detectores *tende para zero* à medida que o número de osciladores que compõem os detectores aumenta. Anos mais tarde, FURRY (1966, pp. 56-59) mostraria que as conclusões de Green estavam baseadas em um procedimento ilegítimo de cálculo de média (ver D'ESPAGNAT 1976, pp. 217-219).

É interessante notar que esta abordagem ao problema da medição baseada na amplificação termodinâmica foi bem recebida por físicos próximos à interpretação da complementaridade, apesar dessa abordagem descrever o aparelho

macroscópico como um sistema quântico (ver JAMMER 1974, pp. 492-493). É também interessante que o fim implícito dessas abordagens objetivistas é o criptodeterminismo, já que o resultado probabilístico de uma medição surge deterministicamente de condições iniciais desconhecidas no aparelho composto de muitas partículas. A prova de insolubilidade de von Neumann não inibiu o desenvolvimento da abordagem de amplificação TD, talvez porque essa prova não se referisse explicitamente a sistemas macroscópicos, que estariam sujeitos a restrições adicionais como as condições de ergodicidade. Outra maneira de descrever sistemas macroscópicos que não estaria sujeita à prova de von Neumann é considerá-los como sistemas de infinitos graus de liberdade, ou evoluindo em tempos infinitamente maiores do que a duração das interações microscópicas. É apenas nesses limites que as soluções precedentes se aplicam de maneira exata.

Apesar do programa de amplificação TD ter sido hegemônico nos anos 50, ele não estava livre de críticas que terminariam por minar sua aceitação dentro das comunidades científica e filosófica. Isso pode ser ilustrado pelo debate entre Süßman e Feyerabend no Simpósio Colston (KÖRNER 1957, pp. 140-147). Havia um consenso de que a teoria quântica não podia explicar a transição de um estado composto puro para uma mistura clássica destes estados. O debate, no entanto, era sobre se era justificado *aproximar* os estados puros de um sistema macroscópico por uma mistura, com base na indistinguibilidade entre o estado puro e a mistura, para o observador macroscópico (FEYERABEND 1957, p. 127). Esta "justificação para a aproximação" é sempre necessária em modelos infinitos que descrevem sistemas de tamanho finito evoluindo em tempos finitos.

Durante os anos 60 o programa de amplificação TD iria enfraquecer, em parte devido a novas críticas, em parte devido a versões mais fortes da prova de insolubilidade de von Neumann. O argumento mais importante, usado contra a tese de que a amplificação é uma condição necessária para a redução de estado, foi de que esta tese não podia explicar a existência de "experimentos de resultado nulo" (TAUSK 1966, pp. 22-23; JAUCH, WIGNER & YANASE 1967, p. 150). Este experimento-de-pensamento, explorado por Renninger (1960) (ver JAMMER 1974, pp. 495-496), pode ser exemplificado por um arranjo de Stern-Gerlach no qual um dos detectores é removido (figura 3). Se for sabido que um átomo entrou na aparelhagem e nada for detectado após um certo tempo, infere-se que o átomo

rumou pelo canal no qual o detector havia sido removido. Assim, o vetor de estado sofreu um colapso, mas nenhum detector disparou, não havendo amplificação. Em resposta a esta crítica, LOINGER (1968) argumentou que o modelo de DLP se aplica mesmo que não haja amplificação. Voltaremos a este ponto na seção 7.

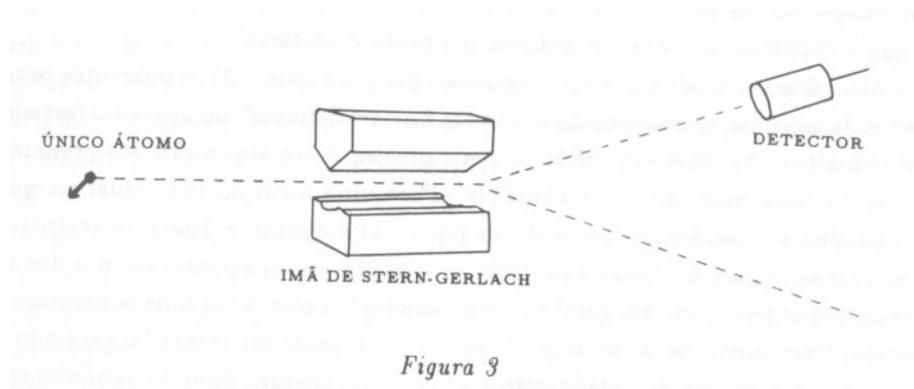


Figura 3

Outro fator que contribuiu para a queda de popularidade do modelo de DLP foi a prova de WIGNER (1963) de que o problema da completeza é insolúvel, o que reafirmou que os modelos termodinâmicos não poderiam fornecer uma solução exata para os problemas da medição.

6. PROVAS DE INSOLUBILIDADE

Conforme vimos na seção 3, se o problema da completeza fosse "solúvel", então poderia-se explicar a imprevisibilidade dos resultados de medições quânticas como sendo devido a nossa ignorância a respeito do estado inicial do aparelho de medição (ou do ambiente). O postuldo da projeção passaria então a ser redutível à evolução "unitária" descrita pela equação de Schrödinger.

Para mostrar que o problema da completeza é solúvel, seria necessário fornecer um exemplo de medição que satisfizesse certas condições. Estas incluiriam as duas hipóteses apresentadas na seção 1. A primeira é: (1) um estado quântico pode ser atribuído ao aparelho de medição macroscópico. Como um aparelho é composto de um número finito de partículas, representa-se o estado

do aparelho em um espaço de Hilbert *de dimensão finita*. Aqui é também necessário especificar se tal estado é puro ou misto (ver nota 10). Para maior generalidade supõe-se uma mistura, mas essa suposição trás consigo o problema da interpretação de misturas (ver PESSOA 1992).

A outra hipótese apresentada na seção 1 é a seguinte: (2) o sistema quântico composto (objeto e aparelho) pode ser considerado fechado¹¹ em relação ao ambiente (o resto do universo). Um corolário desta última hipótese é que a evolução temporal do sistema composto é *unitária*¹².

Além disso, introduz-se uma "suposição dos ponteiros": (3) os diferentes resultados da medição correspondem a estados finais "distintos" do aparelho (estados de ponteiro). (4) Uma especificação mais precisa desta suposição dos ponteiros constitui uma condição de *solubilidade*. Para uma medição individual na qual o aparelho é considerado um sistema puro, tal condição é bastante restritiva: requeriria-se que ao final da medição o aparelho se encontrasse em um dos estados de ponteiro (que em geral são degenerados), e nunca em uma superposição destes. Para misturas, a condição de solubilidade pode ser relaxada, exigindo-se apenas que a matriz densidade correspondendo à mistura final do aparelho seja diagonal (na representação dos estados de ponteiro).

(5) Por fim, deve-se definir precisamente o que se entende por "medição". Uma medição é uma subclasse das interações regendo a evolução de um sistema composto, e deve satisfazer um critério de "distinguibilidade". O critério usual exige que a medição seja capaz de distinguir classes de estados do objeto para os quais os valores médios de um operador auto-adjunto sejam diferentes (FINE 1969, p. 112).

¹¹ A expressão "sistema fechado" inclui duas possibilidades: um sistema completamente "isolado", de forma que o operador hamiltoniano a ele associado não depende do tempo; um sistema "não-reagente", ou seja, um que sofre a ação de campos externos que variam no tempo mas cujo estado não afeta a fonte destes campos. Neste segundo caso o hamiltoniano auto-adjunto depende do tempo.

¹² Para um operador unitário \hat{U} , seu operador adjunto \hat{U}^\dagger é igual a sua inversa: $\hat{U}^\dagger \hat{U} = 1$. A evolução de estado descrita pela equação de Schrödinger é dita unitária porque é sempre possível escrever um operador unitário a partir de um operador Hamiltoniano auto-adjunto. A ação de um operador unitário em um conjunto de vetores de um espaço de Hilbert conserva a norma destes vetores e o produto escalar entre eles. Assim, esta ação do operador unitário pode ser visualizada como uma rotação dos vetores em torno da origem possivelmente composta com reflexões em planos.

Além do critério de distinguibilidade, é comum introduzir-se uma restrição quanto à classe da medição. As classes de medição usualmente consideradas podem ser chamadas de medições "repetíveis" (de 1º tipo) e "previsíveis" (de 2º tipo). Uma medição de 1º tipo é tal que se, imediatamente após ser efetuada, ela for repetida, o resultado obtido certamente será o mesmo. Em outros termos, o estado final do objeto após a medição é o autoestado correspondendo ao autovalor obtido como resultado. Este é o tipo de medição considerado por Dirac e von Neumann em seus tratados de MQ, e por Wigner em sua prova de insolubilidade. Medições previsíveis foram definidas por Landau & Peierls, e são aquelas nas quais para cada resultado possível *existe* um estado do objeto que leva a um resultado previsível. Classes de medições ainda mais gerais podem ser definidas (ver FINE 1969, p. 112; PESSOA 1993).

Uma medição que satisfizesse as condições acima (1-5) forneceria uma solução ao problema da completeza. Prova-se no entanto que tal medição não pode ser definida, provando-se assim a "insolubilidade" do problema da completeza. Representando-se a condição de unitariedade por **U**, a de medição por **M**, a de solubilidade por **S**, e as hipóteses adicionais (1,3) por **H**, podemos representar o esquema geral das provas de insolubilidade por: $\mathbf{H, U, S} \vdash \neg\mathbf{M}$, onde " \vdash " é o sinal de implicação e " \neg " o de negação. Aceitando-se **H** e **U**, isso implica que não existem medições que satisfaçam a condição de solubilidade: $\mathbf{H, U, M} \vdash \neg\mathbf{S}$.

A primeira prova de insolubilidade mais recente foi a de WIGNER (1963, p. 333-335) para medições repetíveis sem degenerescência. Este resultado trouxe uma nova onda de interesse ao "problema da medição", favorecendo a posição de Süssmann mencionada anteriormente, segundo a qual os resultados do programa de amplificação TD não podiam valer de maneira exata, enfraquecendo assim a tese de que a redução de estado ocorreria durante a amplificação. Várias outras provas se sucederam, como a de D'ESPAGNAT (1966) para medições previsíveis, e a de FINE (1970), que apesar de se aplicar para medições mais gerais, introduziu uma hipótese adicional, conforme explicado por BROWN (1986a, 1986b) em seus artigos de revisão sobre o problema da completeza¹³.

¹³ É possível definir medições mais gerais do que as consideradas por Fine, donde surge o problema de obter uma prova de insolubilidade para tal classe de medição. Mostra-se também que a condição de unitariedade pode ser decomposta em três partes, sendo que nas provas existentes apenas duas delas são necessárias (ver PESSOA 1990, pp. 159-161, 178-183).

7. TEORIAS RECENTES

Dezenas de propostas têm sido feitas para resolver o problema da medição, incluindo argumentos de que ele não passa de um pseudo-problema. Não temos aqui espaço para considerar todas as diferentes abordagens, e nos limitaremos a mencionar algumas propostas como pano de fundo para a descrição dos três grandes paradigmas que se firmaram a partir da década de 70.

Paralelamente ao surgimento do programa de amplificação TD, BOHM (1952) elaborou uma interpretação da MQ em termos de "variáveis ocultas". Qualquer partícula teria posição e momento simultaneamente bem definidos, e estas variáveis evoluíam continuamente e deterministicamente. Diferentes partículas interagiriam através de um "potencial quântico" não-local. Neste modelo, assim como na "teoria da onda piloto" de DE BROGLIE (1957, p.84), o problema da completude é resolvido através de uma modificação do formalismo quântico.

Outra solução radical ao problema geral da medição seria a abordagem dos "muitos mundos" de EVERETT (1957), que postulou que o universo como um todo deveria ser descrito por uma única função de onda que evoluiria deterministicamente de acordo com a equação de Schrödinger. O aparente "colapso" que ocorre durante medições seria uma ilusão ligada à nossa "trajetória de configurações de memória". Como um todo, o universo se ramificaria em muitos universos paralelos durante cada ato de medição (ver discussão em JAMMER 1974, 507-516).

Uma solução mais plausível para o problema da completude envolveria a presença de um termo *não-linear* na equação de Schrödinger. Este termo se tornaria significativo sob certas circunstâncias, como na presença de seres vivos (WIGNER 1962, 180-181) ou em sistemas macroscópicos em geral (LUDWIG 1961, 156-160). Até hoje, porém, não se encontrou nenhuma evidência de violação do "princípio de superposição" (ou seja, da linearidade) em MQ.

Uma estratégia geral para o problema da medição que atraiu muita atenção nos anos 60 é a abordagem das *propriedades clássicas*, defendida por exemplo por JAUCH (1964). O problema da completude seria resolvido argumentando-se que o estado composto puro que evolui durante a medição seria indistinguível (para o observador macroscópico) da mistura final descrita após aplicação do postulado da projeção (ver discussão em D'ESPAGNAT 1976, 173-85).

Os anos 70 foram marcados por uma série de novas abordagens que podem ser agrupadas em três paradigmas diferentes. O primeiro é o paradigma do *aparelho infinito*, que já estava presente no programa de amplificação TD, e que consiste de soluções que se tornam exatas apenas no limite de um sistema aparelho com infinitos graus de liberdade. O apelo a sistemas com infinitos graus de liberdade para dar conta de saltos quânticos remonta ao trabalho de Dirac (1928), como mencionamos na seção 5. HEPP (1972) construiu um modelo que envolve um aparelho consistindo de uma série infinita de partículas com spin $1/2$, e que exhibe redução de estado no limite de tempos infinitos. Esses dois limites foram criticados por BELL (1975) como sendo condições contrárias à natureza da física.

O mesmo tipo de crítica pode ser dirigida ao modelo de MACHIDA & NAMIKI (1980), que representa o aparelho não em um único espaço de Hilbert, mas em uma "soma direta" de infinitos espaços individuais, cada qual com um número diferente de partículas (este "espaço de Fock" é bastante usado em teoria quântica de campos). Neste espaço, as chamadas "regras de superseleção" restringem os estados possíveis do sistema, e no limite se tornam *regras contínuas de superseleção*. Um "procedimento de média" ligando as escalas micro e macroscópicas surge como uma nova regra da MQ. A redução de estado ocorreria durante a *deteção* e não durante a amplificação. A experiência de resultado nulo seria explicada pela interação do objeto com o detector, sem que este contudo desapare.

Dentro deste paradigma do aparelho infinito podemos também incluir a abordagem de Prigogine e colaboradores, que postulam um *princípio de irreversibilidade* a nível microscópico (através de um operador especial de entropia). No limite de sistemas infinitos, este princípio adicional não só explicaria a redução de estado em MQ como também fundamentaria a 2ª lei da termodinâmica (PRIGOGINE 1973; GEORGE *et al.* 1972).

O segundo paradigma dentro do qual se procurou resolver o problema da medição a partir dos anos 70 é o de *sistemas abertos*. Esta é a idéia de que o sistema composto que inclui o objeto e o aparelho nunca pode ser completamente isolado do ambiente. Esta idéia já fazia parte das interpretações ortodoxas da MQ (ver HEISENBERG 1955, pp. 22-23, 26-27), e desempenhava um papel impor-

tante na interpretação de muitos mundos de Everett. A partir dos anos 70 ela voltou a ser usada para resolver o problema da medição. Se um sistema quântico possui correlações com o ambiente, então em geral não se pode atribuir um estado puro a este sistema; supondo-se no entanto que tal sistema se encontre em um estado puro no momento em que a interação com o ambiente é iniciada, em geral a evolução deste estado puro não será unitária. Isto viola uma das hipóteses das provas de insolubilidade, e assim tais provas deixam de proibir uma solução ao problema da completeza.

Um argumento físico para a impossibilidade de se fechar um sistema macroscópico é de que seus níveis de energia são extremamente densos, dado o grande número de partículas acopladas (ZEH 1970, p. 73). Uma única partícula de spin 1/2 em um campo magnético possui dois níveis de energia razoavelmente separados, de maneira que um efeito externo tênue como a presença de ondas de rádio fracas ou um campo gravitacional variável não afetaria de maneira significativa a probabilidade de transição entre os níveis. À medida que outras partículas são adicionadas ao sistema, o número de níveis se multiplica, e a distância energética entre eles diminui. Para um corpo macroscópico, então, um efeito externo tênue como a radiação de fundo do universo afetaria significativamente as probabilidades de transição. Não existiriam assim sistemas fechados¹⁴.

Uma maneira de tratar sistemas abertos é considerar o efeito estatístico do meio ambiente e supor certas aproximações para derivar uma "equação mestre" que descreve a evolução de sistemas quânticos sem se restringir a evoluções unitárias. CARTWRIGHT (1983, pp. 197-199) concluiu que isso dissolveria o problema da medição, já que tanto a equação de Schrödinger quanto o postulado da projeção são casos especiais da equação mestre. Tal conclusão é criticável, porém, já que a derivação da equação mestre envolve um procedimento equivalente à aplicação do postulado da projeção (ver PESSOA 1990, p. 195).

Dentro do paradigma de sistemas abertos, duas importantes abordagens ao problema da medição se desenvolveram. A primeira considera que o ambiente pode "efetuar medições" continuamente no aparelho, o que selecionaria uma "base de ponteiros" preferencial. Os estados que compõem esta base de ponteiros não entram em superposição devido à ação do ambiente, restrição essa que é chamada

¹⁴ Em mecânica estatística tal princípio foi usado por BURBURY (1894) para resolver o problema da irreversibilidade, ou seja, explicar a 2ª lei da termodinâmica em termos microscópicos.

de *superseleção ambiental* (ZUREK, 1983). O aumento de entropia que acompanha o processo de redução de estado é explicado por uma transferência de informação ou de "coerência" para o ambiente. A *descoerência* associada à redução surgiria de flutuações provenientes do ambiente, e seguiria uma lei de decaimento exponencial derivada por CALDEIRA & LEGGETT (1985). O tempo de descoerência é inversamente proporcional à temperatura, à massa e ao quadrado da separação espacial entre diferentes partes do pacote de onda, sendo curtíssimo para objetos macroscópicos usuais (ver ZUREK 1991).

Uma crítica dirigida a esta abordagem (NAMIKI 1988) é que a superseleção ambiental deveria também afetar o analisador (o primeiro imã da figura 2), causando uma redução no estado do objeto nesta componente, o que violaria a experiência da recombinação de feixes.

A outra abordagem que se enquadra no paradigma de sistemas abertos é a tese de que a *gravidade* é responsável pela colapso do estado quântico. KÁROLYHÁZY (1966) postulou que o espaço-tempo tem uma "métrica levemente borrada" que destruiria a coerência entre partes de um corpo macroscópico. R. PENROSE (1986) também investigou uma possível conexão entre gravidade e a redução de estado, que corresponderia a um aumento na "entropia gravitacional".

Essas abordagens ressaltam a noção de que o ambiente é "capaz de realizar uma medição", ou seja, de que o ambiente pode ser o responsável pelo processo de redução, mesmo que ninguém esteja fazendo medições. O processo de redução seria um fenômeno físico objetivo que transcenderia ao ato de medição. O "problema da medição" deveria então adquirir outro nome, como o "problema do colapso", o "problema da descoerência" ou o "problema da atualização das potencialidades" (SHIMONY 1986, p. 197).

Uma questão mais geral a ser tratada por qualquer abordagem baseada em sistemas abertos concerne a existência de um sistema fechado que é o universo. Para este sistema novamente se colocaria o problema do colapso.

Um terceiro paradigma, que também aceita que exista um processo objetivo de redução, supõe que tal processo é intrinsecamente *estocástico*. Tal abordagem é claramente *não* criptodeterminista, ao contrário da maior parte das soluções propostas para o problema da completudeza.

Um primeiro modelo de redução estocástica de estado supõe que qualquer sistema quântico tem uma probabilidade muito pequena de sofrer uma *localização espontânea* (BENATTI *et al.* 1987). Para sistemas de poucas partículas tal localização ocorreria muito raramente, e praticamente não violaria a equação de Schrödinger. Para um sistema macroscópico, no entanto, composto de um grande número de partículas emaranhadas, tal colapso espontâneo ocorreria frequentemente. Isso explicaria porque a redução só ocorre quando um aparelho macroscópico se acopla ao objeto quântico.

Dentro deste paradigma, outra abordagem é a de introduzir uma correção estocástica à equação de Schrödinger, sem se preocupar com a origem física de tal "ruído branco". Tais *modelos dinâmicos de redução* (PEARLE 1979) têm recebido bastante atenção nos últimos anos (ver BELL 1987), especialmente após se aliarem à abordagem da localização espontânea e se estenderem ao domínio relativístico (GHIRARDI *et al.* 1990). Uma crítica geral para estes modelos é de que eles seriam "ad hoc", ou seja, só explicariam aquele fenômeno para o qual foram elaborados. Nesta linha, pode-se também criticar a hipótese da localização espontânea pelo fato dela introduzir uma constante universal adicional (a frequência de colapsos) ao pequeno conjunto de constantes universais da física.

Para finalizar, devemos salientar que para muitos autores preocupados com o processo de medição em MQ *não existe o problema da medição*. Esta opinião é compartilhada pelos proponentes da interpretação estatística da MQ, como vimos na seção 4, e por aqueles que têm uma visão instrumentalista da teoria quântica. Segundo esta visão, a MQ seria exclusivamente uma teoria sobre a estatística de resultados de medições, e não sobre propriedades intrínsecas de objetos físicos. Essa posição leva a uma rejeição do conceito de redução de estado, e o problema da medição não faria sentido (PARK 1973).

Um ponto de vista mais recente (UNRUH 1986, 244-249) é o de que o problema da medição não se colocaria na chamada "descrição de Heisenberg"¹⁵. Nesta descrição o estado apenas muda quando se adquire informação a respeito do sistema, após uma medição. Evolução unitária (dinâmica) e postulado da projeção

¹⁵ Na descrição de Schrödinger que temos considerado até aqui, os observáveis sendo medidos são representados por operadores que são constantes no tempo, enquanto que o estado representando o sistema evolui no tempo. Esta descrição é equivalente à de Heisenberg, na qual o estado é constante e o que evolui temporalmente são os operadores correspondendo as observáveis sendo medidas.

(conhecimento) ficariam assim claramente distinguidos, não havendo um problema da medição. Uma análise filosófica mais profunda desta posição ainda está por vir.

8. EXPERIÊNCIAS RECENTES

Da mesma maneira que as questões de filosofia da física relacionadas às teorias de variáveis ocultas locais foram esclarecidas na década de 70 por meio de experiências (ver CLAUSER & SHIMONY 1978), assim também novas experiências têm sido desenvolvidas a partir dos anos 80 e lançam uma luz sobre o problema da medição. Iremos destacar aqui três destas abordagens experimentais.

Vimos na seção 5 que a experiência-de-pensamento da "recombinação de feixes analisados" teve um papel importante na discussão do problema da caracterização, mostrando que o colapso da função de onda não se dá no analisador. Esta experiência só foi concretizada 30 anos após ter sido proposta, envolvendo a técnica de *interferometria de nêutrons* (ver BADUREK *et al.* 1986). A figura 4 mostra um esquema da experiência, na qual um feixe de nêutrons de baixa energia polarizado com spin $+\hat{z}$ é difratado em um cristal, sendo separado em dois feixes diferentes com o mesmo estado de spin. Para obter estados linearmente independentes, insere-se uma "espira inversora de spin" em um dos caminhos, de maneira que o spin correspondendo a este caminho passe a ser $-\hat{z}$. Após a recombinação dos feixes, a detecção dos nêutrons indica que seu spin se encontra no plano x-y. Isso mostra que os feixes foram recombinados de maneira coerente. Se um colapso tivesse ocorrido durante a difração do feixe ou durante a inversão de spin, as polarizações detectadas ao final seriam ou $+\hat{z}$ ou $-\hat{z}$.

É de certa forma surpreendente que a espira inversora de spin não destrua a coerência do feixe separado. No entanto, se um detector fosse acoplado à espira de maneira a detectar a passagem do nêutron por um dos caminhos possíveis, a interferência seria destruída (BADUREK *et al.* 1983, p. 1018), mesmo que não se introduzisse um distúrbio na fase do estado de spin do nêutron (ver LEGGETT 1986, pp. 40-1).

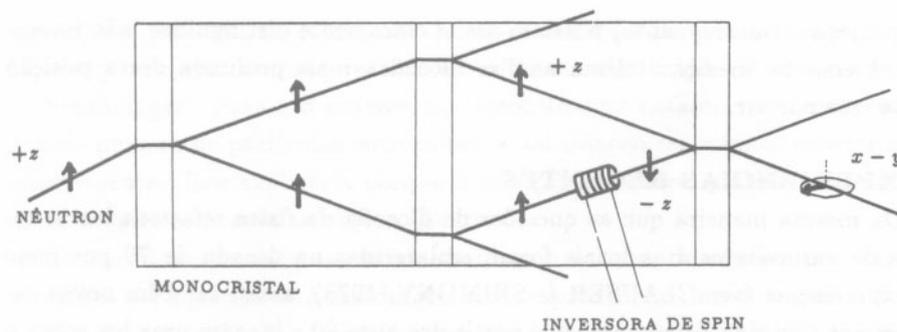


Figura 4

A segunda experiência que consideraremos explora o fato de que o ato da medição causa um colapso no estado do objeto quântico. Para um sistema aberto pode ocorrer que os autoestados de energia não são estacionários, como um núcleo radioativo (nestes casos o operador Hamiltoniano que descreve o sistema não é auto-adjunto). Para um conjunto de tais sistemas, a taxa de emissão radioativa no caso em que nenhuma medição de energia é efetuada é diferente do caso em que tal medição é feita. É como se o mero ato da observação afetasse a taxa de emissão, de maneira que uma observação contínua impediria o sistema de decair radioativamente. Este fenômeno aparentemente paradoxal tem sido chamado de *efeito Zenão quântico*, em homenagem ao filósofo eleata que formulou vários paradoxos do movimento (MISRA & SUDARSHAN 1977).

A chave para se entender este paradoxo é que a "observação" requerida perturba consideravelmente o sistema. Isto pode ser ilustrado pela figura 5, relativa à primeira experiência demonstrando a existência do efeito Zenão quântico para transições induzidas (ao invés de transições espontâneas como a radioatividade, para o qual o efeito ainda não foi observado), envolvendo uma transição hiperfina em berílio (ITANO *et al.* 1990). Um certo autoestado de energia $|\phi_1\rangle$ deixa de ser estacionário e torna-se instável na presença de um campo externo de radio-freqüência, e durante um intervalo de tempo curto o estado do sistema pode ser descrito aproximadamente por $|\phi(t)\rangle = |\phi_1\rangle + at^2 |\phi_2\rangle$, ou seja, a probabilidade do sistema ter sofrido uma transição para o estado $|\phi_2\rangle$ aumenta com o tempo. Uma medição da energia do sistema pode ser feita da seguinte maneira.

Joga-se um pulso de laser de tal forma que se o sistema estiver no estado $|\phi_1\rangle$, ocorre uma transição para um terceiro estado $|\phi_3\rangle$, sendo que em seguida ocorre um decaimento com a emissão de um fóton que pode ser detectado. Se porém o sistema já tiver feito a transição para $|\phi_2\rangle$ ¹⁶, então o pulso de laser não é absorvido, nenhum fóton é emitido, e temos assim uma medição de resultado nulo da energia do sistema. Nesta experiência, verificou-se que a taxa de transição de fato diminui com o número de pulsos de laser ("observações") emitidos por unidade de tempo¹⁷.

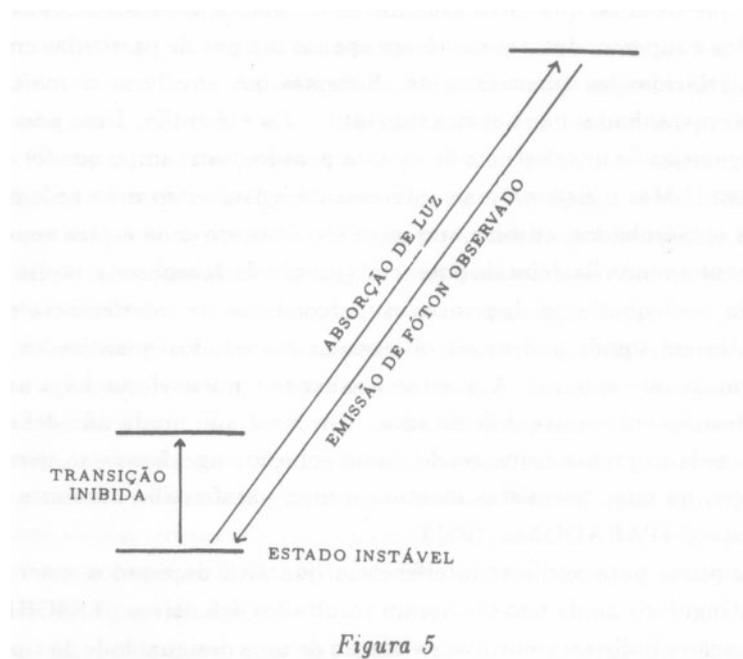


Figura 5

¹⁶ Isso é um abuso de linguagem, pois o sistema estará sempre em superposições dos diversos estados antes da ocorrência de um colapso. Segundo a interpretação dominante, é a não-observação da luz emitida que provoca o colapso para o estado $|\phi_2\rangle$ (ver discussão em ERBER *et al.* p. 280).

¹⁷ Curiosamente, não ocorre o efeito Zenão quântico quando a lei de decaimento é puramente exponencial. O decaimento do estado metaestável examinado no texto desvia do comportamento exponencial para intervalos de tempo muito curtos e muito longos. A inexistência do efeito para decaimentos exponenciais é análoga à inutilidade em se repor peças em uma linha de montagem quando as taxas de avaria seguem uma distribuição exponencial (ERBER *et al.* p. 286).

O efeito Zenão quântico confirma de uma maneira nova que o ato da medição é uma condição suficiente para que ocorra um colapso de um sistema microscópico. A última experiência que consideraremos, porém, vai mais longe, e indaga se o princípio de superposição linear que se aplica a sistemas quânticos de uma ou duas partículas também se aplicaria para superposições macroscópicas. A noção de *superposição quântica macroscópica* lembra o gato de Schrödinger que existiria em uma superposição de estados vivo e morto. A experiência em questão envolve correntes elétricas em uma espira supercondutora que contém uma barreira de potencial (junção de Josephson), espira essa que é chamada de "squid", ou dispositivo supercondutor de interferência quântica. As correntes em squids podem ser observadas em estados quantizados, girando em um sentido ou em outro. A questão é saber se é possível que haja um estado de superposição entre estes dois estados. Um resultado ainda não definitivo foi divulgado pela imprensa como sendo "uma solução engenhosa" ao paradoxo de Schrödinger, na qual "cientistas montaram uma parafernália mecânica e deram fim à questão" (PARADOXO, 1991).

A análise cuidadosa deste problema foi inaugurada por LEGGETT (1980), ao argumentar que sistemas quânticos usualmente chamados de "macroscópicos" como superfluidos e supercondutores envolvem apenas um par de partículas emaranhadas ou correlacionadas quanticamente. Sistemas que envolvessem mais de duas partículas emaranhadas não haviam sido estudados até então. Uma possibilidade seria experiências de interferência de átomos pesados, um campo que foi aberto só recentemente. Mas o sistema mais interessante, envolvendo uma ordem de 10^{15} partículas emaranhadas, é o "squid", ou dispositivo supercondutor de interferência quântica.

As pesquisas para verificar interferência quântica de estados macroscopicamente distinguíveis ainda não obtiveram resultados definitivos (TESCHE 1990). Tal verificação é indireta, e envolve a violação de uma desigualdade do tipo de Bell para valores médios de fluxos magnéticos em diferentes instantes. A existência de tais superposições macroscópicas violaria a tese do *macro-realismo*, segundo a qual sistemas macroscópicos se comportam "classicamente", não podendo exibir fenômenos de interferência. Além disso, a existência de superposições macroscópicas traria dificuldades para a solução do problema da medição baseada nas "propriedades clássicas" (seção 7), já que tais superposições coerentes poderiam em princípio ser distinguidas das misturas estatísticas que

segundo os proponentes de tal abordagem definem sistemas macroscópicos como o aparelho de medição (LEGETT 1980, pp. 85-87).

9. CONCLUSÕES

Tradicionalmente, o "problema da medição" tem sido considerado por muitos físicos ligados à interpretação da complementaridade ou à visão estatística como um pseudo-problema ou uma mera questão "filosófica". De um ponto de vista positivista, isto equivale a dizer que soluções ao problema do colapso em princípio não podem ser testadas por meio de experiências.

Vimos no entanto que nos últimos anos diversas teses a respeito do processo de medição e do problema do colapso têm sido testadas experimentalmente, e isso tem tido conseqüências para as várias teorias que tratam do problema da medição. Por meio da interferometria de nêutrons, podemos estar seguros que o analisador não é responsável pela descoerência. Em óptica, verificou-se que o colapso provocado pelo processo de medição pode inibir uma transição. Medições magnéticas em supercondutores podem levar a uma violação do macro-realismo, o que reafirmaria que o mero acomplamento de um objeto microscópico a um corpo macroscópico não é suficiente para provocar um colapso (trazendo dificuldades para a hipótese da localização espontânea). Uma expressão quantitativa do tempo característico de um colapso em sistemas abertos já foi formulada, restando ser comparada com as previsões de outros modelos de redução contínua de estado e ser testada experimentalmente. Outros tipos de experiências vêm testando outras teorias que até os anos 60 não passavam de mera especulação filosófica (ver por exemplo GREENBERGER 1986), o que tem levado ao uso do termo "filosofia experimental".

Nota-se que um número pequeno mas cada vez maior de físicos se mostra insatisfeito com o dogmatismo da interpretação da complementaridade (ver por exemplo WILCZEK 1992), existindo uma busca por uma interpretação que se enquadre mais em alguma forma de realismo. Dentro deste quadro de físicos e de filósofos, muitos propõem soluções *criptodeterministas* ao problema da medição. Isto é de certa forma surpreendente, visto que grande ênfase sempre foi dada à violação do determinismo ocasionada pela teoria quântica, em contraste com o criptodeterminismo da mecânica clássica. Podemos assim afirmar que o

criptodeterminismo ainda é consistente com o estágio atual da física quântica, considerando-se que não existem sistemas macroscópicos completamente isolados do meio ambiente, ou que tais sistemas podem ser considerados infinitos.

Para finalizar, tentemos sugerir uma possível direção de investigação experimental relacionada ao problema da caracterização. Qual estágio do processo da medição seria responsável pela descoerência? O analisador foi descartado pela experiência, e a consciência do observador pode ser descartada por motivos filosóficos, dentro de uma abordagem objetivista. O estágio da amplificação enfrenta os problemas levantados na seção 5. Resta o estágio da detecção, conforme sugerido por MACHIDA & NAMIKI (1980). Não seria possível testar esta hipótese de maneira análoga à experiência de recombinação que mostrou que o colapso não pode ocorrer no analisador?

Na figura 6 esboçamos uma tal experiência-de-pensamento. O princípio é separar um feixe em componentes ortogonais, deixá-lo incidir em uma placa detectora, e então recombinar o sinal emitido antes de efetuar a amplificação. Se a coerência for mantida, o modelo de Machida & Namiki terá sido falseado; se a coerência for quebrada, a hipótese de que o colapso se dá durante o estágio da detecção terá que ser tomada a sério.

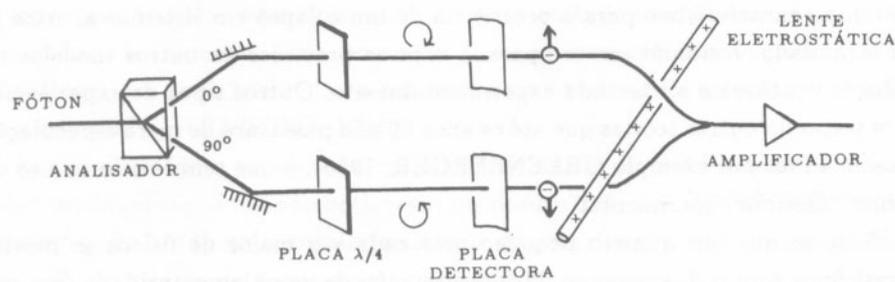


Figura 6

Uma possível realização experimental parte da separação das duas componentes de luz circularmente polarizadas em sentidos opostos. Ao incidir sobre as placas detectoras, cada fóton é absorvido por um elétron, que é então

ejetado. De acordo com o "efeito Fano" previsto em 1969 (KESSLER 1985, pp. 14-165), existe uma correlação entre o sentido de polarização circular do fóton incidente e o spin do elétron ejetado. Se fosse possível recombinar os elétrons ejetados em cada canal (usando um campo elétrico apropriado) e medir o spin final, poderia-se determinar se o estado final do elétron é puro ou se é uma mistura de estados de spin. No primeiro caso, a interação do fóton com a placa detectora não teria levado à descoerência, o que estaria de acordo com as interpretações ortodoxas da MQ, já que não há medição antes da recombinação. No segundo caso, poderia-se concluir que o colapso ocorre na interação do fóton com o detector, corroborando o modelo de Machida & Namiki.

As dificuldades em se recombinar elétrons ejetados e medir seu spin inviabilizam esta proposta de experiência. Esperamos porém que transformações nesta proposta possam levar a mais um episódio do renascimento da "filosofia experimental"!¹⁸

ABSTRACT

This work is a historical-conceptual survey of the "measurement problem" in quantum mechanics, focusing on issues not treated in the standard literature. We examine historically the origins of the problem in the wave-particle paradox, and contrast the subjectivist and objectivist solutions that followed. We analyze two aspects of the problem and their relation to the thesis of "cryptodeterminism", and examine in a conceptual way the so-called "insolubility proofs". We then look at three recent theoretical paradigms: infinite apparatus, open systems, and stochastic processes, and survey three experiments that illuminate the issue. The article ends with a proposal to test whether the collapse of the state vector might occur during the interaction with a detector plate.

BIBLIOGRAFIA

BADUREK, G.; RAUCH, H. & SUMMHAMMER, J. Time-Dependent Superposition of Spinors. *Physical Review Letters* **51(12)**: 1015-1018, 1983.

¹⁸ Agradeço às sugestões de Linda Wessels, V.A. Kostelecký, Klaus Tausk e Olival Freire Jr. Este texto é baseado em seminários dados em 1991, os convites aos quais agradeço a Amélia Hamburger (IFUSP), Nélia Ferreira (INPE) e Sônia Teixeira (UFF). Agradeço também ao financiamento fornecido pela FAPESP e à hospitalidade do CLE.

BADUREK, G.; RAUCH, H. & TUPPINGER, D. Polarized Neutron Interferometry. In: GREENBERGER 1986, *op. cit.*, pp. 133-146.

BELL, J.S. On Wave Packet Reduction in the Coleman-Hepp Model. *Helvetica Physica Acta* **48**: 93-98, 1975. Reimpresso em BELL 1987, pp. 45-51.

——— Are There Quantum Jumps?. In: *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1987, pp. 201-212.

BENATTI, F.; GHIRARDI, G.C.; RIMINI, A. & WEBER, T. Quantum Mechanics with Spontaneous Localization and the Quantum Theory of Measurement. *Il Nuovo Cimento* **100 B**: 27-41, 1987.

BLOKHINTSEV, D.I. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. Dordrecht: Reidel, 1968.

BOHM, D. *Quantum Theory*. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1951.

——— A Suggested Interpretation of the Quantum Theory in terms of 'Hidden' Variables, I and II. *Physical Review* **85**: 166-193, 1952. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 369-396.

BOHR, N. The Quantum Postulate and the Recent Development of Atomic Theory. *Nature* **121**: 580-90, 1928. Reimpresso em N. BOHR. *Atomic Theory and the Description of Nature*. Cambridge: Cambridge U. Press, 1934, pp. 52-91. Também reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 87-126.

——— Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be considered Complete?. *Physical Review* **48**: 696-702, 1935. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 145-151.

- Unity of Knowledge. In Leary, L.G. (org.). *The Unity of Knowledge*. New York: Doubleday, 47 ff, 1955. Reimpresso em BOHR, N. *Atomic Physics and Human Knowledge*. New York: Wiley, 1958, pp. 67-82.
- BORN, M. Zur Quantenmechanik der Stoßvorgänge. *Zeitschrift für Physik* **37**: 863-867, 1926. Traduzido para o inglês em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 52-55.
- BROWN, H.R. O Problema da Medida em Mecânica Quântica: uma Avaliação das Provas de Insolubilidade Existentes. *Cadernos de História e Filosofia da Ciência* **9**: 5-33, 1986a.
- The Insolubility Proof of the Quantum Measurement Problem. *Foundations of Physics* **16**: 857-870, 1986b.
- BURBURY, S.H. Boltzmann's Minimum Function. *Nature* **51**: 78 ff, 1894.
- CALDEIRA, A.O. & LEGGETT, A.J. Influence of Damping on Quantum Interference: An Exactly Soluble Model. *Physical Review A* **31(2)**: 1059-1066, 1985.
- CARTWRIGHT, N. *How the Laws of Physics Lie*. Oxford: Clarendon, 1983.
- CLAUSER, J.F. & SHIMONY, A. Bell's Theorem: Experimental Tests and Implications. *Reports of Progress in Physics* **41**: 1881-1927, 1978.
- DANERI, A.; LOINGER, A. & PROSPERI, G.M. Quantum Theory of Measurement and Ergodicity Conditions. *Nuclear Physics* **33**: 297-319, 1962. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 657-679.
- DE BROGLIE, L. *La théorie de la mesure em mécanique quantique*. Paris: Gauthiers-Villars, 1957.

D'ESPAGNAT, B. Two Remarks on the Theory of Measurement, in *Supplemento al Nuovo Cimento* **4**: 828-838, 1966.

——— *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*. 2^a ed. Reading: Benjamin, 1976.

EINSTEIN, A.; PODOLSKY, B. & ROSEN, N. Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be considered Complete?. *Physical Review* **47**: 777-780, 1935. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 138-141. Traduzido para o português em *Cadernos de História e Filosofia da Ciência* **2**: 90-96, 1981.

ERBER, T.; HAMMERLING, P.; HOCKNEY, G.; PORRATI & PUTTERMAN, S.: Resonance Fluorescence and Quantum Jumps in Single Atoms: Testing the Randomness of Quantum Mechanics. *Annals of Physics* **190**: 254-309 1989.

EVERETT, H., III. Relative State Formulation of Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics* **29**: 454-462, 1957. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 315-323.

FEYERABEND, P.K. On the Quantum-Theory of Measurement. In KÖRNER 1957, *op.cit.*, pp. 121-130.

FEYNMAN, R. Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics. *Reviews of Modern Physics* **20**: 367-387, 1948.

FINE, A.I. On the General Quantum Theory of Measurement. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **65**: 111-122, 1969.

——— Insolubility of the Quantum Measurement Problem. *Physical Review D* **2(12)**: 2783-7278, 1970.

——— The Two Problems of Quantum Measurement. In: Suppes, P.; Henkin, L.; Joja, A. & Moisl, G.C. (orgs.): *Logic, Methodology & Philosophy of Science IV*. Amsterdam: North-Holland, pp. 567-581, 1973.

- FURRY, W.H. Some Aspects of the Quantum Theory of Measurement. In: Brittin, W.E. (org.). *Lectures in Theoretical Physics*, vol. VIII A. Boulder: University of Colorado Press, pp. 1-64, 1966.
- GEORGE, C.; PRIGOGINE, I. & ROSENFELD, L. The Macroscopic Level of Quantum Mechanics. *Kongelige Danske Videnskabernes Selskab Matematisk-fysiske Meddelelser*, **38(12)**: 1-44, 1972.
- GHIRARDI, G.C.; GRASSI, R. & PEARLE, P. Relativistic Dynamical Reduction Models: General Framework and Examples. *Foundations of Physics* **20(11)**: 1271-1316, 1990.
- GIBBINS, P. *Particles and Paradoxes*. Cambridge, Cambridge University Press, 1987.
- GREEN, H.S. Observation in Quantum Mechanics. *Il Nuovo Cimento* **9**: 880-889, 1958.
- GREENBERGER, D.M. (org.). *New Techniques and Ideas in Quantum Measurement Theory*. *Annals of the New York Academy of Sciences*, vol. **480**, 1986.
- HEISENBERG, W. Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. *Zeitschrift für Physik* **43**: 172-98, 1927. Traduzido para o inglês em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 62-84.
- The Development of the Interpretation of the Quantum Theory. In: Pauli, W. (org.). *Niels Bohr and the Development of Physics*. London: Pergamon, pp. 12-29, 1955.
- *Physics and Philosophy*. New York, Harper, 1958. Tradução em português: *Física e Filosofia*. Brasília: Editora Universidade de Brasília, 1981. (Referências indicam o original).

- HELLMUTH, T.; ZAJONC, A.G. & WALTHER, H. Realizations of "Delayed-Choice" Experiments. In: GREENBERGER 1986, *op. cit.*, pp. 108-114.
- HEPP, K. Quantum Theory of Measurement and Macroscopic Observables. *Helvetica Physica Acta* **45**: 237-248, 1972.
- HOLEVO, A.S. *Probabilistic and statistical aspects of quantum theory*. Amsterdam: North-Holland, 1982.
- ITANO, W.M.; HEINZEN, D.J.; BOLLINGER, J.J. & WINELAND, D.J. Quantum Zeno Effect. *Physical Review A* **41(5)**: 2295-2300, 1990.
- JAMMER, M. *The Philosophy of Quantum Mechanics*. New York: Wiley, 1974.
- JAUCH, J.M. The Problem of Measurement in Quantum Mechanics. *Helvetica Physica Acta* **37**: 293-316, 1964.
- JAUCH, J.M.; WIGNER, E.P. & YANASE, M.M. Some Comments concerning Measurements in Quantum Mechanics. *Il Nuovo Cimento* **48 B**: 144-151, 1967.
- JORDAN, P. On the Process of Measurement in Quantum Mechanics. *Philosophy of Science* **16**: 269-278, 1949.
- KÁROLYHÁZY, F. Gravitation and Quantum Mechanics of Macroscopic Objects, *Il Nuovo Cimento* **42(2)**: 390-402, 1966.
- KEMBLE, E.C. *The Fundamental Principles of Quantum Mechanics*. New York: McGraw-Hill, 1937.
- KESSLER, J. *Polarized Electrons*. 2^a ed.. Berlin: Springer, 1985.
- KÖRNER, S. (org.). *Observation and Interpretation in the Philosophy of Physics*. New York: Dover, 1957.

- LEGGETT, A.J. Macroscopic Quantum Systems and the Quantum Theory of Measurement. *Supplement of the Progress in Theoretical Physics* **69**: 80-100, 1980.
- Quantum Mechanics at the Macroscopic Level. In: de Boer, J., Dal, E. & Ulfbeck, O. (orgs.). *The Lesson of Quantum Theory*. Amsterdam: Elsevier, pp. 35-57, 1986.
- LOINGER, A. Comments on a Recent Paper Concerning Measurements in Quantum Mechanics. *Nuclear Physics* **108**: 245-249, 1968.
- LONDON, F.W. & BAUER, E. *La Théorie de l'Observation en Mécanique Quantique*. Paris: Hermann, 1939. Tradução inglesa em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 217-259.
- LUDWIG, G. Der Messprozess. *Zeitschrift für Physik* **135**: 483-511, 1953.
- *Die Grundlagen der Quantenmechanik*. Berlin: Springer-Verlag, 1954.
- Gelöste und ungelöste Probleme des Meßprozesses in der Quantenmechanik. In Bopp, F. (org.): *Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit*. Braunschweig: Vieweg, 1961, pp. 150-181.
- MACHIDA, S. & NAMIKI, M. Theory of Measurement in Quantum Mechanics - Mechanism of Reduction of Wave Packet. I. II. *Progress in Theoretical Physics* **63**: 1457-1473, 1833-1847, 1980.
- MARGENAU, H. Quantum Mechanical Description. *Physical Review* **49**: 240-242, 1936.
- Critical Points in Modern Physical Theory. *Philosophy of Science* **4**: 337-370, 1937.

- MISRA, B. & SUDARSHAN, E.C.G. The Zeno's Paradox in Quantum Theory. *Journal of Mathematical Physics* **18**: 756-763, 1976.
- NAMIKI, M. Neutron Interference and Quantum Measurement Problems. *Physica B* **151**: 281-285, 1988.
- PARADOXO de Schroedinger recebe Solução Engenhosa. *Folha de São Paulo*, 22/02/1991, p. 7-6.
- PARK, J.L. The Self-contradictory Foundations of Formalistic Quantum Measurement Theories. *International Journal of Theoretical Physics* **8**: 211-8, 1973.
- PEARLE, P.: Models for Reduction. In: PENROSE & ISHAM 1986, *op.cit.*, pp. 84-108.
- PENROSE, R. Gravity and State Vector Reduction. In: PENROSE & ISHAM 1986, *op.cit.*, pp. 129-146.
- PENROSE, R. & ISHAM C. J. (orgs.). *Quantum Concepts in Space and Time*. Oxford: Clarendon, 1986.
- PESSOA JR., O. *Measurement in Quantum Physics: Experimental and Formal Approaches*. Tese de doutorado. Bloomington: Indiana University, 1990.
- Reversibility and the Interpretation of Mixtures in Quantum Mechanics. In: *PSA 1992*. East Lansing: Philosophy of Science Association, 1992.
- Simple Realizations of Generalized Measurements in Quantum Mechanics. Submetido ao *Foundations of Physics Letters*, 1993.
- ROSENFELD, L. The Measuring Process in Quantum Mechanics. *Supplement of the Progress of Theoretical Physics*, extra number: 222-231, 1965.

- SCHRÖDINGER, E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften* **23**: 807-812, 823-828, 844-849, 1935. Tradução em inglês em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 152-167.
- SHIMONY, A. Events and Processes in the Quantum World. In: PENROSE & ISHAM 1986, *op.cit.*, pp. 182-203.
- SOLVAY, L'Institut International de Physique. *Electrons et Photons - Rapports et Discussions du Cinquième Conseil de Physique tenu a Bruxelles de 24 au 29 Octobre 1927*. Paris: Gauthier-Villars, 1928.
- STEIN, H. & SHIMONY, A. Limitations on Measurement. In D'Espagnat B. (org.) *Foundations of Quantum Mechanics*. New York: Academic Press, 1971, pp. 56-76.
- SUMMHAMMER, J.; BADUREK, G.; RAUCH, H.; KISCHKO, U. & ZEILINGER, A. Direct Observation of Fermion Spin Superposition by Neutron Interferometry. *Physical Review A* **27(5)**: 2523-2532, 1982.
- SÜSSMANN, G. Über den Meßvorgang. *Abhandlungen der Bayerischen Akademie der Wissenschaften, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Klasse*, Neue Folge, **88**: 3-41, 1958.
- SZILARD, L. Über die Entropieverminderung in einem thermodynamischen System bei Eingriffen intelligenter Wesen. *Zeitschrift für Physik* **53**: 840-856, 1929. Traduzido para o inglês em WHEELER & ZUREK, *op. cit.*, pp. 539-548.
- TAKETANI, M. Observation Problem of Quantum Mechanics. *Progress in Theoretical Physics* **50**: 65-72, 1971.
- TAUSK, K.S. Relation of Measurement with Ergodicity, Macroscopic Systems, Information and Conservation Laws. Trieste: *International Atomic Energy Agency Internal Report* **14/1966**.

- TER HAAR, D. Foundations of Statistical Mechanics. *Reviews of Modern Physics* **27(3)**: 289-338, 1955.
- TESCHE, C.D. Can a Noninvasive Measurement of Magnetic Flux be Performed with Superconducting Circuits?. *Physical Review Letters* **64(20)**: 2358-2361, 1990.
- UNRUH, W.G. Quantum Measurement. In GREENBERGER 1986, *op.cit.*, pp. 242-9, 1986.
- VON NEUMANN, J. *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*. Berlin: Springer, 1932. Tradução em inglês: *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton: Princeton University Press, 1955. (Referências indicam a tradução).
- VON WEIZSÄCKER, K.F. Ortsbestimmung eines Elektrons durch ein Mikroskop. *Zeitschrift für Physik* **70**: 114-130, 1931.
- Zur Deutung der Quantenmechanik. *Zeitschrift für Physik* **118**: 489-509, 1941.
- WHEATON, B.S. *The Tiger and the Shark - Empirical Roots of the Wave-Particle Dualism*. Cambridge: Cambridge University Press, 1983.
- WHEELER, J.A. & ZUREK, W.H. (orgs.) *Quantum Theory and Measurement*. Princeton: Princeton University Press, 1983.
- WHITTAKER, E.T. Chance, Freewill and Necessity in the Scientific Conception of the Universe. *Proceedings of the Physical Society* **55**: 459-471, 1943.
- WIGNER, E.P. Remarks on the Mind-Body Question. In: Good, I.J. (org.): *The Scientist Speculates*. New York: Basic Books, 1962, pp. 284-302. Reimpresso em WHEELER & ZUREK, *op.cit.*, pp. 168-81.

———. The Problem of Measurement. *American Journal of Physics* **31**: 6-15, 1963. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 324-341.

WILCZEK, F. What Did Bohr Do?. *Science* **255**: 345-347, 1992.

ZEH, H.D. On the Interpretation of Measurement in Quantum Theory. *Foundations of Physics* **1**: 69-76, 1970. Reimpresso em WHEELER & ZUREK 1983, *op. cit.*, pp. 342-349.

ZUREK, W.H. Environment-Induced Superselection Rules. *Physical Review D* **26(8)**: 1862-1880, 1982.

———. Decoherence and the Transition from Quantum to Classical. *Physics Today* **44(10)**: 36-44, 1991.

Recebido em junho de 1992.