

MEDIÇÕES EM FÍSICA QUÂNTICA

1. “Medição” enquanto Termo Primitivo

O pouco que vimos das regras da Mecânica Quântica indica pelo menos duas inovações em relação à Física Clássica: os papéis fundamentais adquiridos pela *probabilidade* e pela *imprevisibilidade* (o que levou muitos a defenderem o indeterminismo), e o estatuto especial atribuído ao ato de *medição*.

No que se refere ao processo de medição, os princípios da Física teórica do século XIX podiam ser enunciados sem se fazer qualquer referência ao observador ou ao instrumento de medição. O processo de medição podia em princípio ser explicado de maneira completa na linguagem da Física, e podia-se corrigir teoricamente o distúrbio provocado pelo instrumento no objeto.

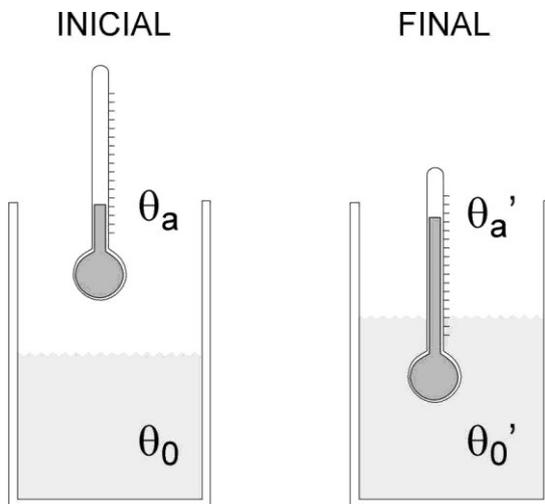


Fig. VIII.1. Corrigibilidade de medições em Física Clássica.

Como exemplo disto,⁵⁶ considere a medição da temperatura θ_0 de um volume pequeno de água de capacidade térmica C_0 , por meio de um termômetro cujo bulbo tem tamanho e capacidade térmica C_a comparáveis ao volume d’água, e temperatura inicial θ_a (Fig. VIII.1). A temperatura final $\theta_a' = \theta_0'$ do termômetro não indica a temperatura inicial da água, pois a água perdeu calor para o termômetro. O medidor alterou assim o estado da água, como no caso quântico. Mas há no caso clássico uma diferença fundamental: é possível calcular a correção a ser introduzida na leitura do termômetro, usando as leis da Termologia, de forma a computar o valor inicial da temperatura da água: $\theta_0 = \theta_a' + (C_a/C_0) \cdot (\theta_a' - \theta_a)$.

Com a Mecânica Quântica, a *medição*⁵⁷ tornou-se um conceito primitivo que foi integrado aos fundamentos da teoria. Este “papel primitivo” da medição em MQ tem desagradado a vários autores que desejam um retorno ao ideal clássico, no qual o comportamento dos aparelhos de medição pode ser reduzido aos princípios da teoria física

⁵⁶ O exemplo que se segue foi sugerido por ZILSEL, E. (1935), “P. Jordans Versuch, den Vitalismus quantenmechanischen zu retten”, *Erkenntnis* 5, 56-64. Ver discussão in JAMMER (1974), op. cit. (nota 8), pp. 160-1.

⁵⁷ 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. Utilizamos, portanto, o termo “medição” no contexto da Física.

fundamental. A maioria dos físicos, porém, não se incomoda com esta questão, já que em sua visão o papel primitivo da medição exprime somente o caráter inevitavelmente instrumentalista da Física Quântica, que deve descrever “experimentos” e não “propriedades intrínsecas dos objetos”. Tal papel primitivo atribuído à operação de medição está também ligado à concepção ortodoxa de que o instrumento de medição tem comportamento fundamentalmente “clássico” (voltaremos a este ponto mais para frente).

2. Medições Diretas na Física Quântica

Nas seções VII.1 e 2, vimos que a medição de um componente do spin de um átomo é feita de maneira indireta, pois o que medimos diretamente é a *posição* na qual o átomo é detectado na tela. Se pensarmos como outros observáveis são medidos, veremos que em geral eles são determinados de maneira indireta a partir de uma medição direta de posição.

Como exemplo adicional, consideremos como a velocidade de uma partícula é determinada. Heisenberg (1930) apresentou três maneiras de se medir a velocidade V_x (ou o momento $p_x = mV_x$) de uma partícula, dentre as quais mencionaremos a que se utiliza do efeito Doppler.⁵⁸ Irradia-se a partícula com luz de frequência conhecida ν ; pelo efeito Doppler (ou equivalentemente, neste caso, pelo efeito Compton), haverá uma mudança na frequência da luz espalhada, que passa a ser $\nu' = \nu (1 - 2V_x/c)$ para um espalhamento de 180° (Fig. VIII.2). Como é que se determina a frequência final ν' ? Ora, é só passar a luz por um prisma (ou fazê-la incidir numa grade de difração de um espectrômetro) e ver em qual posição ela incide em uma escala. Obtém-se assim, indiretamente, a velocidade V_x da partícula a partir de uma determinação direta da posição de um fóton.

A tese de que todas as medições quânticas são em última instância determinações de posição foi salientada por Henry Margenau (a partir dos anos 1930) e Louis de Broglie e seu grupo (a partir dos anos 1950). Ela está implícita também na interpretação da complementaridade, à medida que o postulado quântico afirma que as trocas de energia se dão em pacotes bem localizados. No entanto, não é só a medição direta de posição que fornece informação sobre um sistema quântico: em medições de intensidade de um campo, faz-se uma *contagem* de número de eventos quânticos. Tal contagem de quanta, cada qual com uma energia discretizada, pode ser vista como uma medição de energia. Enfim, pode-se defender a tese de que todas as medições diretas na Física Quântica e também na Clássica são *determinações de posição* e *contagem de eventos*. Mesmo a determinação de um intervalo de tempo pode ser reduzida a uma contagem de ciclos regulares.

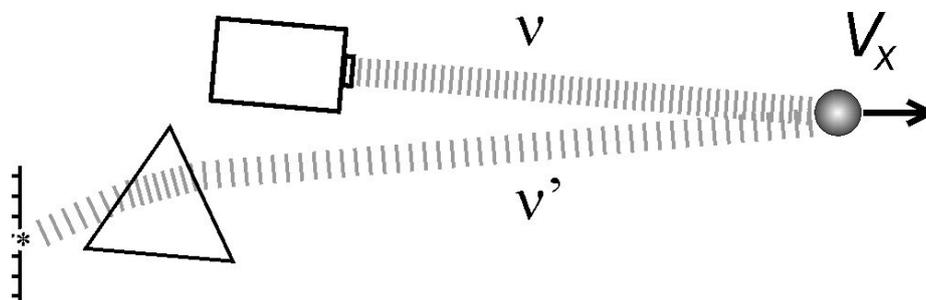


Figura VIII.2. Velocímetro baseado no efeito Doppler.

⁵⁸ HEISENBERG, W. (1930), *The physical principles of quantum theory*, University of Chicago Press, pp. 25-28.

3. Interpretações sobre as Medições em Física Quântica

Reconhecendo que o observável posição parece ter um estatuto privilegiado na Mecânica Quântica, vejamos nesta seção como as diferentes interpretações encaram a medição de uma posição. Se um experimento fornecer uma posição x para uma partícula, *o que se pode dizer sobre a existência prévia desse valor medido de posição?*

(1) *Interpretação Ondulatória*. No caso em que um objeto quântico encontra-se em uma superposição de autoestados de posição (ou seja, a função de onda $\psi(x)$ não é fortemente centrada em torno de um valor de x), não se pode atribuir um valor bem definido para a posição. Após a medição em t_0 , supondo-se que o valor x_0 foi obtido, ocorre um colapso da onda espalhada para uma onda fortemente centrada em torno de x_0 (segundo o postulado da projeção). Após a medição, então, pode-se atribuir um valor bem definido para a posição após t_0 , mas não um valor antes de t_0 .

(2) *Interpretação Corpuscular*. Nesta interpretação, é usual aceitar-se que as medições de posição são *fidedignas*: elas revelam o valor da posição possuído pela partícula antes do processo de medição. Além disso, logo após a medição a posição da partícula permanece a mesma. No entanto, para explicar adequadamente experimentos em que observáveis incompatíveis são medidos em sucessão (Fig. VII.5), é preciso admitir que a medição de posição provoca um distúrbio incontrolável e imprevisível no momento da partícula (da mesma forma suposta por Heisenberg em sua derivação semi-clássica do princípio de incerteza, que veremos na seção X.4).

(3) *Interpretação Dualista Realista*. Segundo esta visão, medições de posição são *fidedignas*, revelando o valor possuído antes da medição. Tal medição provoca uma alteração rapidíssima na onda associada, o que afeta o momento de maneira imprevisível (a alteração na onda dependeria do estado microscópico do aparelho de medição, o que nunca é conhecido pelo cientista).

(4) *Interpretação da Complementaridade*. Para uma interpretação que tende a atribuir realidade apenas para o que é observado, a rigor não faz sentido perguntar qual era a posição de um objeto quântico antes da medição. Tal objeto só passaria a ter um valor bem definido de posição (ou de outro observável) após ele ter interagido com o aparelho de medição e o resultado x ter sido obtido. Pascual Jordan (1934) exprimiu isso de maneira bastante radical: “nós mesmos produzimos os resultados da medição”.⁵⁹ Niels Bohr, no entanto, após 1935, acabou adotando implicitamente a *retrodição*, que mencionamos na seção III.1. Neste caso, então, é plausível dizer, após a detecção de um quanta em uma certa posição x_0 (tanto para fenômenos corpusculares quanto ondulatórios – só que para este último não se retrodiria a trajetória), que a posição do objeto quântico imediatamente antes da medição era x_0 (mas antes da medição, para esta interpretação, é incorreto dizer que “ele tem uma posição bem definida, mas desconhecida”, pelas razões expostas na seção III.3).

(5) *Interpretação Instrumentalista*. Como sugerido no item anterior, não faz sentido perguntar qual era a posição de um objeto quântico antes da medição.

⁵⁹ JORDAN, P. (1934), “Quantenphysikalische Bemerkungen zur Biologie und Psychologie”, *Erkenntnis* 4, 215-252. Citação da p. 228 é reproduzida em JAMMER (1974), op. cit. (nota 8), p. 161.

4. Experimento de Resultado Nulo

Consideremos de novo a situação na qual um único átomo incide no aparelho de Stern-Gerlach, e na qual sabemos o instante t_1 no qual o átomo atingirá um dos detectores. Suponha porém que o detector D_2 (da Fig. VII.2) tenha sido removido (como na Fig. VIII.3), e que após o tempo t_1 nenhum sinal seja detectado em D_1 .

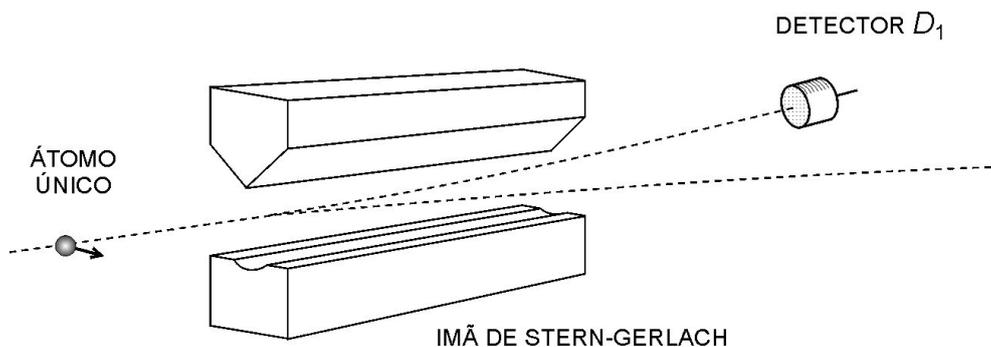


Figura VIII.3. Experimento de resultado nulo

Podemos inferir com certeza que o átomo se encontra no canal inferior, com momento angular bem definido $\ell_z = -\frac{1}{2} \hbar$. O vetor de estado representando o estado do átomo sofreu uma redução, sabemos agora qual é o valor do observável medido, mas nenhum sinal foi detectado! Este *experimento de resultado nulo* mostra assim que é possível haver uma medição e uma redução de estado (um “colapso”, segundo a interpretação ondulatória) sem que um detector dispare e sem que se produza um registro macroscópico do sinal.

O aspecto peculiar deste tipo de medição foi apontado por Mauritius Renninger (1960).⁶⁰ Segundo ele, um experimento de resultado nulo seria um exemplo de medição na qual não ocorre distúrbio no objeto, o que iria contra a tese do “distúrbio interacional” (seção XI.3) da interpretação da complementaridade. Como o experimento da Fig. VIII.3 é um fenômeno corpuscular, nada interagiria com o detector. Contra esta conclusão, Heisenberg defendeu a posição ortodoxa apelando para a “totalidade” do fenômeno (seção XI.5), de maneira semelhante a que Bohr respondera a EPR (conforme veremos na seção XIII.8). Vejamos como as diferentes interpretações encaram a medição de resultado nulo.

(1) *Interpretação Ondulatória*. Para esta interpretação realista, a onda material é espalhada no espaço e entra em contato com o medidor. Esta interação provoca uma alteração rápida na onda, resultando no colapso da onda, neste caso para o canal sem detector. Assim, ocorre interação entre objeto quântico e medidor, apesar de não haver transferência de quanta de energia entre objeto e medidor.

(2) *Interpretação Corpuscular*. Para esta visão, o corpúsculo simplesmente rumou pelo caminho sem detector. A redução de estado é apenas uma alteração em nosso conhecimento a respeito do sistema quântico. Não há interação entre objeto quântico e aparelho de medição.

(3) *Interpretação Dualista Realista*. Neste caso, o corpúsculo passa longe do medidor, mas uma onda vazia interage com o detector e sofre um distúrbio aleatório em sua fase.

⁶⁰ RENNINGER, M. (1960), “Messungen ohne Störung des Messobjekts”, *Zeitschrift für Physik* 158, 417-21. Experimentos de resultado nulo já haviam sido concebidos antes de Renninger: ver JAMMER, M. (1974), op.cit. (nota 8), pp. 495-6.

(4) *Interpretação da Complementaridade*. Para Bohr, este é um fenômeno corpuscular, então pode-se utilizar o modelo mental de que a partícula seguiu pelo caminho de baixo, sem interação com o detector. O que Heisenberg ressaltou é que o fenômeno é estabelecido por todos os componentes do experimento, de maneira que a presença do detector é relevante para o comportamento do objeto quântico.

(5) *Interpretação Instrumentalista*. A teoria quântica foi estendida nas décadas de 1930 e 1940 para a Eletrodinâmica Quântica, que é uma teoria mais abrangente que foi o primeiro exemplo de uma Teoria Quântica de Campos Relativísticos. Não abordamos esta extensão em nosso curso, mas é interessante examinar o tratamento dado por Robert H. Dicke para o experimento de resultado nulo, dentro deste arcabouço mais amplo, que inclui a noção de “partículas virtuais”. Numa leitura realista, partículas virtuais são partículas que são criadas e aniquiladas antes de serem medidas. Numa abordagem instrumentalista, consideram-se as amplitudes associadas a estes processos para se fazerem os cálculos de probabilidades, sem a preocupação de associar tais amplitudes a processos reais individualizados.

Dicke (1981) examinou em detalhes um exemplo de experimento de resultado nulo envolvendo um átomo dentro de uma caixa que está dividida em dois compartimentos. Seu estado inicial é uma superposição de estados bem localizados em cada um dos compartimentos. Irradia-se o compartimento esquerdo com fótons; se nenhum espalhamento for observado, ocorre um colapso do estado de posição do átomo para o compartimento da direita, sem haver detecção de fótons! Outro fato paradoxal aqui é que este estado final (átomo mais fóton) tem mais energia do que o estado inicial. Dicke mostra, contudo, que este aumento é compensado pela diminuição de energia que ocorre quando o fóton é espalhado, de forma que a energia média é conservada.

Outro ponto importante salientado por Dicke envolve a afirmação de Renninger de que “nenhuma interação” ocorre em um experimento de resultado nulo. “Mostra-se em teoria de perturbação da mais baixa ordem que esta redução da probabilidade de que o átomo se encontre no lado esquerdo da caixa está associada a um processo de espalhamento de segunda ordem. [...] O processo de espalhamento de segunda ordem é um no qual um fóton é primeiro absorvido pelo átomo e depois emitido de volta no pacote de onda, deixando o campo de fótons no estado original. [...] A ausência de um fóton espalhado não implica que uma ‘interação’ entre o pacote de onda do fóton e o átomo não tenha ocorrido, pois o processo de espalhamento de segunda ordem pode ser considerado uma ‘interação’.”⁶¹

5. Experimento de Elitzur-Vaidman

Uma aplicação do experimento de resultado nulo foi proposta por Avshalom Elitzur & Lev Vaidman no início dos anos 1990.⁶² Imagine um interferômetro de Mach-Zehnder com uma bomba no caminho B (Fig. VIII.4), de tal maneira que se um fóton for absorvido pela bomba, ela explodirá. Supondo que pacotes monofotônicos vão entrando no interferômetro, 50% deles farão a bomba explodir, 25% cairão em D_1 e 25% em D_2 . Suponha, primeiro, que a bomba pode ser retirada, sem que saibamos disso. Se fizermos o experimento para um único pacote, e ele for detectado em D_2 (sem saber se a bomba está presente ou não), podemos concluir que há uma bomba no caminho B sem transferir um quantum de energia para a bomba! Isso porque no caso em que não há bomba alguma, como na Fig. II.3, a probabilidade de detecção

⁶¹ DICKE, R.H. (1981), “Interaction-free quantum measurements: a paradox?”, *American Journal of Physics* 49, 925-30. DICKE, R.H. (1986), “On observing the absence of an atom”, *Foundations of Physics* 16, 107-113. Citação das pp. 109-10.

⁶² ELITZUR, A.C. & VAIDMAN, L. (1993), “Quantum mechanical interaction-free measurements”, *Foundations of Physics* 23: 987-97.

em D_2 é nula. Assim, como houve detecção em D_2 , conclui-se que a bomba estava presente em um dos caminhos (e como, por restrição do problema, ela não poderia estar em A , conclui-se que estava em B).

No caso em que a detecção ocorre em D_2 , Elitzur & Vaidman escrevem que mede-se a presença de uma bomba “sem interagir” com ela (usando a expressão de Dicke): “Encontramos que é possível obter certa informação sobre uma região do espaço sem qualquer interação naquela região tanto no passado quanto no presente” (p. 996). Já vimos o que as diferentes interpretações diriam disso: apenas a interpretação corpuscular usaria essa expressão rigorosamente, e a da complementaridade poderia usá-la desde que se lembrasse que a totalidade do fenômeno inclui todas as partes do equipamento experimental.

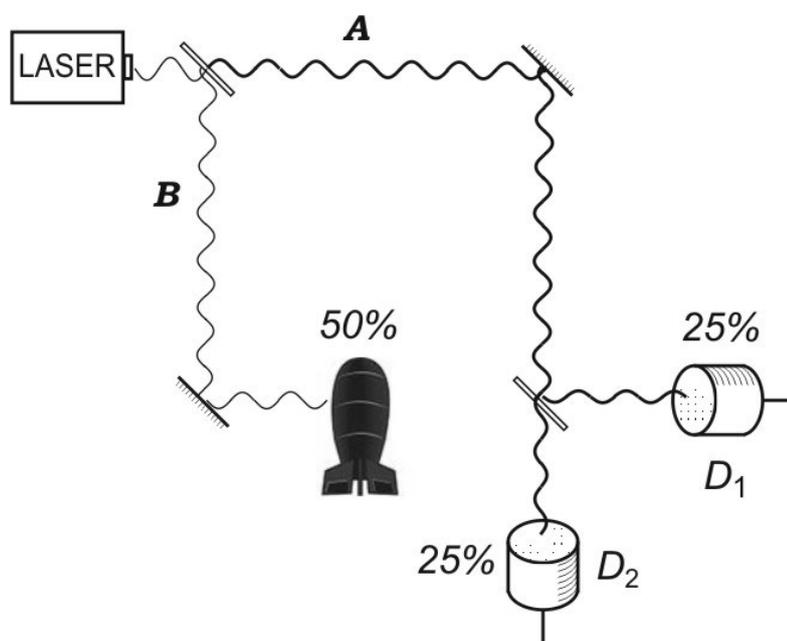


Fig. VIII.4. Montagem de Elitzur-Vaidman.

O uso da expressão “sem interação” é debatível, sendo melhor dizer “sem troca de quanta” ou sem troca de energia com o detector. Mesmo assim, podemos concordar com a afirmação feita pelos autores de que semelhante experimento é impossível de ser realizado no contexto da Física Clássica. Por outro lado, eles afirmam que este experimento exhibe o aspecto de “não localidade” da Mecânica Quântica, mas isso vai depender da interpretação sendo adotada. Por fim, vale mencionar que desenvolvimentos da ideia de Elitzur-Vaidman, junto com o efeito Zenão quântico (seção seguinte), permitiram realizar montagens em que a probabilidade de a bomba detonar pode ser reduzida o quanto se queira!⁶³

6. Efeito Zenão Quântico

Se um sistema estiver *isolado* do ambiente, e se ele se encontrar em um autoestado de energia, então ele permanecerá indefinidamente neste estado (justificando o uso do termo “estado estacionário”). Porém, vimos na seção VI.2 que a equação de Schrödinger também se aplica para um sistema que está *fechado*, ou seja, um sistema que sofre influência do ambiente,

⁶³ KWIAT, P.; WEINFURTER, H.; HERZOG, T.; ZEILINGER, A. & KASEVICH, M.A. (1995), “Interaction-free measurement”, *Physical Review Letters* 74: 4763-66. KWIAT, P.; WEINFURTER, H. & ZEILINGER, A. (1996), “Quantum seeing in the dark”, *Scientific American* 275(5) (novembro): 52-58.

através de campos externos, mas cujo estado não afeta as fontes deste campo externo (não afeta a forma da função que descreve esse campo).

Um exemplo de um sistema fechado (mas não isolado) é um átomo no qual incide um campo eletromagnético (um feixe de luz ou de rádio-frequência). Neste caso, um autoestado de energia do átomo não é mais estacionário, pois sabemos (usando uma terminologia corpuscular simplista) que o átomo pode absorver um fóton e saltar para outro nível energético. Isso pode ser expresso de maneira mais precisa dizendo que, sob o efeito de um campo externo ligado no instante $t=0$, um certo autoestado de energia $|\psi_1\rangle$ no instante $t=0$ passa a ser descrito pelo seguinte vetor de estado:

$$|\psi(t)\rangle = |\psi_1\rangle + at^2|\psi_2\rangle, \quad (\text{VIII.1})$$

onde a é um coeficiente bem pequeno (a rigor, deveríamos introduzir um coeficiente levemente menor do que 1 multiplicando $|\psi_1\rangle$ para deixar o estado devidamente normalizado).

Como interpretar o estado da eq.(VIII.1)? Uma coisa que esta equação diz é que se nós fizermos uma medição de energia do átomo no instante t , a probabilidade de encontramos o átomo com o autovalor E_2 correspondente a $|\psi_2\rangle$ é: $\text{Prob}_{|\psi(t)\rangle}(E_2) = (at^2)^2$. Esta probabilidade aumenta com o tempo, indicando que quanto mais tempo deixarmos o sistema isoladinho antes de o observarmos, maior será a probabilidade de o encontrarmos com energia E_2 .

Digamos então que, após 1 segundo, a probabilidade de medirmos uma transição para $|\psi_2\rangle$ seja a^2 . O que aconteceria com esta probabilidade (no instante $t=1$ s) se, a cada intervalo de 0,1 segundos antes desta medição final, tivéssemos feito uma observação da energia do átomo? Bem, no instante $t = 0,1$ s, a probabilidade de medirmos E_2 é de apenas $0,01 \cdot a^2$, segundo a eq.(VIII.1). Após esta medição, qual é o estado do sistema? Supondo que o resultado da medição foi E_1 (cuja probabilidade foi bem próxima de 1), aplicamos o postulado da projeção (seção VI.1) e concluímos que o estado final é $|\psi_1\rangle$. A eq.(VIII.1) volta a valer a partir deste instante, e após mais um intervalo de 0,1 s, a probabilidade de medirmos E_2 é novamente $0,01 \cdot a^2$. Após termos feito dez medições de energia em intervalos de 0,1 s, qual é a probabilidade de observarmos pelo menos uma transição para $|\psi_2\rangle$? Ele será aproximadamente $10 \cdot 0,01 \cdot a^2 = 0,1 \cdot a^2$. Ora, esta probabilidade é dez vezes *menor* do que se tivéssemos deixado o sistema fechadinho, sem ser observado, por 1 segundo inteiro, e só então medido sua energia!

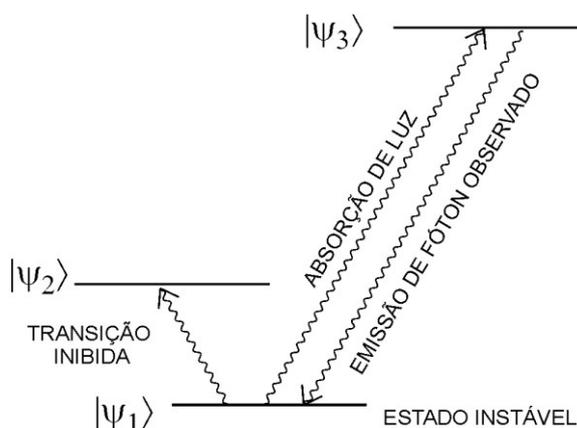
Este é o *paradoxo de Zenão quântico*. O mero ato da observação afeta a probabilidade de transição de um átomo. No limite de uma observação contínua, a transição seria completamente inibida! Em outras palavras: se eu deixar o átomo fechadinho, ele tem uma probabilidade razoável de fazer uma transição, mas se eu o olhar continuamente, ele não faz a transição! Os átomos no mundo quântico seriam tímidos!⁶⁴

Aqueles defensores da interpretação dos coletivos estatísticos que não admitem que o observador possa afetar o estado do objeto observado (Bunge, Popper, Ballentine) atacaram a veracidade do efeito Zenão quântico, mas ele acabou sendo observado em laboratório por Itano

⁶⁴ O nome do efeito é uma homenagem ao filósofo pré-socrático Zenão da Eleia, que formulou vários paradoxos do movimento. O nome “*watched-pot effect*” (efeito da panela observada) também foi sugerido, pois às vezes uma panela fechada está fervendo, mas quando tiramos a tampa para observá-la, ela pára de ferver (pois diminuiu a pressão do vapor). Existe também o efeito do cão de guarda (“*watch-dog effect*”), mas este se aplica a uma inibição que ocorre na interação (unitária) entre objeto e aparelho, sem a aplicação do postulado da projeção. O efeito Zenão quântico foi previsto na década de 1960, mas ele só foi explorado a partir do trabalho de MISRA, B. & SUDARSHAN, E.C.G. (1976), “The Zeno’s paradox in quantum theory”, *Journal of Mathematical Physics* 18, 756-63.

et al., em 1990.⁶⁵ A chave para entender este aparente paradoxo é que a “observação” requerida perturba consideravelmente o sistema. Isto está ilustrado na Fig. VIII.5, relativa ao experimento mencionado. Um campo externo de rádio-frequência introduz uma probabilidade de transição hiperfina $|\psi_1\rangle \rightarrow |\psi_2\rangle$ em um íon de berílio, preso em uma armadilha óptica e resfriado a 0,3 K através de “*laser cooling*”. A “observação” da energia do átomo, neste caso, consistiu na emissão de um pulso de laser sintonizado de tal forma que se o sistema estiver no estado $|\psi_1\rangle$, ele absorve um fóton e sofre uma transição para um terceiro estado, $|\psi_3\rangle$, sendo que em seguida ocorre um decaimento com a emissão de um fóton (em qualquer direção) que pode ser detectado. Porém, se o sistema já tiver feito a transição para $|\psi_1\rangle$, então o pulso de laser não é absorvido, nenhum fóton é emitido, e temos assim uma medição de resultado nulo (seção VIII.4) da energia do sistema. Neste experimento, verificou-se que a taxa de transição de fato diminui com o número de pulsos de laser (“observações”) emitidos por unidade de tempo, confirmando o efeito Zenão quântico.

Figura VIII.5. Níveis de energia envolvidos no experimento do efeito Zenão quântico.



⁶⁵ ITANO, W.M.; HEINZEN, D.J.; BOLLINGER, J.J. & WINELAND, D.J. (1990), “Quantum Zeno effect”, *Physical Review A* 41: 2295-2300.