



Ministério da Educação – Brasil
Universidade Federal dos Vales do Jequitinhonha e Mucuri – UFVJM
Minas Gerais – Brasil
Revista Vozes dos Vales: Publicações Acadêmicas
Reg.: 120.2.095 – 2011 – UFVJM
ISSN: 2238-6424
QUALIS/CAPES – LATINDEX
Nº. 18 – Ano IX – 10/2020
<http://www.ufvjm.edu.br/vozes>

Exemplos ilustrativos de alguns postulados da Mecânica Quântica: embasando sugestões para a sala de aula

Prof. Dr. Carlos Raphael Rocha
Doutor em Ensino de Física
Universidade do Estado de Santa Catarina – UDESC - Brasil
<http://lattes.cnpq.br/5664519926654268>
E-mail: carlos.rocha@udesc.br

Resumo: Com o intuito de fornecer materiais para complementar uma lacuna existente nos materiais didáticos de Mecânica Quântica, especialmente em cursos de formação de professores, apresentamos os postulados da Mecânica Quântica e exemplos de suas aplicações. O foco deste trabalho, especificamente, apresentar os dois primeiros postulados em alguns exemplos ilustrativos. Os exemplos utilizados são o experimento de dupla fenda, o experimento de Stern-Gerlach, a polarização da luz, o emaranhamento quântico e a criptografia quântica. Além destes, outros exemplos mais comuns na literatura são também apresentados ao final como complementação. Acreditamos que, com a devida transposição didática, os exemplos deste trabalho podem igualmente ser utilizados em cursos de formação inicial e continuada de professores e também no Ensino Médio.

Palavras-chave: Mecânica quântica. Postulados. Exemplos ilustrativos.

1. Introdução

A mecânica quântica (MQ), em conjunto com a teoria relativística, mudou a maneira de se ver e de compreender a natureza. É a teoria que fornece o melhor modelo em relação ao mundo físico e, em particular, do mundo microscópico do átomo (DICKE e WITTKKE, 1973, p. V), sendo fundamental para a compreensão de lasers, semicondutores, supercondutores, matéria condensada, plasmas etc. (ZETTILI, 2009, p. 3). Assim como as demais teorias físicas, a MQ possui um número relativamente pequeno de princípios dos quais decorre toda uma classe de fenômenos de interesse, constituindo-se assim no cerne da MQ. No entanto, tais princípios costumam ser pouco abordados em diversas modalidades de ensino, conforme se pode perceber em diversos trabalhos de revisão de literatura (OSTERMANN e MOREIRA, 2000; GRECA e MOREIRA, 2001; PEREIRA e OSTERMANN, 2009; PANTOJA, MOREIRA e HERSCOVITZ, 2011; SILVA e ALMEIDA, 2011).

Apresentamos, a seguir, os postulados da MQ, além de alguns exemplos de aplicação. O objetivo é fornecer uma apresentação dos postulados da MQ para que professores em exercício e em formação tenham contato com os principais elementos desta teoria, de modo a organizar seu conhecimento prévio para um eventual aprendizado subsequente. A ênfase nos dois primeiros princípios da MQ se justifica a partir de um tripé de considerações: (1) sua baixa oferta em cursos introdutórios; (2) o avanço tecnológico propiciado pela pesquisa em MQ; (3) o interesse de áreas de conhecimento dantes não ligadas à MQ, mostrando sua importância e a necessidade de apresentá-la de forma correta. Aos estudantes e profissionais de áreas não diretamente ligadas à MQ interessam, então, mais os aspectos conceituais e menos os elaborados problemas de resolução de equação de autovalores de energia de sistemas mais complexos, tão investigados pela física nuclear, pela física atômica e pela física molecular. Consideramos, ainda, que os dois primeiros postulados são capazes de condensar a essência da MQ, facilitando a compreensão dos exemplos apresentados. Como exemplos de aplicação destes postulados, destacamos o experimento de dupla fenda, o experimento de Stern-Gerlach, a polarização da luz, o emaranhamento quântico e a criptografia quântica. Exemplos como o gato de Schrödinger, o interferômetro de Mach-

Zehnder e a computação quântica são igualmente importantes, porém já amplamente abordados na literatura e serão rapidamente comentados ao final deste trabalho. Na próxima seção, os postulados da MQ são enunciados em sua formulação original e, posteriormente, os exemplos de aplicação destes postulados são apresentados para auxiliar na sua compreensão. Ao final, algumas considerações sobre a forma de se trabalhar tais conteúdos em sala de aula são apontadas.

2. Postulados da Mecânica Quântica

A MQ moderna se desenvolve a partir da mecânica ondulatória, abstraindo seus conceitos fundamentais (D'ESPAGNAT, 1976, p. 6). Optou-se, neste trabalho, pela apresentação mais tradicional destes postulados, recorrendo-se à descrição temporal de Schrödinger, que atribui aos estados dos sistemas quânticos à responsabilidade de evoluir no tempo, em contraposição à descrição de Heisenberg, que atribui aos operadores tal função.

Sendo assim, os postulados aqui apresentados podem ser encontrados, por exemplo, em Dirac (1966), além de em diversos outros compêndios da literatura tradicional de MQ. Neste trabalho, apresentam-se quase literalmente os postulados como redigidos em Cohen-Tannoudji, Diu e Laloë (2005), Dirac (1964), Zettili (2009) e Pinto Neto (2010).

2.1. Postulado Zero: Superposição Linear

Na origem dos postulados da MQ, encontra-se a premissa que pode ser enunciada como “o postulado zero” da MQ: “Em MQ, vale o princípio da superposição linear”. Este princípio vale para vetores geométricos em um espaço linear, bem como para ondas em Física Clássica. De fato, trata-se aqui de um postulado de correspondência que estabelece que “a todo sistema quântico corresponde um espaço vetorial”. É nesta álgebra que a fenomenologia da MQ encontra guarida e, conseqüentemente, também nas propriedades associadas às operações com vetores e operadores. Podemos usar vetores pertencentes a espaços lineares para representar os estados de sistemas quânticos (que

serão apresentados no postulado seguinte) e sobre tais vetores são executadas operações que, em geral, modificam tais estados. O princípio da superposição linear, nesta teoria, estabelece que, dados dois (ou mais) estados distintos admissíveis para determinado sistema ou objeto quântico, qualquer combinação linear destes dois (ou mais) estados também é um estado admissível para o sistema.

Trazemos o princípio da superposição linear antes de outros postulados porque é neste princípio que está a grande diferença de comportamento entre os sistemas clássicos e os sistemas quânticos, caracterizando assim a distinção básica entre a teoria clássica e a teoria quântica. Ressaltamos, então, que a superposição linear não é aceita para estados de sistemas clássicos, somente para estados de sistemas quânticos. É importante salientar que este postulado não impõe a superposição linear diretamente aos objetos quânticos, mas sim aos estados dos objetos quânticos. O uso da estrutura matemática “clássica” se restringe à representação os fenômenos da superposição linear existentes na teoria quântica. Em momento algum se pretende, neste trabalho, analisar fenômenos quânticos com conceitos tradicionalmente inerentes à Física Clássica, tais como trajetória, deslocamento, velocidade etc. Como exemplo auxiliar, pode-se analisar a situação de um elétron submetido ao experimento de dupla fenda. Para este elétron, têm-se duas possibilidades (fendas) de passagem, ou seja, dois estados caracterizados classicamente por “estado de passagem pela fenda 1 ($|1\rangle$)” e “estado de passagem pela fenda 2 ($|2\rangle$)”. Logo, um dos possíveis estados para este elétron pode ser a superposição linear¹ $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |2\rangle)$, que seria lida como “estado de passagem pela fenda 1 e pela fenda 2”. Isto não pode ser entendido, em hipótese alguma, como uma divisão do elétron ocasionando em cada uma de sua fração (metade, neste caso) passando por cada fenda separadamente. Este fato não é nada trivial e vai contra a intuição criada no cotidiano das pessoas.

2.2. Primeiro Postulado: Estado de um Sistema Quântico

¹ Neste trabalho, utiliza-se a notação de Dirac tal qual apresentada em Dirac (1964, p. 18), em que o estado quântico é simbolizado por $|\rangle$ (ket), acrescido de uma característica interna (por exemplo, $|\Psi\rangle$).

Mencionado na seção anterior, o conceito fundamental da MQ é abordado logo no primeiro postulado: o estado de um sistema quântico. A definição de estado de um sistema quântico é, conceitualmente, a mesma que de estado de um sistema clássico, porém é menos citada em física clássica. O estado de um sistema físico é o conjunto de todas as informações sobre valores das grandezas físicas (observáveis) que podem ser medidas sobre o sistema em um determinado instante de tempo, ou seja, é tudo que se pode ter conhecimento sobre um sistema físico em determinado instante de tempo. Por exemplo, quando algum objeto é extraviado (por exemplo, uma caneta) e solicita-se a ajuda de outras pessoas para encontrá-lo, é necessário informar as características do objeto para que se obtenha sucesso na busca deste objeto. Não basta caracterizar a caneta tal qual o fabricante detalha as informações técnicas do produto; é importante descrever características que tornem a caneta singular e pertencente a quem o procura. Muitas destas características não variam com o tempo, enquanto outras, sim. Por exemplo, nem sempre é muito útil declarar a cor da caneta ou seu tamanho. Características mais específicas como o funcionamento, adesivos, marcas de mordidas ou ausência de tampa diferenciam o objeto das demais canetas. A relação das informações é o que constitui o estado do objeto naquele instante de tempo.

O primeiro postulado da MQ pode ser assim enunciado: “Tudo o que se pode saber sobre o sistema físico em um dado instante de tempo t está expresso no seu estado, caracterizado pelo vetor $|\Psi\rangle$ de um espaço linear ϵ ”. A correspondência entre estado e vetor está implícita neste enunciado, pois atribui ao estado do sistema quântico o papel de ente fundamental da MQ, papel este que recai sobre o vetor em espaços lineares. A diferença entre o estado de um sistema elementar clássico e o de um sistema elementar quântico é que, em física clássica, em princípio, o estado quando conhecido completamente reúne valores de todas as grandezas físicas associadas ao sistema, enquanto em física quântica isto ocorre apenas para os observáveis ditos compatíveis. Podemos entender observáveis compatíveis como aqueles que, ao serem medidos, não alteram o valor da medida do outro². Logo, o estado quântico contém as informações

² Em MQ, a incompatibilidade de observáveis ocorre, por exemplo, entre os observáveis posição (em dada direção) e momento linear (na mesma direção). Esta incompatibilidade entre posição e momento é

sobre valores de todos os observáveis compatíveis do sistema quântico, em dado instante de tempo. Por conter todas as informações possíveis, o estado quântico é considerado como a entidade fundamental da MQ.

Como o estado do sistema quântico contém todas as informações possíveis relativas aos valores das grandezas físicas compatíveis em um dado instante de tempo, precisamos então ter acesso a estas informações. É sobre isso que tratam os quatro postulados seguintes, todos eles relacionados à noção de medida em MQ.

2.3. Segundo Postulado: Grandeza Física e Operador

Para conhecer completamente o estado de um sistema, em MQ, é necessário medir todas as grandezas físicas compatíveis deste sistema. Para se medir uma dada grandeza física, realiza-se uma operação de medida sobre o estado, modificando-o em geral. Tal operação é simbolizada no formalismo por um operador. Diferentemente da física clássica, a maioria das operações em MQ modifica o estado do sistema, tornando-se impossível conhecer, ao mesmo tempo, os valores de todas as grandezas físicas possíveis para o estado do sistema. Somente valores de observáveis compatíveis podem caracterizar o estado do objeto quântico em um instante de tempo.

Como toda grandeza física é passível de ser medida, a cada grandeza física deverá corresponder uma operação de medida adequada e, portanto, um operador adequado. Isto conduz ao segundo postulado da teoria que pode ser enunciado da seguinte maneira: “A cada grandeza física em MQ corresponde um operador hermitiano³ que atua no espaço ε ”.

Como exemplos, tem-se que para ao observável físico posição corresponde um operador posição, ao observável energia corresponde o operador hamiltoniano em determinadas condições, ao observável projeção de spin em uma dada direção corresponde o operador de projeção de spin naquela direção etc.

comumente apresentada como o Princípio de Incerteza de Heisenberg.

³ Operador linear hermitiano (\hat{A}) é aquele que satisfaz no produto escalar em que se encontra intercalado entre vetores $|\Phi_1\rangle$ e $|\Phi_2\rangle$ a relação $\langle \Phi_1 | \hat{A} | \Phi_2 \rangle = \langle \Phi_2 | \hat{A} | \Phi_1 \rangle^*$. Tal operador possui somente autovalores reais e autovetores ortogonais para autovalores distintos.

De acordo com o segundo postulado, então, toda medida em MQ é representada pela ação de um operador sobre o estado. É por isso, então, que se pode afirmar que toda medida em MQ é uma operação, fazendo-se necessária a utilização de operadores no formalismo correspondente.

2.4. Terceiro Postulado: Valores de Medidas

Apesar de relacionar grandezas físicas com operadores, o segundo postulado nada afirma sobre quais são os possíveis valores de medidas. Em física clássica, o espectro de valores possíveis para as medidas está frequentemente no contínuo, mas em MQ, dependendo do observável em análise, nem todos os valores clássicos correspondentes são obtidos nas medidas. Podem-se citar, como exemplo, os níveis de energia de um elétron do átomo de hidrogênio. Segundo o modelo atômico de Bohr, os valores das

energias deste elétron podem ser obtidos a partir da relação: $E_n = -\frac{13,6}{n^2} eV$, sendo $n = 1, 2, 3, \dots$, o que concorda suficientemente bem com os resultados experimentais. Vê-se que somente são possíveis os autovalores $E_1 = -13,6 eV$, $E_2 = -3,4 eV$ e assim por diante.

O que se observa em geral em MQ é que os resultados experimentais estão de acordo com aqueles decorrentes de cálculos de autovalores de operadores correspondentes aos observáveis físicos analisados. O terceiro postulado está, então, estritamente relacionado aos possíveis valores de medida e pode ser enunciado da seguinte forma: “Os únicos resultados possíveis de medida de uma grandeza física são os autovalores do operador associado ao observável em estudo”.

Alguns observáveis, no entanto, possuem autovalores contínuos como, por exemplo, momento linear e posição. Vários outros possuem somente autovalores discretos em número infinito ou, até mesmo, em número limitado como, por exemplo, projeção de spin em uma dada direção.

2.5. Quarto Postulado: Probabilidade de Ocorrência dos Valores de Medida

Apesar de o terceiro postulado discorrer sobre os possíveis valores de medida de uma grandeza física, ele não garante a obtenção, em medidas, de algum deles em particular. Segundo o princípio de superposição linear, estados de sistemas quânticos podem ser expressos como (decompostos em) combinações de estados de uma base, em particular composta de autoestados de um operador que corresponde a um observável físico. Um estado, quando decomposto em autoestados de certo operador que corresponde a um observável físico, apresenta probabilidades distintas de ocorrência de cada autovalor.

O quarto postulado trata exatamente destas probabilidades e pode ser enunciado como segue na situação simples de um observável que possui um espectro discreto e não degenerado⁴ de autovalores: “Na medida da grandeza física A sobre um sistema quântico que se encontra no estado $|\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t) |a_n\rangle$, de norma 1⁵, com decomposição espectral em autoestados $|a_n\rangle$ do operador \hat{A} que corresponde à grandeza física A, a probabilidade de se obter o autovalor a_n de \hat{A} é $|c_n|^2$ ”.

Por exemplo, o estado de spin de um elétron, com decomposição espectral em autoestados de projeção de spin em uma dada direção (\hat{z}), pode ser escrito como

$$|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} \left| \frac{+\hbar}{2} \right\rangle_{\hat{z}} - i \frac{2}{\sqrt{3}} \left| \frac{-\hbar}{2} \right\rangle_{\hat{z}}.$$

Neste caso, há uma probabilidade de $\frac{1}{3}$ de se obter o

autovalor $\frac{+\hbar}{2}$ na referida direção e uma probabilidade de $\frac{2}{3}$ de se obter o autovalor $\frac{-\hbar}{2}$ na mesma direção, para a projeção de spin.

⁴ Para um espectro discreto e não degenerado, não existe a possibilidade de dois autoestados distintos possuírem o mesmo nível de energia. Para informações sobre o caso de observável com espectro discreto ou o caso de observável com espectro contínuo não-degenerado, recomendamos consultar Cohen-Tannoudji, Diu e Laloë (2005), Dirac (1964), Zettili (2009) ou Pinto Neto (2010).

⁵ Isto significa que $\sum_n |c_n(t)|^2 = 1$.

A verificação deste postulado se dá de forma estatística. Além disso, quando o objeto físico se encontrar em um autoestado do operador que corresponde à grandeza física medida, o postulado assegura que a probabilidade de obter o autovalor correspondente é 1 (ou seja, 100%) e a de obter qualquer outro autovalor é 0.

2.6. Quinto Postulado: Colapso do Estado

Após a medição, o sistema quântico não se encontra mais, em geral, no estado anterior à medida, que é uma superposição de autoestados do observável em análise. Por efeito da medida, o estado “colapsa” para o autoestado referente ao autovalor obtido e, imediatamente⁶ após, uma segunda medida comprovará o valor da primeira.

É disso que trata o quinto postulado. A redução do estado, ao se realizar uma medida de uma grandeza física, está presente no quinto postulado, que pode ser enunciado da forma seguinte: “Se a medida de um observável A sobre o sistema físico que se encontra no estado $|\Psi(t)\rangle = \sum_n c_n(t)|a_n\rangle$ resulta no autovalor a_n do operador \hat{A} correspondente (caso discreto e não degenerado), imediatamente após a medida o estado do sistema é o autoestado $|a_n\rangle$ ”.

Tomando como exemplo o estado $|\Phi\rangle$ supracitado, tem-se que, ao obter o autovalor $\frac{+\hbar}{2}$ em uma medida da projeção do spin na direção \hat{z} , o sistema deixa de estar no estado $|\Phi\rangle$ e passa a ser encontrado no estado $\left|\frac{+\hbar}{2}\right\rangle_{\hat{z}}$. Uma segunda medida desta mesma grandeza física, em um instante imediatamente posterior, fornecerá com probabilidade igual a 1, o valor $\frac{+\hbar}{2}$.

⁶ Imediatamente, aqui, significa que o intervalo de tempo transcorrido entre o instante da primeira medida e o instante de uma nova observação é suficientemente pequeno para que o estado não venha a se modificar pela variação no tempo, ou seja, a única modificação significativa seja a provocada pelo ato de medida.

2.7. Sexto Postulado: Evolução Temporal dos Estados Quânticos

Para se repetir, com certeza, o mesmo resultado de certa medida, em MQ, deve-se efetuar a segunda medida imediatamente após a realização da primeira. Isto porque o sistema quântico pode evoluir e se modificar com o transcorrer do tempo. Apesar de não haver um determinismo como o da física clássica, devido à obtenção estatística de resultados nas medidas de valores de observáveis físicos, a MQ possui uma lei que rege a evolução temporal dos estados de sistemas quânticos.

O sexto postulado apresenta a equação de Schrödinger como lei causal para os sistemas quânticos. “A evolução temporal de um estado $|\Psi(t)\rangle$ de um sistema quântico é governada pela equação de Schrödinger $i\hbar \frac{d}{dt}|\Psi(t)\rangle = \hat{H}(t)|\Psi(t)\rangle$, em que $\hat{H}(t)$ é o operador hamiltoniano associado à energia total do sistema⁷”.

Considerando, por exemplo, um elétron do átomo de hidrogênio, tem-se que, ao medir o momento linear deste elétron, somente se a segunda medida for feita imediatamente após a primeira, se conseguirá repetir o resultado. Caso transcorra algum tempo, não se pode mais garantir o resultado da primeira medida, pois o estado terá se modificado com o passar do tempo.

A superposição linear de estados também provoca interessantes efeitos na evolução temporal dos estados quânticos. No caso de uma partícula confinada a uma região de potencial oscilador harmônico duplo (caso unidimensional, por exemplo), pode-se notar que, em uma superposição dos dois mais baixos autoestados de energia, a partícula oscila, com o passar do tempo, entre as duas regiões do potencial, tendo, em alguns momentos, maior probabilidade de ser encontrada de um lado do potencial e, em outros momentos, do outro lado.

⁷ Na verdade, para que o operador hamiltoniano represente a energia total do sistema, é necessário que seja independente do tempo.

3. Exemplos de situações de aplicação dos postulados

Para mostrara a aplicação dos conceitos da MQ, utilizamos, a seguir, as seguintes situações-problema: os experimentos de dupla fenda, o experimento de Stern-Gerlach, a polarização da luz, o emaranhamento quântico e a criptografia quântica. Com menor riqueza de detalhes, trazemos, ainda, outras situações como a computação quântica (SILVA, 2003), o paradoxo do gato de Schrödinger (NUSSENZVEIG, 2002), o interferômetro de Mach-Zehnder, a Teleportação Quântica (GRECA e HERSCOVITZ, 2002) e a Holografia Quântica (LEICHTLE et al., 1996).

3.1. Experimentos de dupla fenda

O aparato necessário para a execução de um experimento de dupla fenda consta de uma fonte que emitirá o objeto de análise, um anteparo com duas fendas⁸ e um anteparo para efeitos de registro. A figura 1 a seguir ilustra o esquema deste experimento.

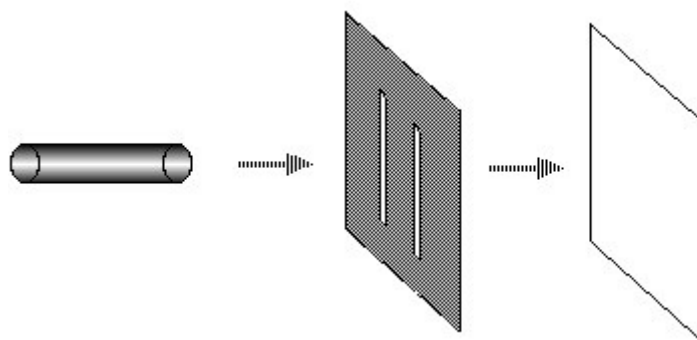


Figura 1 – Esquema de um experimento de dupla fenda com fonte, anteparo com duas fendas e anteparo de registro. (Fonte: o autor)

Basicamente, três casos são comuns de serem analisados neste tipo de experimento: com ondas, com partículas clássicas e com partículas quânticas. No caso de se realizar este experimento com ondas clássicas, recai-se no conhecido experimento de Young e que é descrito pela mecânica ondulatória. Este experimento é descrito comumente como sendo auxiliar na verificação do caráter ondulatório da luz e finalizando,

⁸ Por simplicidade, consideram-se duas fendas de mesmo tamanho.

por ora, um debate que se arrastava desde a época de Newton. No entanto, arranjos mais modernos deste experimento podem verificar que, mesmo objetos tradicionalmente descritos como partículas, também possuem um caráter ondulatório (NAIRZ, ARNDT e ZEILINGER, 2002). O que ocorre no experimento de Young é que, ao chegar uma frente de onda em cada uma das fendas, temos uma difração ocorrendo e gerando uma nova onda. Estas duas novas ondas se interferem de forma construtiva e destrutiva, geram um padrão de interferência como na figura 2.

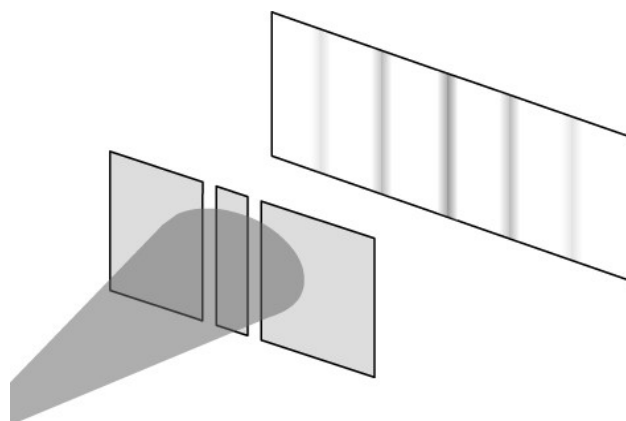


Figura 2 – Padrão de interferência obtido no experimento de dupla fenda com luz. (Fonte: o autor)

Se o experimento for realizado com partículas clássicas, o padrão visualizado é completamente diferente do experimento com ondas. Neste caso, tem-se um estado diferente associado a cada uma das possíveis passagens pelas fendas: a partícula passa ou pela fenda 1 ou pela fenda 2. Somente teremos uma franja atrás de cada fenda no anteparo de registro, como apresentado na figura 3. De modo algum o objeto pode estar em uma superposição de estados de passagem pelas fendas 1 e 2, justificado pela ausência de superposição linear e sendo este um sistema clássico.

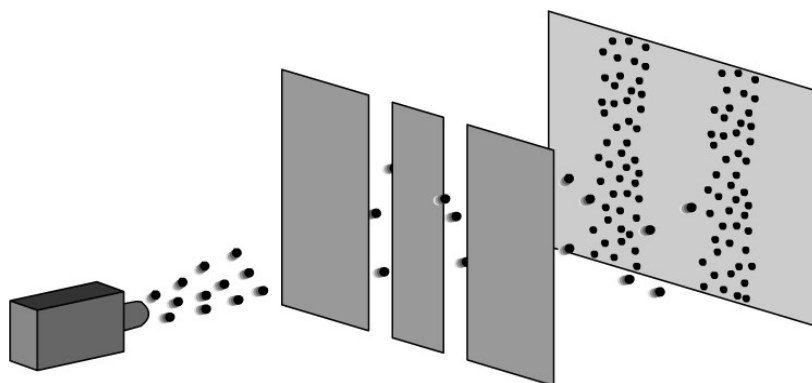


Figura 3 – Experimento de dupla fenda com partículas macroscópicas. (Fonte: o autor)

Os resultados do experimento de dupla fenda com partículas quânticas, como elétrons, nêutrons ou prótons, intrigaram a comunidade científica por algum tempo. Pensou-se inicialmente que se visualizaria um padrão semelhante ao das partículas clássicas, por se tratar de pequenos pedaços de matéria, mas o que se observou foi um padrão próximo ao do experimento com ondas, como mostrado na figura 4. A explicação para este resultado utiliza necessariamente o princípio da superposição linear. Quando o experimento é realizado com as duas fendas abertas e sem qualquer dispositivo de medição capaz de alterar o resultado final, temos duas possibilidades para cada partícula: passar pela fenda 1 ou passar pela fenda 2. Trazendo novamente o princípio de superposição linear, temos dois estados possíveis para um sistema físico (fenda 1 e fenda 2) e, assim, qualquer combinação linear desses dois estados também é um estado possível (fenda 1 + fenda 2, no caso simétrico⁹).

⁹ Para o caso geral temos que uma partícula submetida ao experimento de dupla fenda se encontra no

estado $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{c_1^2 + c_2^2}} (c_1|Fenda\ 1\rangle + c_2|Fenda\ 2\rangle)$, sendo c_1 e c_2 constantes.

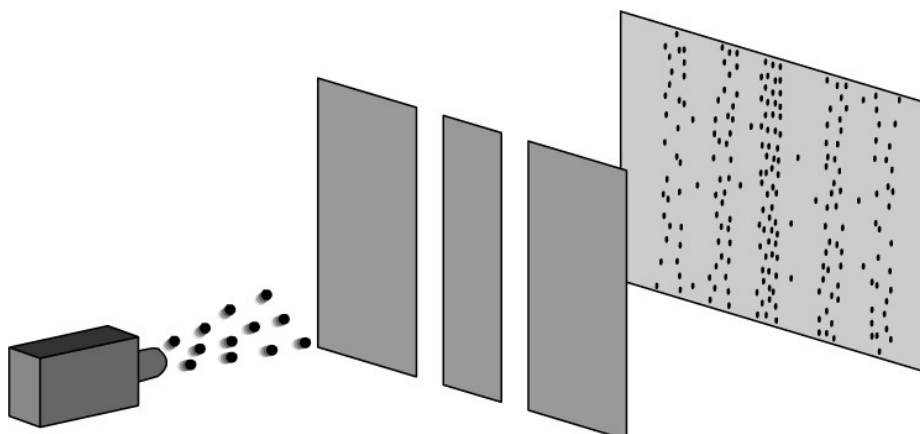


Figura 4 – Experimento de dupla fenda com partículas quânticas. (Fonte: o autor)

Uma das variações interessantes do experimento de dupla fenda com partículas quânticas é o caso partícula por partícula. Nos primórdios da teoria quântica, pensava-se que o padrão de interferência observado para partículas se devia à possível interferência entre as próprias partículas no caminho entre os dois anteparos. Fazendo com que uma segunda partícula seja emitida somente após a detecção da primeira no segundo anteparo, é possível evitar que esta hipótese possa ser considerada e isso remete a mais um caso estranho na MQ. Este caso é, ainda assim, idêntico ao anterior em que o estado de cada elétron é uma superposição dos autoestados de associados à passagem por cada uma das fendas¹⁰. Desta forma, temos o mesmo padrão de interferência sendo observado, seja com uma única partícula emitida de cada vez ou com muitas.

A simplicidade destes experimentos sugere que a introdução e a motivação para o aprendizado de fenômenos quânticos podem ser feitas lançando mão de tais experimentos. Como temos somente duas possibilidades em cada experimento (fenda 1 e fenda 2), o sistema é dito binário, o tipo mais simples para se analisar em MQ.

3.2. Experimento de Stern-Gerlach

Outro exemplo de sistema binário é o experimento de Stern-Gerlach, proposto por Walter Stern e Otto Gerlach (1922) e com resultados complementados por Uhlenbeck e

¹⁰ Apesar de serem casos idênticos, o padrão de interferência em ambos os casos só pode ser visto após a emissão de grande número de partículas.

Goudsmit (1926). O arranjo experimental necessário inclui um forno em que se aquece e vaporiza o material a ser estudado, um colimador por onde passa o material vaporizado e um campo magnético fortemente inhomogêneo em uma dada direção, ao qual se submete o material que é, finalmente, registrado em um anteparo. Originalmente, o metal prata foi utilizado no experimento e os átomos se situaram em dois grupos distintos no anteparo, como mostrado (de forma ampliada) na figura 5.

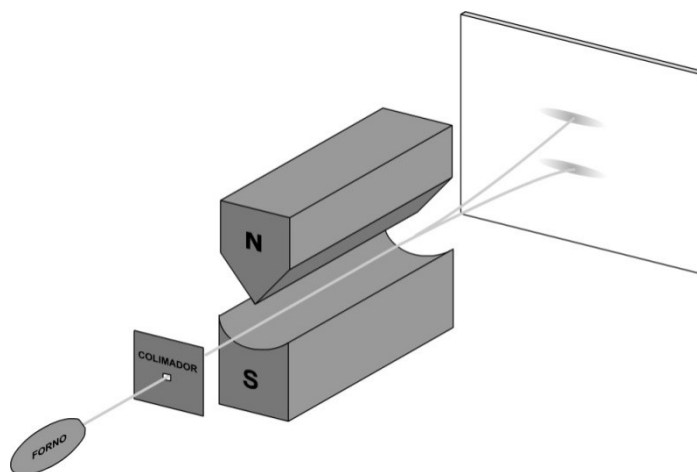


Figura 5 – Experimento de Stern-Gerlach. (Fonte: o autor)

A explicação do fenômeno advém de cargas em movimento que geram campos magnéticos, conduzindo a relações entre momentos angulares de sistemas carregados e momentos magnéticos. Tais momentos magnéticos, por sua vez, interagem com campos magnéticos inhomogêneos a que eventualmente as cargas sejam submetidas. Como os átomos são sistemas de partículas carregadas, observa-se, então, os efeitos desta interação. Contudo, ao estabelecer condições do experimento em que fundamentalmente apenas um elétron com momento angular orbital zero contribui em cada átomo de prata, o resultado esperado à época seria uma linha única (franja estreita) no anteparo, na região entre as duas faixas indicadas na figura acima. Analisando o resultado do experimento, vê-se, porém, que os átomos são registrados em duas (e somente duas) regiões do anteparo, indicando a existência de um momento angular de natureza não orbital e quantizado: o spin. A escolha do elemento químico prata (Ag) não é arbitrária. Analisando sua estrutura eletrônica, verifica-se que a prata contém 47 elétrons, mas que apenas um elétron (o de menor energia de ligação) sofre influência do campo magnético

inhomogêneo, ou seja, o campo magnético inhomogêneo que atua sobre o átomo de prata exerce força magnética praticamente neste único elétron, de momento angular orbital zero, tal que $\vec{F} = -\vec{\nabla} V = \vec{\nabla} (\vec{m} \cdot \vec{B})$, em que V é o potencial escalar, \vec{m} é o momento magnético devido ao spin do elétron e \vec{B} é o campo magnético inhomogêneo que atua sobre o elétron. Usando a notação de Dirac, têm-se somente os autoestados $|+\rangle$ e $|-\rangle$ como possíveis estados de projeção de spin para cada elétron do átomo de prata submetido ao experimento. Assim, qualquer superposição linear destes autoestados pode configurar um possível estado para um elétron, tal como $|\Phi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

3.3. Polarização da Luz

Consideremos a luz plano-polarizada com direção de polarização arbitrária \vec{p} no plano xz, que se propaga na direção \vec{y} e incide sobre um polarizador que só permite a passagem de luz polarizada na direção \vec{z} , conforme esquematizado na figura 6. Em uma descrição clássica, o campo elétrico correspondente, que aponta na direção \vec{p} , é $\vec{E} = E_0 \vec{p} e^{i(ky - \omega t)}$. A intensidade I do campo¹¹ transforma-se, após a passagem pelo polarizador, em $I_z = I \cos^2 \varphi$, com φ o ângulo entre os eixos \vec{z} e \vec{p} .

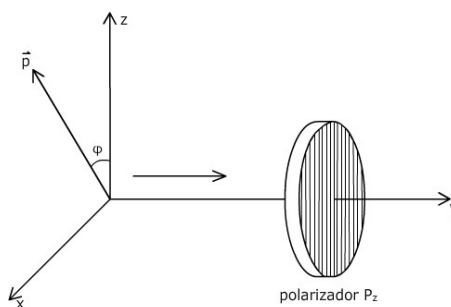


Figura 6 – Polarizador na direção \vec{z} . (Fonte: o autor)

Se, porém, a fonte de luz for de intensidade muito baixa (ou seja, se a estimativa clássica não for mais adequada), de modo que se possa até pensar em um fóton a cada vez sendo registrado em um dispositivo colocado um pouco atrás do polarizador, veremos

¹¹ Vale citar que a intensidade do feixe é proporcional ao número N de fótons ali existentes.

que ou um fóton é registrado ou nenhum, ou seja, não ocorre registro de “fração de fóton”. Contudo, se permitirmos que muitos fótons sejam enviados um a um, durante um intervalo de tempo convenientemente longo, ao final terá sido registrado no dispositivo um número de fótons $N_z = N \cos^2 \varphi$, ou seja, reproduz-se em número de contagens a lei que caracteriza a intensidade obtida classicamente.

Se utilizarmos um segundo grupo de fótons, com a mesma polarização na direção \vec{p} e, ao invés de um polarizador que permite apenas a passagem de luz polarizada na direção \vec{z} , colocarmos um polarizador que permite apenas a passagem de luz polarizada na direção \vec{x} , novamente não serão registradas “frações de fótons” atrás do polarizador e obteremos, ao final do processo com N fótons, um número de fótons $N_x = N \sin^2 \varphi$. Observemos que $N_x + N_z = N$, ou seja, passa pelos polarizadores a totalidade dos fótons, se somarmos as passagens pelo primeiro e segundo polarizadores. Um feixe que se apresente polarizado na direção \vec{z} passará todo pelo polarizador P_z e um feixe polarizado na direção \vec{x} , passará todo pelo polarizador P_x .

3.4. Emaranhamento Quântico

O emaranhamento quântico (EQ) tem sua origem no famoso artigo publicado por Albert Einstein, Boris Podolski e Nathan Rosen (1935) e conhecido como paradoxo EPR. Neste trabalho, a descrição física acerca da realidade proporcionada pela MQ é colocada em discussão. Um das grandes críticas apontadas é que, se a MQ estiver correta, ela deve permitir situações extremamente absurdas como a ação fantasmagórica à distância, conhecida posteriormente como o EQ. Schrödinger (PINTO NETO, 2010) considera o EQ não como um, mas o traço característico da MQ, aquele que impõe um total abandono das linhas clássicas de pensamento.

O argumento do famoso trabalho EPR parte de duas definições:

- 1) Uma teoria só é completa se todo elemento de realidade física tiver uma contrapartida na teoria física;

- 2) Se, sem perturbar o sistema de forma alguma, pudermos prever com certeza o valor de uma quantidade física, então existe um elemento de realidade física correspondendo a esta quantidade física.

Griffiths (2005) apresenta uma versão simplificada do paradoxo EPR, introduzida inicialmente por David Bohm (1979). Considere o decaimento de um méson pi neutro em um elétron e um pósitron: $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+$. Supondo que o pión estava em repouso, o elétron e o pósitron viajam agora em sentidos opostos. Como o pión possui spin zero, logo, por conservação de momento angular, o elétron e o pósitron possuem um estado de spin com a seguinte configuração: $|\Psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Isto significa que, se o elétron estiver no estado “spin para cima”, então o pósitron estará no estado “spin para baixo” e vice-versa. Por mais que a MQ não seja capaz de dizer em qual combinação o sistema composto pelo elétron e pelo pósitron se encontrará, ainda assim se pode verificar que as duas partículas estão fortemente correlacionadas e, após várias medições, encontrar-se-á uma probabilidade igual de se ter cada um dos autoestados. Suponhamos que o elétron e o pósitron se desloquem especialmente por dez metros (ou dez anos-luz) a partir do ponto de origem, sem qualquer interação, e alguém mede o spin de uma das partículas. Se o valor encontrado for, por exemplo, “spin para cima” para o elétron, imediatamente se saberá que a outra partícula situada a vinte metros (ou vinte anos-luz) estará com “spin para cima”.

Apesar desse fato, em princípio, não ser tão surpreendente, ele se apresenta contrário à visão “realista local” da teoria quântica, defendida pelo artigo EPR. A medida da projeção de spin do elétron causa um colapso instantâneo na função de onda e imediatamente “produz” o valor da projeção de spin no distante pósitron. Esta ação a distância foi considerada no artigo EPR como algo absurdo, ilógico e irracional. Desta forma, a visão “ortodoxa” da MQ, que defende que nenhuma das partículas possui spin definido até que se faça alguma medição, é duramente criticamente por Einstein e seus colaboradores; segundo eles, o elétron e o pósitron devem ter projeções de spin bem definidas ao longo de todo o caminho, mesmo que a MQ consiga ou não fornecer esta informação.

O EQ leva a um conceito extremamente importante para a MQ: a não-localidade. Segundo Zeilinger (1999), este conceito e o de aleatoriedade podem ser considerados como os pilares da teoria quântica¹². Apesar do que se acreditava até o começo do século passado, a MQ é uma ciência em que a não-localidade não só é permitida como é fundamental para a explicação e desenvolvimento de inúmeras técnicas experimentais. Vários trabalhos foram desenvolvidos utilizando o EQ como pressuposto teórico, com alguns deles sendo agraciados com o Prêmio Nobel, como o concedido a David Wineland e Serge Haroche, em 2012. Estas descobertas permitiram pesquisas com computação quântica, relógios atômicos super precisos etc. (ITANO et al., 1994; HAROCHE, 1998; RAIMOND, BRUNE e HAROCHE, 2001).

Outra consequência fundamental do EQ foi a existência de uma inseparabilidade quântica fundamental (PINTO NETO, 2010). Uma partícula em um estado emaranhado não tem individualidade; suas propriedades dependem do que se passa com qualquer uma das outras partículas que compõem o estado ao qual ela pertence, através de uma ação à distância (ibid.).

É possível encontrar autores que consideram o EQ tão fundamental quanto o princípio da incerteza, mas ainda assim é um tópico raramente abordado em cursos de física (HOBSON, 2012). Acreditamos, então, que o EQ traz consigo uma gama de situações ricas e simples que podem ser discutidas em diversos níveis de ensino (KUTTNER e ROSENBLUM, 2020), inclusive auxiliando na introdução de MQ no EM.

3.5. Criptografia Quântica

A criptografia quântica (CQ) é uma área recente de aplicação dos conceitos mais fundamentais da MQ e de extrema importância para transações comerciais, financeiras e

¹² Zeilinger (1999) considera que a MQ ainda não está baseada em fundamentos conceituais completamente aceitos, ao contrário das teorias relativísticas. Acredita-se aqui, no entanto, que a aleatoriedade e o emaranhamento são decorrentes dos postulados apresentados (zero e primeiro, especificamente) e que podem ser considerados tão importantes quanto eles. O fato de a teoria possuir um conjunto pequeno de postulados para sua compreensão parece mostrar que sua fundamentação é clara, concisa e filosoficamente correta.

militares. Conceitos como a superposição linear e o EQ servem de ancoradouro para a CQ e mostram como a MQ tem implicações no cotidiano.

A segurança de um processo criptográfico consiste na codificação de mensagens, tornando-as inacessíveis ou ininteligíveis para qualquer pessoa que as intercepte e que não saiba como decodificá-la. Processos criptográficos podem ser encontrados desde o império romano. O imperador Júlio Cesar usava uma espécie de codificação simples para se comunicar com seus generais (STALLINGS, 2008). Os processos clássicos de criptografia mais utilizados atualmente possuem sua segurança baseada na fatoração de números primos muito grandes (OLIVEIRA e VIEIRA, 2009, p. 144). Com o advento da computação quântica, no entanto, códigos que poderiam levar dias (ou até milhares de anos) para serem descobertos com um computador clássico, podem ser revelados em menos de cinco horas. Desta forma, faz-se necessária a introdução de um novo tipo de criptografia, imune à incrível velocidade do computador quântico: a criptografia quântica. Esta forma de codificação é totalmente segura porque sua segurança não está vinculada à rapidez de processamento do computador quântico, mas sim na incapacidade de não se perceber que alguém está tentando interceptar a chave.

Em um trabalho para introduzir a CQ de forma mais acessível ao público leigo, Rigolin e Rieznik (2005) apresentaram os quatro principais protocolos de distribuição de chave quântica¹³: BB84, E91, BBM92 e B92, sendo que os dois últimos são simplificações dos dois primeiros. Não cabe aqui uma descrição detalhada de cada um destes protocolos de CQ, mas faremos uma breve apresentação do protocolo BB84 e uma rápida apresentação do diferencial de cada um dos três últimos.

O protocolo BB84 foi o primeiro protocolo de distribuição de chaves quânticas e é considerado até hoje como o mais simples deles. Foi proposto em 1984 por Charles Bennett e Gilles Brassard no trabalho “Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing”. O protocolo transmite fótons polarizados por um canal quântico e utiliza também um canal clássico de comunicação (por exemplo, Internet ou telefone). O canal clássico não afeta a segurança incondicional do processo porque é usado para conferência de alguns dados a serem descartados posteriormente.

¹³ A nomenclatura dos protocolos é feita com as iniciais dos sobrenomes dos autores de cada protocolo seguido do ano em que foi proposto.

Suponha que Alice envie os fótons e Bob os receba. Antes de iniciar o processo, Alice e Bob escolhem as bases (compostas por dois estados ortogonais de polarização) a usar na transmissão e recepção dos fótons, por exemplo, as da figura 7, apresentadas por Bennett e Brassard (1984).



Figura 7 – Representação das bases adotadas por Alice e Bob para a transmissão dos fótons. (Fonte: Bennett e Brassard, 1984)

A base A (retilínea) mede com certeza a polarização dos fótons que apresentam polarização horizontal ou vertical, enquanto a base B mede com certeza a polarização dos fótons que apresentam polarizações diagonais, a 45° em relação à base A.

Alice e Bob também combinam previamente a polarização que representará os bits 0 e 1 em cada base, o que pode ser feito através de um canal clássico de comunicação. Supomos que o bit 0 corresponde à polarização horizontal na base A e à polarização diagonal direita na base B ($|0\rangle_A$ e $|0\rangle_B$). Assim, a polarização vertical na base A e a diagonal esquerda na base B são associadas ao bit 1 ($|1\rangle_A$ e $|1\rangle_B$). Vemos que, pelo princípio da superposição linear, podemos representar estados de polarização de uma das bases em função dos da outra, resultando, por exemplo, $|0\rangle_B = |0\rangle_A + |1\rangle_A$ e $|1\rangle_B = |0\rangle_A - |1\rangle_A$.

O protocolo E91, proposto por Artur K. Ekert (1991), utiliza Estados de Bell (por exemplo,) para transmitir chaves quânticas, ou seja, trabalha com estados emaranhados.

Bennett, Brassard e Mermin (1992) simplificaram o protocolo E91 e criaram o protocolo BBM92, mostrando de um modo mais simples que não é possível que outra pessoa conheça as chaves sem que Alice e Bob o percebam.

Bennett (1992) criou o protocolo B92, em que somente dois estados não-ortogonais de polarização de fótons são utilizados na transmissão das chaves criptográficas. Este protocolo é essencialmente teórico, pois mostra uma eventual possibilidade de utilização

da CQ, mas é inviável na prática, visto que os demais protocolos são extremamente mais simples.

3.6. Outras situações-problema

Além das situações-problema apresentadas anteriormente, cabe aqui apresentar, de forma sucinta, outros exemplos de aplicações dos conceitos de MQ e que são igualmente importantes para a teoria.

A computação quântica utiliza o q-bit (ou qubit) como unidade fundamental de processamento. Um computador trabalha com bits (0 ou 1) isoladamente. Em um q-bit, existem superposições de 0 e 1 (do tipo $|qubit\rangle = C_0|0\rangle + C_1|1\rangle$), possibilitando a abertura de muitos canais de processamento, fazendo com que um computador quântico efetue cálculos muito mais rapidamente que um computador clássico.

Outra interessante situação de aplicação dos principais conceitos da MQ é conhecida como o paradoxo do gato de Schrödinger. Ela é apresentada com a seguinte configuração (Schrödinger, 1935):

“Um gato é colocado em uma câmara de aço, juntamente com o seguinte mecanismo diabólico (inacessível ao gato): dentro de um contador Geiger há uma pequena quantidade de um material radioativo, tão pequena que no decorrer de uma hora talvez um único átomo decaia, mas com igual probabilidade de não decair. Se o decaimento ocorrer, o contador Geiger ativará um martelo, por meio de um relé, que quebrará um frasco contendo cianureto. Deixando o sistema isolado por uma hora, então se pode afirmar que o gato estará vivo caso o átomo não tenha decaído ou morto se o decaimento tiver ocorrido. A função de onda que descreve o sistema pode ser expressa como uma superposição de gato vivo e gato morto em partes iguais:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\Psi_{vivo}\rangle + |\Psi_{morto}\rangle \right).”$$

Verifica-se, no estado acima, que não é possível afirmar se o gato está vivo ou morto, mas se vê que as duas possibilidades coexistem e não podem ser descartadas, criando-se assim o paradoxo. Apesar de, em um primeiro momento, este exemplo pode ser considerado como algo exclusivamente ilustrativo em MQ, inúmeros trabalhos mostram que é possível criar “estados de gatos de Schrödinger” com átomos e que são

fundamentais para a computação e comunicação quântica (COLAVITA e HACYAN, 2003; LIEBFRIED et al., 2003, 2005).

O interferômetro de Mach-Zehnder (IMZ) é um arranjo experimental que, assim como o experimento de dupla, também utiliza a interferência entre ondas, porém de modo mais simples (PESSOA JR., 2003). O experimento é composto por uma fonte de luz (ou fótons) F , dois semiespelhos S_1 e S_2 , dois espelhos E_1 e E_2 , com probabilidades iguais de transmissão e de reflexão, e dois detectores D_1 e D_2 , como mostrado na figura 8. Neste experimento, em sua formulação “clássica”, um feixe de luz (ou fótons) é separado no primeiro semiespelho e, posteriormente, cada um dos feixes resultantes é novamente separado no segundo semiespelho. A resposta mais natural seria esperar que cada um dos detectores medisse 50% do feixe inicialmente emitido. No entanto, com um perfeito alinhamento dos espelhos e com distâncias iguais nos caminhos A e B , 100% do feixe original incide em D_1 e 0% em D_2 . Isso ocorre devido à diferença de fase existente entre os feixes incidentes. Por simplicidade, podemos considerar que cada reflexão em um espelho ou em um divisor de feixe resulta em uma mudança de fase de $\pi/2$ sobre o feixe. Neste caso, cada componente que incide sobre D_1 sofre duas reflexões, mantendo-se em fase uma em relação à outra. As componentes que incidem sobre D_2 sofrem um número diferente de reflexões (uma sofre três reflexões enquanto a outra sofre apenas uma), de modo que a diferença de fase entre elas é π . Há, portanto, uma interferência (superposição) construtiva em D_1 e uma interferência (superposição) destrutiva em D_2 .

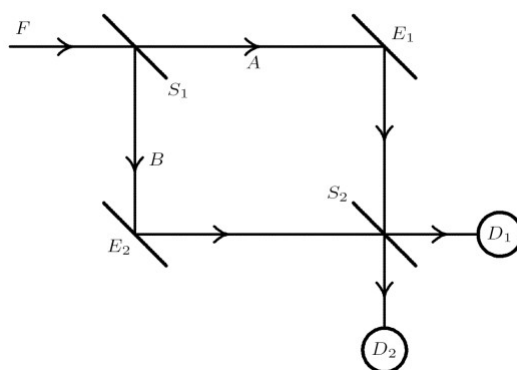


Figura 8 – Esquema do interferômetro de Mach-Zehnder (adaptado de Betz, Lima e Mussatto, 2009).

O caminho possível A é representado pelo autoestado $|A\rangle$ e o caminho possível B é representado pelo estado $|B\rangle$. Desta forma, ao passar pelo semiespelho S_1 , um fóton possui 50% de probabilidade de passar por cada um dos caminhos. O estado de um fóton após passar pelo primeiro semiespelho pode ser escrito como $|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|A\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|B\rangle$. Ao passar pelo segundo semiespelho, ocorre novamente outra superposição, mas desta vez o resultado é ainda mais surpreendente. O estado do fóton passa a ser

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}}|A\rangle + \frac{1}{\sqrt{2}}|B\rangle \right) + \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}}|A\rangle - \frac{1}{\sqrt{2}}|B\rangle \right) = \frac{1}{2}|A\rangle + \frac{1}{2}|B\rangle + \frac{1}{2}|A\rangle - \frac{1}{2}|B\rangle = |A\rangle. \quad A$$

interferência (superposição) construtiva entre as probabilidades de o fóton passar por cada um dos caminhos faz com que o único estado final possível seja o estado $|A\rangle$ e, com isso, somente o detector D_1 fornece os resultados positivos de medição. Somente a possibilidade de se superpor linearmente as duas possibilidades de caminho é capaz de descrever a natureza do fenômeno observado.

Outro exemplo interessante de aplicação dos conceitos de MQ é a holografia quântica. Ela é considerada como uma técnica inovadora para a reconstrução da superposição linear de estados (ou pacotes de ondas). Fazendo-se uma analogia com a holografia óptica, permite-se que o estado de um objeto a ser caracterizado interfira com um conhecido estado de referência (LEICHTLE et al., 1996). Para criar o holograma, pulsos de dois lasers com defasagem temporal entre si são utilizados para excitar os objetos de análise e os resultados mostram que os dados contêm informação suficiente para se obter todo o estado quântico do sistema.

Esta aplicação é de muito interesse para estudo de MQ em diversos níveis de ensino, pois o termo “holograma quântico” vem sendo utilizado de forma totalmente equivocada como justificativa dos efeitos medicinais de itens em circulação no mercado nacional. Alguns fabricantes destes produtos, inclusive, já foram obrigados a publicar notas de esclarecimento sobre ineficácia de seus produtos¹⁴.

¹⁴ Em janeiro de 2011, uma fabricante de pulseiras com supostos hologramas quânticos foi obrigada a publicar a seguinte nota: “Em nossas propagandas, nós afirmamos que os braceletes Power Balance melhoram seu vigor, equilíbrio e flexibilidade. Nós admitimos que não há provas científicas confiáveis que sustentem nossas afirmações, e portanto nós assumimos uma conduta enganosa, em violação da s52 do

A teleportação quântica é um fenômeno de transmissão de informação (GRECA e HERSCOVITZ, 2002) que permite transportar o estado de um objeto quântico a outro objeto quântico (sem acompanhamento de matéria), desde que não se procure obter informações sobre tal estado durante o processo de transmissão. A teleportação utiliza o EQ para o envio de informação e envolve três partículas em seu processo, geralmente fótons com polarizações horizontal e vertical. Como o EQ já é possível a grandes distâncias (SCHMITT-MANDERBACH et al., 2007, URSIN et al., 2007), teoricamente é possível transferir informações via teleportação quântica com distância desta ordem.

É possível verificar facilmente, nos exemplos apresentados, que tanto a superposição linear como o estado de um sistema físico são conceitos extremamente fundamentais no trato da MQ. Este trabalho coloca, então, tais conceitos com um importante papel para uma abordagem introdutória à teoria quântica no EM.

4. Considerações finais

Com este trabalho buscamos apresentar diversos exemplos de aplicação dos conceitos fundamentais da MQ, em especial o de superposição linear e o de estado de um sistema físico. Tais conceitos, colocados no cerne da teoria quântica, podem conduzir a propostas didáticas importantes para cursos de formação inicial e continuada de professores, além de auxiliar na promoção da atualização curricular do ensino de física.

Os exemplos apresentados servem tanto para auxiliar o professor na árdua tarefa de promoção da atualização curricular bem como para colaborar com a elaboração de materiais de apoio para cursos de curta ou longa duração sobre tópicos de MQ, fazendo-se a devida transposição didática. Logicamente, a MQ não é fechada somente nestes exemplos. Os exemplos apresentados são tidos como os mais simples de serem apresentados para que haja uma boa compreensão do universo que a MQ descreve. Os avanços tecnológicos que ocorrem com o passar do tempo podem vir a se apresentar como novos exemplos de aplicação dos postulados da MQ e em temas para a sala de

Trade Practices Act 1974. Se você acredita ter sido lesado por nossa propaganda, nós pedimos desculpas e oferecemos reembolso integral.” Notícia divulgada em <http://gizmodo.uol.com.br/pulseiras-da-powerbalance-nao-funcionam-admite-empresa/>. Acesso em 14 de fevereiro de 2020.

aula. Materiais de fácil acesso se tornam vias adequadas para profissionais de diferentes áreas que queiram ter um contato inicial, introdutório e correto com a teoria quântica.

É importante salientar ainda que existem dezenas de interpretações para a MQ e o foco deste trabalho não visa julgar se alguma destas interpretações está efetivamente correta. No entanto, a adoção de alguns posicionamentos se faz necessária para compreender e interpretar os fenômenos que serão trabalhados em sala de aula.

Apesar de o foco deste trabalho estar em dois postulados da MQ (superposição linear e estado de um sistema físico), os demais postulados também podem ser abordados com a mesma simplicidade aqui adotada. Acreditamos que cursos de formação de professores devem abordar estes conceitos para que a formação do docente esteja de acordo com as recentes pesquisas na área.

Agradecimentos

O autor agradece à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Santa Catarina pelo suporte material para realização da pesquisa.

Referências

ARNDT, M.; NAIRZ, O.; VOS-ANDREAE, J.; KELLER, C.; VAN DER ZOUW, G. e ZEILINGER, A. Wave-particle duality of C₆₀ molecules. *Nature*, 401(6754): 680-682, 1999.

BENNETT, C. H. e BRASSARD, G. Quantum cryptography: public key distribution and coin tossing. *Proceedings of IEEE International Conference on Computers Systems and Signal Processing*. Bangalore – India, 1984.

BENNETT, C. H.; BRASSARD, G. e MERMIN, N. D. Quantum cryptography without Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 68(5): 557-559, 1992.

BENNETT, C. H. Quantum Cryptography Using Any Two Nonorthogonal States. *Physical Review Letters*, 68(21): 3121-3124, 1992.

BETZ, M.; LIMA, I. e MUSSATTO, G. Dualidade onda-partícula: um objeto de aprendizagem baseado no interferômetro de Mach-Zehnder. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 31(3), 2009.

Bohm, D. *Quantum Theory*. New York: Dover, 1979.

COHEN-TANNOUJDI, C., DIU, B. e LALOE, F. *Quantum mechanics*, vol. 1. Hermann, Paris, 1977.

COLAVITA, E. e HACYAN, S. Wigner functions of free "Schrödinger cat" states. *Revista Mexicana de Física*, 49(10): 45-52, 2003.

D'ESPAGNAT, D. *Conceptual Foundations of Quantum Mechanics*. Reading: W. A. Benjamin, 1976.

DICKE, R. H. e WITTKER, J. P. *Introduction to Quantum Mechanics*. Reading: Addison-Wesley Publishing Company, 1973.

EKERT, A. K. Quantum cryptography based on Bell's theorem. *Physical Review Letters*, 67(6): 661-663, 1991.

EINSTEIN, A.; PODOLSKI, B. e ROSEN, N. Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? *Physical Review*, 47(10): 777-780, 1935.

GERLACH, W. e STERN, O. Der experimentelle Nachweis des magnetischen Moments des Silberatoms. *Zeitschrift für Physik*, 8(1): 110-111, 1922.

GRECA, I. M. e MOREIRA, M. A. Uma revisão da literatura sobre estudos relativos ao ensino da mecânica quântica introdutória. *Investigações em Ensino de Ciências*, 6(1): 29-56, 2001.

GRECA, I. M. e HERSCOVITZ, V. E. Introdução à mecânica quântica – notas de curso. *Texto de Apoio ao Professor de Física*, nº 13. Instituto de Física – UFRGS, 2002.

GRIFFITHS, D. J. *Introduction to Quantum Mechanics*. New Jersey: Pearson Prentice Hall, 2005.

HAROCHÉ, S. Entanglement, decoherence and the quantum/classical boundary. *Physics Today*, 51(7): 36-42, 1998.

HOBSON, A. Teaching quantum nonlocality. *The Physics Teacher*, 50(5): 270-273, 2012.

ITANO, W. M.; BERGQUIST, J. C.; BOLLINGER, J. J. e WINELAND, D. J. Quantum mechanics with one, two, and many atoms. *Proceedings of the 20th International Colloquium on Group Theoretical Methods in Physics*. Toyonala, Japan, 1994.

KUTTNER, F. e ROSENBLUM, B. Bell's theorem and Einstein's 'spooky actions' from a simple thought experiment. *The Physics Teacher*, 48(2): 124-130, 2010.

LALOË, F. Do we really understand quantum mechanics? Strange correlations, paradoxes, and theorems. *American Journal of Physics*, 69(6): 655-701, 2001.

LEIBFRIED, D.; DEMARCO, B.; MEYER, V.; LUCAS, D.; BARRETT, M.; BRITTON, J.; ITANO, W. M.; JELENKOVIC, B.; LANGER, C.; ROSENBLUM, T. e WINELAND, D. J. Experimental demonstration of a robust, high-fidelity geometric two ion-qubit phase gate. *Nature*, 422(6932): 412-415, 2003.

LEIBFRIED, D.; KNILL, E.; SEIDELIN, S.; BRITTON, J.; BLAKESTAD, R. B.; CHIAVERINI, J.; HUME, D. B.; ITANO, W. M.; JOST, J. D.; LANGER, C.; OZERI, R.; REICHEL, R. e WINELAND, D. J. Creation of a six-atom 'Schrödinger cat' state. *Nature*, 438(7068): 639-642, 2005.

LEICHTLE, C.; SCHLEICH, W. P.; AVERBUKH, I. S. e SHAPIRO, M. Quantum state holography. *Physical Review Letters*, 80(7): 1418-1421, 1996.

NAIRZ, O.; ARNDT, M. e ZEILINGER, A. Experimental verification of the Heisenberg uncertainty principle for fullerene molecules. *Physical Review A*, 65(3): 032109, 2002.

NUSSENZVEIG, H. M. *Curso de Física Básica – Volume 4*. São Paulo: Edgard Blücher, 2002.

OLIVEIRA, I. S. e VIEIRA, C. L. *A Revolução dos Q-bits*. Rio de Janeiro: Jorge Zahar Editor, 2009.

OSTERMANN, F. e MOREIRA, M. A. Uma revisão bibliográfica sobre a área de pesquisa "física moderna e contemporânea no ensino médio". *Investigações em Ensino de Ciências*, 5(1): 23-48, 2000.

PANTOJA, G. F.; MOREIRA, M. A. e HERSCOVITZ, V. E. Uma revisão da literatura sobre a pesquisa em ensino de Mecânica Quântica no período de 1999 a 2009. *Revista Brasileira de Ensino de Ciência e Tecnologia*, 4(3): 1-34, 2011.

PEREIRA, A. P. e OSTERMANN, F. Sobre o ensino de física moderna e contemporânea: uma revisão da produção acadêmica recente. *Investigações em Ensino de Ciências*, 14(3): 393-420, 2009.

PESSOA JR., O. *Conceitos de Física Quântica*. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2003.

PINTO NETO, N. *Teorias e Interpretações da Mecânica Quântica*. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2010.

RAIMOND, J. M.; BRUNE, M. e HAROCHE, S. Colloquium: manipulating quantum entanglement with atoms and photons in a cavity. *Reviews of Modern Physics*, 73(3): 565-582, 2001.

RIGOLIN, G. e RIEZNIK, A. A. Introdução à criptografia quântica. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 27(4): 517-526, 2005.

SCHMITT-MANDERBACH, T.; WEIER, H.; FÜRST, M.; URSIN, R.; TIEFENBACHER, F.; SCHEIDL, T.; PERDIGUES, J.; SODNIK, Z.; RARITY, J. G.; ZEILINGER, A. e WEINFURTER, H. Experimental demonstration of free-space decoy-state quantum key distribution over 144 km. *Physical Review Letters*, 98(1), 2007.

SCHREIBER, Z. *The Nine Lives of Schrödinger's Cat: On the interpretation of non-relativistic quantum mechanics*. Master Thesis. Imperial College of Science – University of London, 1994.

SCHRÖDINGER, E. Die gegenwärtige Situation in der Quantenmechanik. *Naturwissenschaften*, 23(48): 807-812, 1935.

SILVA, F. L. S. Computação Quântica: O Algoritmo de Deutsch e o Paralelismo Quântico. *Physicæ* 3, 3(3), 2003.

SILVA, A. C. e ALMEIDA, M. J. P. M. Física quântica no ensino médio: o que dizem as pesquisas. *Caderno Brasileiro de Ensino de Física*, 26(3): 624-652, 2011.

UHLENBECK, G. E. e GOUDSMIT, S. Ersetzung der Hypothese vom unmechanischen Zwang durch eine Forderung bezüglich des inneren Verhaltens jedes einzelnen Elektrons. *Naturwissenschaften*, 13(47): 953-954, 1926.

URISIN, R.; TIEFENBACHER, F.; SCHMITT-MANDERBACH, T.; WEIER, H.; SCHEIDL, T.; LINDENTHAL, M.; BLAUENSTEINER, B.; JENNEWEIN, T.; PERDIGUES, J.;

TROJEK, P.; ÖMER, B.; FÜRST, M.; MEYENBURG, M.; RARITY, J. G.; SODNIK, Z.; BARBIERI, C.; WEINFURTER, H. e ZEILINGER, A. Entanglement based quantum communication over 144 km. *Nature Physics*, 3(7): 481-486, 2007.

ZEILINGER, A. A foundational principal for quantum mechanics. *Foundations of Physics*, 29(4): 631-643, 1999.

ZETTILI, N. *Quantum Mechanics: concepts and applications*. Chichester: John Wiley & Sons, 2009.

Processo de Avaliação por Pares: (*Blind Review* - Análise do Texto Anônimo)

Publicado na Revista Vozes dos Vales - www.ufvjm.edu.br/vozes em: 10/2020

Revista Científica Vozes dos Vales - UFVJM - Minas Gerais - Brasil

www.ufvjm.edu.br/vozes

www.facebook.com/revistavozesdosvales

UFVJM: 120.2.095-2011 - QUALIS/CAPES - LATINDEX: 22524 - ISSN: 2238-6424