

PERGUNTAS E IDÉIAS DE FINAL DE GRADUAÇÃO

Aluno: Thiago Barbosa Guerreiro

Orientador: George Svetlichny

Introdução

Diversos artigos na área de pesquisa de informação quântica foram lidos. Alguns desses artigos são clássicos, e marcaram a história do desenvolvimento dessa linha de pesquisa. Outros, mais recentes, forneceram uma noção mais profunda do que é feito hoje, tanto do ponto de vista teórico quanto experimental.

Com a leitura dos artigos e discussões com o orientador, surgiram dúvidas, questionamentos e até mesmo algumas idéias simples, sobre fundamentos de mecânica quântica e a própria dificuldade por trás da realização em laboratório dos requisitos básicos necessários à implementação das propostas por trás da informação quântica.

Tais questões foram discutidas e estudadas, o que resultou em uma melhor compreensão e conhecimentos por trás dos fundamentos da mecânica quântica. Em particular, destaca-se um exemplo pensado durante o período de discussões, que envolve a criação de estados de gato utilizando-se graus de liberdade mecânicos de um sistema de osciladores harmônicos, a ser discutido com destaque abaixo.

Em paralelo, foi feita leitura de parte do livro [1], também levando a discussões, sobre a teoria do campo quântico. Tal leitura tinha como objetivo levar o aluno da mecânica quântica para a teoria do campo quântico, num nível introdutório.

Como emaranhar um sistema físico a partir de estados de graus de liberdade mecânicos, por exemplo, níveis de energia de um oscilador harmônico?

Em [2] um experimento é descrito no qual dois osciladores harmônicos compostos por íons de Mg e Be são emaranhados por modos vibracionais. Este experimento faz uso de um complicado setup, constituído por armadilhas de íons a baixas temperaturas. Será que existe alguma maneira – se possível mais simples – de emaranhar graus de liberdade mecânicos de osciladores harmônicos?

Como sugerido em [2] e realizado em [3], temos como motivação que informação pode ser gravada na amplitude e fase de funções de ondas de certas moléculas. Como esses artigos mencionam, usando-se uma única molécula no estado de superposição de 10 níveis de energia

$$\sum_n c_n |n\rangle \exp(-i\{\omega_n t + \varphi_n\})$$

e utilizando como possível alfabeto pares do tipo (c_n, φ_n) que podem assumir os valores $(1/2, 0)$, $(1/2, \pi)$, $(1, 0)$, $(1, \pi)$, tem-se como número possível de informações que pode ser gravado em uma única molécula $(2^2)^{10} = 1048576$. Para o caso de duas moléculas emaranhadas, tomando-se também 10 níveis de energia para cada molécula, o espaço de Hilbert é 10 vezes maior. Logo, a quantidade de informação que poderia ser escrita é

$$\left((2^2)^{10} \right)^{10} = 1606938044258990275541962092341162602522202993782792835301376$$

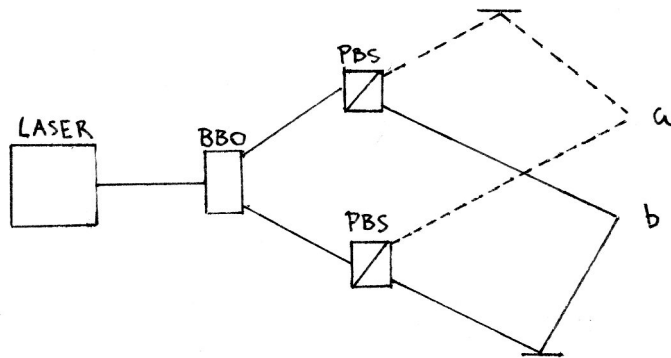
ou seja, com duas moléculas simples emaranhadas tem-se a disposição um número muito grande de possíveis combinações de informação que pode ser gravada; ou, uma célula de memória com uma “entropia” enorme.

Além disso, é de extremo interesse do ponto de vista científico poder criar e manipular com boa fidelidade os chamados estados de gato.

Para realizar esse estado, propomos um esquema ótico, onde dois fótons de comprimentos de onda diferentes são emaranhados por polarização, formando o estado

$$|\phi\rangle = \alpha |H\rangle_{\omega_1} |V\rangle_{\omega_2} + \beta |V\rangle_{\omega_1} |H\rangle_{\omega_2}$$

Tal estado e outros similares já foram demonstrados experimentalmente em [5] e [6] utilizando-se cristais não lineares de beta borato de bário (BBO) e em [7] com um método alternativo. Em seguida, esses fótons são enviados por dois caminhos diferentes a beam splitters por polarização, como na figura abaixo



onde o caminho tracejado, denominado *caminho a* é trilhado por fótons horizontalmente polarizados, e o caminho de linha cheia, denominado *caminho b*, é trilhado por fótons verticalmente polarizados.

Ao passar pelos beam splitters, o estado emaranhado dos fótons é convertido para

$$|\phi'\rangle = \alpha |a\rangle_{\omega_1} |b\rangle_{\omega_2} + \beta |b\rangle_{\omega_1} |a\rangle_{\omega_2}$$

onde as letras a e b dentro dos kets indicam “fóton pelo caminho a” e “fóton pelo caminho b”. Nos pontos a e b indicados na figura acima, encontram-se osciladores harmônicos – moléculas que absorvem fótons nos comprimentos de onda ω_1 e ω_2 sendo levadas aos estados vibracionais de níveis de energia 1 e 2, respectivamente.

Assim, antes da interação com os fótons, o estado do sistema é

$$|\phi'\rangle |\psi_a\rangle |\psi_b\rangle$$

onde $|\psi_a\rangle$ é o estado inicial da molécula localizada em a e $|\psi_b\rangle$ é o estado inicial da molécula localizada em b. Após a interação, o estado do sistema passa a ser

$$\alpha |1\rangle_a |2\rangle_b + \beta |2\rangle_b |1\rangle_a$$

onde o estado 1 corresponde a molécula no primeiro nível de energia, e o estado 2 corresponde a molécula no segundo nível de energia, tornando assim os dois osciladores emaranhados.

Considerando-se apenas fótons com comprimento de onda bem definidos, o espaço de Hilbert do sistema só tem quatro dimensões, podendo-se realizar superposição de dois vetores apenas, e apesar de em principio ser possível realizar um estado superposto de 10 vetores, o esquema acima ainda está longe do número estimado para uma superposição com 100 vetores, que resulta numa entropia de $\left((2^2)^{10}\right)^{10}$ por molécula. Isso pode ser contornado, entretanto, enviando um fóton em estado de superposição de frequências para o cristal BBO. Para ilustrar isso, vamos considerar que um fóton no estado

$$|\omega_1\rangle + |\omega_2\rangle$$

é mandado para o cristal BBO. Tal fóton pode ser criado conforme exposto em [8]. Vamos ignorar as normalizações nesse exmplo. Basta ter em mente que as amplitudes de probabilidade e as fases dos fótons podem ser controladas por artifícios experimentais. O cristal BBO vai transformar um fóton com comprimento de onda inicialmente de ω_i em dois fótons emaranhados por polarização de comprimentos de onda ω_{i1} e ω_{i2} , com $\omega_i = \omega_{i1} + \omega_{i2}$. Assim, o estado do fóton inicial incidente acima é transformado no estado

$|\omega_1\rangle + |\omega_2\rangle \xrightarrow{BBO} |H, \omega_{11}\rangle_1 |V, \omega_{12}\rangle_2 + |V, \omega_{11}\rangle_1 |H, \omega_{12}\rangle_2 + |H, \omega_{21}\rangle_1 |V, \omega_{22}\rangle_2 + |V, \omega_{21}\rangle_1 |H, \omega_{22}\rangle_2$
onde os índices fora dos kets indicam o primeiro e o segundo fóton. Ao seguirem para os beam splitters por polarização, o estado acima é ainda convertido para o estado

$$\xrightarrow{PBS} |a, \omega_{11}\rangle_1 |b, \omega_{12}\rangle_2 + |b, \omega_{11}\rangle_1 |a, \omega_{12}\rangle_2 + |a, \omega_{21}\rangle_1 |b, \omega_{22}\rangle_2 + |b, \omega_{21}\rangle_1 |a, \omega_{22}\rangle_2$$

Digamos que um fóton com frequência 11 incide no oscilador um nível de energia que podemos chamar de 1. A frequência 12, incita o nível 2, a 21 o nível 3 e a 22 o nível 4. Dessa maneira, após a interação com as duas moléculas, o estado do sistema é mais uma vez convertido, dessa vez para o estado de gato procurado

$$\xrightarrow{\text{interação}} |1\rangle_a |2\rangle_b + |2\rangle_a |1\rangle_b + |3\rangle_a |4\rangle_b + |4\rangle_a |3\rangle_b$$

ilustrando assim que o processo descrito pode ser generalizado para se atingir superposições de muitos vetores de estado de um espaço de Hilbert com dimensão muito grande. Tudo depende da criação de um fóton inicial em estado superposto de frequências e da dependência na frequência do fóton incidente da eficiência da conversão do cristal. Como sugerido em [5], é possível, em princípio, ajustar um material para que se alcance uma boa eficiência para uma

gama do espectro, e que resulte em fótons emaranhados por polarização com frequências apropriadas para excitar níveis vibracionais de moléculas conhecidas. Quanto maior o número de frequências superpostas, maior o número de vetores de estado na superposição de níveis dos osciladores no final.

Emaranhar fótons de cores diferentes em estados superpostos de frequência como proposto acima é algo que nunca foi realizado em laboratório, o que constitui um caminho interessante para pesquisa futura.

Qual molécula seria usada e como seria o setup experimental da idéia descrita aqui também são questões importantes a serem pensadas. Seguindo os trabalhos [3-4] ve-se que uma molécula que é forte candidata para a realização desse experimento é I_2 (iodina), uma vez que ela possui um espectro de absorção com valores de comprimento de onda relativamente similares aqueles trabalhados em experimentos com fótons emaranhados.

Uma vez criado o estado emaranhado de osciladores, também é fundamental sabermos como verificar a existencia desse estado. Por isso a molécula escolhida como oscilador deve poder emitir fótons depois de um tempo, numa frequência também acessível aos experimentos de informação quântica. Se esses fótons violarem as desigualdades do tipo Bell é um sinal de que realmente os osciladores estavam emaranhados.

Outro problema que deve ser pensado, e que pode constituir uma direção futura para a continuação desse trabalho, são modelos de descoerência para um experimento como o proposto. Quanto tempo os osciladores permaneceriam emaranhados sem que a interação com o ambiente destrua essa propriedade? Esse tempo seria suficiente para verificarmos a existencia do estado emaranhado?

A realização de memórias usando moléculas ainda é algo distante, mas que provavelmente será importante algum dia no futuro, mesmo que seja apenas do ponto de vista de habilidade em criar e manipular estados quânticos. O experimento descrito e proposto aqui constitui um bom exemplo de problema de informação quântica atual, e envolve uma série de questões que permeia diversas áreas das ciências tanto básicas quanto aplicadas, como física, química, computação e matemática.

Referências

- [1] Zee, A. **Quantum field theory in a nutshell**, Princeton University Press.
- [2] Wineland, D. J. et. al. **Entangled mechanical oscillators**. *Nature* **459**, 683-685 (4 June 2009)
- [3] Hosaka, K. et. al. **Ultrafast Fourier transform with a femtosecond laser driven molecule**. *Phys. Rev. Lett.* 104, 180501 (2010).
- [4] Katsuki, H. et. al. **Read and write amplitude and phase information by using high-precision molecular wave-packet interferometry**. *Phys. Rev. A* 76, 013403 (2007)
- [5] Bennink, R, S. **Two-color photon polarization entanglement using a single non-linear crystal**. *Phys. Rev. A* 73, 043814 (2006)
- [6] Coelho et. al. **Three color entanglement**. *Science* 6 November 2009: Vol. 326. no. 5954, pp. 823 – 826
- [7] Ramelow et al. **Discrete, tunable color entanglement**. *Phys. Rev. Lett.* 103, 253601 (2009)

- [8] Van deVender, A. et Kwiat, P. **Quantum transduction via frequency upconversion.** *JOSA B*, Vol. 24, Issue 2, pp. 295-299 (2007)
- [9] Zeilinger, A. et al. **Experimental Quantum Teleportation**, *Nature* 390, 6660, 575-579
- [10] Zurek, W. **Decoherence and the transition from quantum to classical**, *Physics Today*, 44, pp 36–44 (1991)
- [11] Braginsky, V. B. et al. **Quantum non-demolition measurements** *Science* 209, 4456, 547 – 557 (1980)
- [12] Elitzur, A. et Vaidman, L. **Quantum mechanical interaction-free measurements**, *Foundations of Physics* **23**, 987-97 (1993)
- [13] White, A. et al. **”Interaction free” imaging**, *Phys. Rev. A* 58, 605–613 (1998)
- [14] Blatt, R et. Wineland, D. **Entangled states of trapped atomic ions**, *Nature* 453, 1008-1015 (2008)
- [15] Blatt, R et al. **Quantum simulation of the Dirac equation**, *Nature* **463**, 68-71 (2010)