

TEORIA DA GERAÇÃO DE QUANTUM BITS EMARANHADOS NO CAMPO TEMPORAL

Caio Olindo de Miranda e Silva Júnior

Instituto de Ciência e Tecnologia, Universidade Federal dos Vales do Jequitinhonha e
Mucuri, 39100-000, Diamantina MG, Brasil

Resumo

Desde o começo da mecânica quântica, os estados emaranhados, também conhecidos como estados de Bell, têm tido um importante papel no estudo dos fundamentos desta teoria, como a sua completude e não-localidade. Entretanto, só recentemente foi entendido que os estados emaranhados são também uma fonte de recursos para transmitir e processar informação. Os estados de Bell têm sido preparados em íons, átomos e em pares de fótons gerados pela conversão paramétrica descendente (CPD). Atualmente, os estados de Bell gerados pela CPD se utilizam do emaranhamento dos fótons em polarização ou em localização

transversal. Neste trabalho é apresentada uma maneira de se gerar estados de Bell, ou qubits, que são a unidade básica da computação quântica, com luz não clássica, utilizando-se emaranhamento no campo temporal. A seção I trata dos objetivos do trabalho. Na seção II é feita uma introdução que visa salientar conceitos e técnicas fundamentais da óptica quântica. Na seção III é justificada a importância do trabalho. Na seção IV é descrita a metodologia usada para se obter os resultados que são mostrados na seção V. Finalmente concluímos, na seção VI, que a geração de qubits com emaranhamento no campo temporal é, de fato, possível.

I – OBJETIVO

O objetivo do presente trabalho é apresentar uma forma alternativa de geração de qubits baseada não em emaranhamento em polarização, isto é, gerar estados de Bell com emaranhamento no campo temporal.

II- INTRODUÇÃO

A luz não clássica gerada pelo processo de *Conversão Paramétrica Descendente* (CPD) é uma das mais importantes fontes utilizada no estudo da óptica quântica. Durante a última década, esta fonte tem se mostrado útil na demonstração de aspectos não clássicos da mecânica quântica [1]. A Conversão Paramétrica Descendente foi proposta teoricamente em 1969 [2] e demonstrada em 1970 [3]. No processo de CPD, um fóton de alta energia $\hbar\omega_p$ incide em um cristal não linear, onde é destruído. Em seu lugar, dois outros fótons de energias $\hbar\omega_s$ e $\hbar\omega_i$, historicamente chamados *signal* e *idler* (fótons gêmeos) são criados. O processo conserva energia, o que os torna emaranhados em frequência, ou seja, $\omega_s = \omega_p - \omega_i$. No processo também é conservado o *momentum*.

Existem dois tipos de conversão paramétrica descendente:

Tipo I: os dois fótons gerados são ordinariamente polarizados, enquanto o fóton do feixe de bombeamento é extraordinariamente polarizado.

Tipo II: o fóton gerador é extraordinariamente polarizado e, dos dois fótons gerados, um é ordinário e o outro extraordinário.

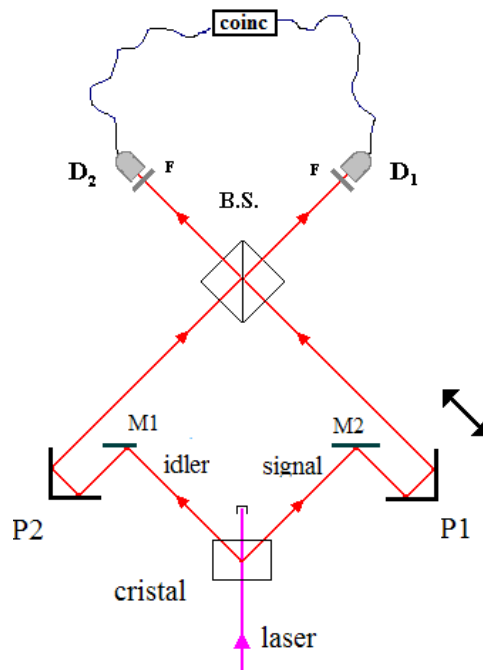


Fig.1- Versão simplificada de um interferômetro de Hong-Ou-Mandel. Um laser incide em um cristal não linear e gera pares de fótons gêmeos. M1 e M2 são espelhos. P2 é um prisma fixo e P1 é um prisma móvel. B.S. é um divisor de feixes 50%-50%. D1 e D2 são fotodetectores ligados por uma eletrônica contando em coincidência e F são filtros de interferência.

Em 1987, foi proposto um interferômetro de dois fótons, chamado de interferômetro de Hong-Ou-Mandel

[4] (ver Fig.1), que consiste basicamente em primeiro se combinar os fótons gerados pela CPD tipo I em um divisor de feixes 50-50 (B.S.). As portas de saída do divisor levam a dois fotodetectores ligados por uma eletrônica que permite fazer uma contagem em coincidência, que é uma medida da correlação de segunda ordem [5] que existe entre os pares de fótons.

O prisma móvel P1 permite controlar a diferença entre os caminhos ópticos dos braços do interferômetro. Quando os caminhos ópticos estão perfeitamente igualados, ou seja, os fótons gêmeos se superpõem no divisor, ocorre uma interferência quântica e nenhuma contagem em coincidência é registrada. A figura 2 mostra os resultados experimentais dos autores [4]:

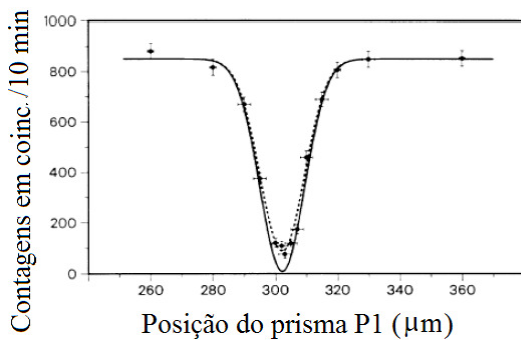


Fig.2 - No gráfico estão mostrados as contagens em coincidência, na vertical, versus posição do prisma P1, na horizontal. A linha pontilhada é um ajuste aos resultados experimentais e a linha sólida a previsão teórica.

A largura do “vale” reflete o comprimento de coerência longitudinal dos fótons gêmeos, ditado essencialmente pela largura de banda de frequência dos filtros de interferência colocados em frente aos detectores. De um modo geral, quanto mais estreitos são os filtros, mais largo é o vale.

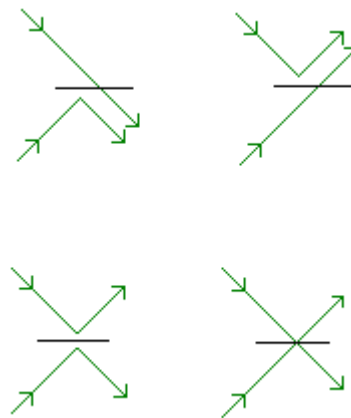


Fig.3 - A figura mostra as quatro possibilidades de comportamento dos pares de fótons no divisor de feixes. No ápice da coalescência (quando as coincidências caem para zero) somente as de cima acontecem. No patamar mostrado no gráfico da Fig. 2 as quatro acontecem com 25% de chance cada uma, ou seja, 50% dos pares criados geram coincidência.

A ausência de contagens em coincidência, quando os fótons gêmeos se superpõem na entrada do divisor de feixes, indica que eles saem juntos, ou pela mesma porta de saída, do divisor. Este comportamento é chamado “coalescência” (ver Fig.3). No gráfico, o patamar representa a região livre de

interferência, os fótons têm a mesma probabilidade de saírem juntos ou separados do divisor.

III – JUSTIFICATIVA

Os estados emaranhados em polarização têm-se mostrado menos robustos (quando da interação das partículas com o ambiente) do que se supunha. Isso leva à perda gradativa do emaranhamento, conseqüentemente comprometendo a eficiência do funcionamento dos circuitos lógicos que se utilizam de tais estados. Esta fragilidade levou à procura de maneiras de se gerar qubits em outros graus de liberdade, como a localização transversal dos fótons [6]. A proposta apresentada nesse trabalho é uma maneira de gerar estados emaranhados temporalmente, os quais teriam maior robustez que aqueles que vêm sendo utilizados atualmente.

IV – METODOLOGIA

O método usado para se concluir que estados de Bell podem ser obtidos no campo temporal, assim como a elaboração de um aparato capaz de obtê-los, foi o estudo de artigos e livros relacionados à óptica e informação quânticas.

O estado de dois fótons gerado pela CPD tipo II, em condições especiais, são emaranhados, além da frequência, também em polarização. A figura 4 ilustra como se obtém tal emaranhamento.

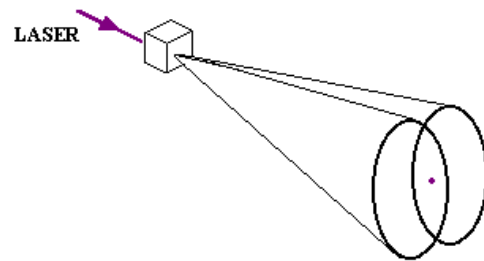


Fig.4 - CPD tipo II: um laser incide num cristal não linear e cria pares de fótons, representados pelos cones de luz; um dos cones é formado por fótons horizontalmente polarizados, o outro por fótons verticalmente polarizados.

Quando se toma os fótons gerados que estão nas interseções dos cones, se obtém o seguinte estado de dois fótons:

$$|\psi\rangle = |H\rangle_i |V\rangle_s + |V\rangle_i |H\rangle_s, \quad (1)$$

onde $|H\rangle_{i,s}$ correspondem ao estado de polarização horizontal dos modos idler e signal e $|V\rangle_{i,s}$ correspondem ao estado de polarização vertical dos modos idler e signal.

Este estado, Eq.(1), expressa o fato de que não se pode saber qual é a polarização de nenhum dos fótons, mas, uma vez que, por exemplo, o fóton *idler* esteja horizontalmente polarizado, o fóton *signal* obrigatoriamente estará verticalmente polarizado, e assim por diante; daí a origem do termo emaranhamento em polarização. Nas interseções, não se pode saber se o fóton *idler* pertencia ao cone “horizontal”, e nesse caso seu gêmeo pertenceria ao cone “vertical”, ou vice-versa.

A Eq.(1), um dos estados de Bell, também chamado de qubit (abreviação de quantum bit) são maximamente emaranhados e, baseado em suas propriedades, hoje existe uma grande coleção de protocolos como teleportação de estados quânticos [7], teleportações unitárias [8], compartilhamento de estados quânticos [9], codificação densa [10], permuta de emaranhamentos [11] e criptografia quântica [12] entre outros, os quais estendem e melhoram a performance das técnicas clássicas de comunicação ou mesmo permitem que o processamento de informação vá muito além dos limites clássicos. Não é por menos que a IBM, assim como outras empresas do ramo, investe maciçamente nos estudos desta área.

V – RESULTADOS

Foi demonstrado [13] que um pacote de ondas, originalmente gaussiano, quando refletido por uma cavidade de Fabry-Perot ressonante com ele, retorna deformado como mostra a figura 5:

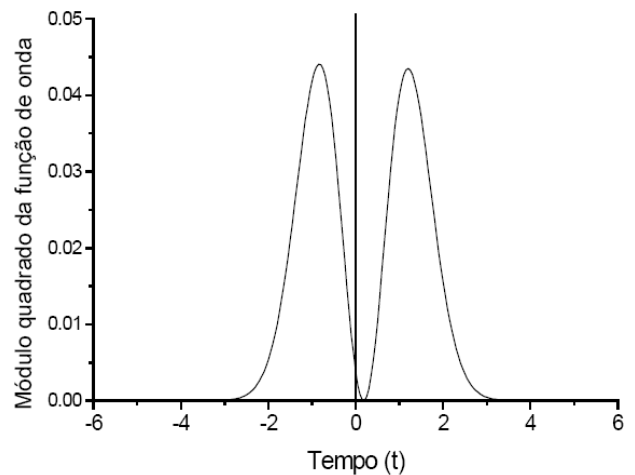


Fig.5 -Simulação computacional mostrando a forma de um pacote de ondas refletido por uma cavidade de Fabry-Perot. A escala temporal depende do comprimento longitudinal de coerência do pacote original, antes da reflexão. Para o caso mostrado acima, o pacote original tinha 4 unidades de tempo (seg, μ s, ns, etc.) de coerência longitudinal.

Baseado na coalescência demonstrada pelos resultados experimentais no interferômetro de Hong-Ou-Mandel (ver Fig.2), é possível, com o aparato mostrado na figura 6, obter-se um estado de Bell, ou qubit.

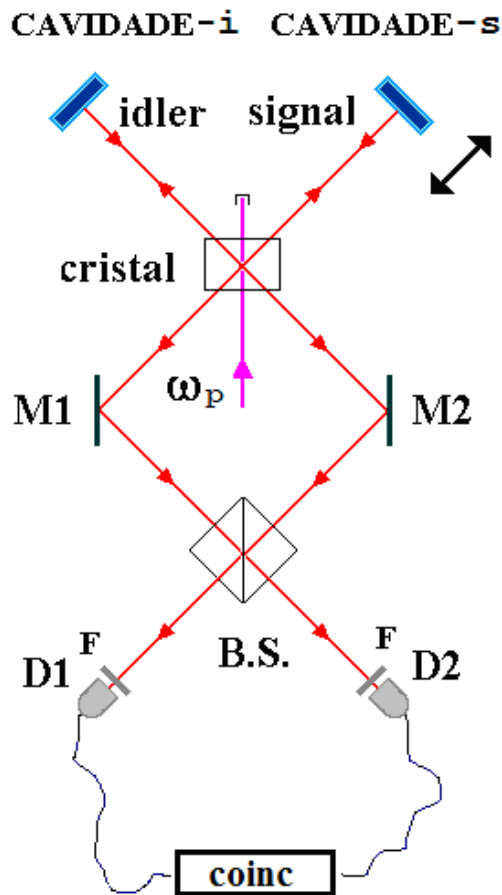


Fig.6 - Aparato para geração de qubits temporais. Um laser incide em um cristal não linear e gera, através da CPD tipo I, os fótons gêmeos que refletem em cavidades de Fabry-Perot (denominadas idler e signal). Em seguida eles são direcionados, pelos espelhos M1 e M2 para as portas de entrada de um divisor de feixes (B.S.), cujas portas de saída levam a dois detectores D1 e D2 medindo em coincidência. F são filtros de interferência.

A cavidade do lado *signal* tem mobilidade para que se possa sobrepor perfeitamente os pacotes de onda no divisor de feixes (B.S.). Como mostrado na figura 5, os fótons, ao refletirem nas cavidades de

Fabry-Perot, retornam deformados, tendo seu pacote de ondas a forma de duas “corcovas”, ou lóbulos. Cada um dos fótons, *idler* e *signal*, pode estar localizado, dentro do seu respectivo pacote de onda, ou no lóbulo anterior (a), com 50% de chance, ou no lóbulo posterior (p), também com 50% de chance. Disso resulta que a função de onda conjunta para o sistema de dois fótons, antes do divisor, é:

$$|\psi_{bef}\rangle = |a\rangle_i |a\rangle_s + |p\rangle_i |p\rangle_s + |a\rangle_i |p\rangle_s + |p\rangle_i |a\rangle_s \quad (2)$$

onde $|a\rangle_{i,s}$ corresponde ao modo anterior dos estados idler e signal e $|p\rangle_{i,s}$ corresponde ao modo posterior dos estados idler e signal, dentro dos lóbulos do pacote deformado.

A figura 7 ilustra a situação em que os dois pacotes deformados se superpõem no divisor de feixes.

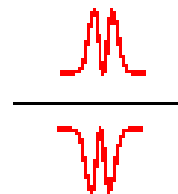


Fig.7- Superposição dos dois pacotes de onda no divisor de feixes.

Entretanto, sabemos que, quando os fótons se superpõem no divisor, eles seguem pela mesma porta de saída.

Com isso, o estado conjunto do sistema depois do divisor, considerando-se uma subsequente medida em coincidência, é:

$$|\psi_{aft}\rangle = |a\rangle_1 |p\rangle_2 + |p\rangle_1 |a\rangle_2, \quad (3)$$

onde $|a\rangle_{1,2}$ se refere a qualquer um dos fótons, idler ou signal, que estavam no lóbulo anterior do seu respectivo pacote deformado e que se encaminham em direção aos detectores 1,2 depois da porta de saída do divisor de feixes. Analogamente, $|p\rangle_{1,2}$ se refere a qualquer um dos fótons, idler ou signal, que estavam no lóbulo posterior do seu respectivo pacote deformado e que se encaminham em direção aos detectores 1,2 depois da porta de saída do divisor de feixes.

Os índices 1 e 2 se referem aos caminhos de propagação depois do divisor, numa alusão aos detectores D1 e D2. Esse estado, Eq.(3), é um autêntico estado de Bell, com todas as características que se espera de um estado maximamente emaranhado, explicitamente: não se pode saber qual dos fótons estava no lóbulo anterior ou no posterior, mas, por exemplo, se o fóton que segue pelo caminho 1 está ligeiramente adiantado, o que segue pelo caminho 2 obrigatoriamente estará

ligeiramente retardado, e assim por diante.

VI – CONCLUSÃO

Podemos concluir que é possível gerar qubits usando a variável tempo, utilizando uma variação do interferômetro de Hong-Ou-Mandel, inserindo cavidades de Fabry-Perot. Tais qubits podem ser úteis na implementação de circuitos lógicos, inclusive podem apresentar vantagens em relação aos que vêm sendo usados atualmente.

VII – AGRADECIMENTOS

Agradecemos o apoio financeiro realizado pela Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais – FAPEMIG, e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico – CNPq.

VIII – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Zeillinger, A. “*Experiment and the Foundations of Quantum Mechanics*”, in *more things in heaven and earth*, ed. por B. Bederson (Spring-Verlag, New York, 1999), p. 460.
- [2] Klyshko, D. NJETP **28**, 522 (1969).
- [3] Burnham, D. C., Weinberg, D. L. *Phys. Rev. Lett.* **25**, 84 (1970).
- [4] Hong, C. K., Ou, Z. Y., Mandel, L. *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2044 (1987).
- [5] Mandel, L., Wolf, E. *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1995).
- [6] Neves, L., Lima, G., Aguirre Gomez, J. G., Monken, C. H., Saavedra, C., Pádua, S. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, n. 100501 (2005).
- [7] Bennett, C. H. et al. *Phys.Rev.Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [8] Huelga, S. F., Plenio, M. B., J. A. Vaccaro, *Phys.Rev.Lett.* **65**, 042316 (2002).
- [9] Lance, A. M., Symul, T., Bowen, W. P., Sanders, B. C., Tyc, T., Ralph, T. C., Lam P. K. *Phys.Rev.A* **71**, 033814 (2005).
- [10] Mattle, K., Weinfurter, H., Kwiat, P. G., Zeilinger, A. *Phys.Rev.Lett.* **76**, 4656 (1996).
- [11] Zukowski, M., Zeilinger, A., Horne, M. A., Ekert, A. K. *Phys.Rev.Lett.* **71**, 4287 (1993)
- [12] Bennett, C. H., Brassard, G., Eckert, A. K. *Sci. Am.* **274(4)**, 50 (1992).
- [13] Olindo, C. Tese de Mestrado, (Universidade Federal de Minas Gerais, 2002).