

# “量身定做”单光子波包 :在量子网络中控制光子/自旋量子界面

姚 望 刘仁保<sup>†</sup> 沈吕九<sup>††</sup>

(加利福尼亚大学圣地亚哥分校物理系 圣地亚哥 加利福尼亚 92093 美国)

**摘 要** 文章简要地介绍了如何在量子网络中控制量子界面动力学以实现静态量子比特和动态量子比特的相互转换. 具体言之, 该界面由半导体量子点、固体光学微腔以及光学波导管构成, 静态及动态比特分别为量子点中的电子自旋和波导管中的单光子波包所携带. 界面动力学的控制则是基于对量子点、微腔和波导管耦合系统的量子电动力学的严格求解. 据此可实现网络中两个远距离节点间的量子态传输、交换以及确定性的建立量子纠缠等量子操作. 上述量子界面亦可用于任意指定波形的单光子源或者单光子探测装置.

**关键词** 量子计算, 腔量子电动力学, 单光子, 确定性地建立量子纠缠

## Customizing single photon wavepackets : control of the spin/photon interface in a quantum network

YAO Wang LIU Ren-Bao<sup>†</sup> SHAM Lu-Jeu<sup>††</sup>

(Department of Physics, University of California San Diego, La Jolla, California 92093 - 0319, USA)

**Abstract** We propose a dot - cavity - waveguide coupled system as a quantum interface for stationary spin qubits and flying photon qubits. The exact solution to the dynamics of the interface is given which allows the generation or reception of an arbitrarily designated wave - packet of a single photon. Such control can be used for realizing operations such as quantum state transfer, entanglement swapping or deterministic entanglement creation in a quantum network. The interface can also be used as a deterministic source and an efficient detector of a single photon wavepacket with an arbitrarily specified shape and average photon number.

**Keywords** quantum computation, cavity quantum electrodynamics, single photon, deterministic entanglement creation

在经历了半个多世纪的飞速发展的今天, 电子计算机技术正在接近物理规律所设定的极限: 最新的芯片集成技术已经可以实现  $0.065\mu\text{m}$  的加工精度, 接近于产生量子效应的尺度, 更高的集成度最终将导致在设计中未加考虑的各种量子效应变得不可忽视, 从而扰乱元件的指定功能, 也就是说, 很快就不能利用集成度的提高来提高计算能力了. 20世纪80年代发展起来的量子计算理论给这个问题提供了一个根本的解决方案. 与经典计算机不同, 量子计算机在量子力学的基础上工作, 不但在原理

上不存在集成方面的限制, 而且量子力学原理赋予了量子算法无与伦比的并行处理能力(任何一个量子操作——酉变换——都是对一个态矢量所有分量的同步操作), 有可能从原理上突破现有的计算能力的极限. 1994年, Shor设计的因数分解量子算法, 使得大数的质因数分解(在传统信息领域里被认为是无法有效计算的NP问题)可以用量子计算

2005 - 09 - 27 收到

<sup>†</sup> 现地址: Department of Physics, The Chinese University of Hong Kong, Hong Kong, China

<sup>††</sup> 通讯联系人. Email: lsham@ucsd.edu

机在多项式时间内完成. 一年后, Grover 设计了一种量子搜索算法, 使得在大小为  $N$  的空间中的搜索的时间复杂度从原来的  $N$  一次方级下降到  $N$  的开方级. Shor 算法和 Grover 算法使人们看到了量子计算机的巨大潜力.

近年来, 量子计算机在物理实现方面的研究也在广泛开展. 从原理上说, 任何稳定的二能级物理系统(用态矢量  $|0\rangle$  和  $|1\rangle$  来标记)都可以成为量子计算机的基本单元-量子比特. 在实际应用中, 量子比特还要满足一些基本的要求: 比如要易于操作、初始化以及读取. 另外, 与经典比特不同, 基于量子力学的算法要求量子比特能够在足够长的时间内处在任意的叠加态  $\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$  上, 所选的量子系统应该有较长的相干时间. 现正在较为普遍地进行探索的系统有: 冷阱束缚离子/中性原子, 超导电路 SQUID, 半导体量子点中的电子自旋等等. 这些束缚在特定空间区域的量子信息载体可以归为一类: 静态量子比特 (stationary qubit). 与此相对应的是动态量子比特 (flying qubit), 即可传播于不同空间区域之间的量子信息携带者, 比如单光子波包(其偏振态或者光子数态可构成的量子比特). 两种比特各有优点: 静态比特更加稳定, 易于寻址, 是构成大规模量子计算机的基本元件, 而动态比特能将量子信息从一个空间位置带到另一个位置, 在量子通信中有很重要的应用. 一些关于量子计算机的设想, 比如分布式量子计算, 实际上结合了两类比特的优点, 即用静态比特来构成各计算模块, 模块间通信则由动态比特来完成. 将两类比特结合, 其更重要的意义在于这是通向量子信息科学的最终目标——可扩展 (scalable) 量子计算机——的必不可少的条件. 为实现动态比特和静态比特的有效结合, 能够让两者实行相互转换的量子界面是关键. DiVincenzo 将能否可靠地进行动态比特和静态比特的互相转换列入关于实现量子计算机的七个要件之一<sup>[1]</sup>.

1997 年, Cirac 等人提出了一个由光学腔和单原子耦合形成的界面, 用来实现由原子内部能级构成的静态比特和在自由空间中传播的单光子波包的光子数态构成的动态比特的相互转换<sup>[2]</sup>. 如图 1 所示, 原子系统具有  $\Lambda$  构型的三个能级, 两个光学基态  $|e\rangle$  和  $|g\rangle$  构成静态量子比特的态空间.  $|e\rangle$  态由可控激光光束耦合到中间态  $|t\rangle$ , 而中间态  $|t\rangle$  可以通过发射一个腔光子跃迁到另一个基态  $|g\rangle$ , 继而腔光子则通过光学腔界面耦合到外面的光学通道(自由空间). 考虑如下的量子过程: 假设初始时刻

原子处于一个任意的叠加态  $c_g|g\rangle + c_e|e\rangle$  上, 而光学腔和外面的自由空间都处在光学真空态. 激光脉冲(其波形由拉比频率  $\Omega(t) = \mu E(t)$  所描述, 其中  $\mu$  为  $|e\rangle$  态和  $|t\rangle$  态间的光学跃迁矩阵元,  $E(t)$  则为激光脉冲的电场)作用到原子上, 实现一个从  $|e\rangle$  到  $|t\rangle$  的  $\pi$  转动, 而  $|t\rangle$  作为光学激发态将自发的向  $|g\rangle$  态转动, 同时伴随着一个腔光子的发射, 腔光子则通过腔界面发射到自由空间, 形成单光子出射波包(其波形  $\alpha(t)$  将是控制变量  $\Omega(t)$  的一个泛函). 这样可以实现由  $|e\rangle|vac\rangle \rightarrow |g\rangle|\alpha(t)\rangle$  的一个等效拉比转动, 而  $|g\rangle|vac\rangle$  则是整个系统的真正基态, 不受这个过程影响. 通过上述腔辅助的拉曼过程, 就实现了原子比特向光子比特的量子态转换 ( $c_g|g\rangle + c_e|e\rangle|vac\rangle \rightarrow |g\rangle(c_g|vac\rangle + c_e|\alpha(t)\rangle$ ) (这里, 我们分别用  $|vac\rangle$  和  $|\alpha(t)\rangle$  来标记光子数为 0 和 1 的单光子波包态, 两者构成了光子比特的态空间). 而上述过程的时间反演, 则对应了由光子比特向原子比特的逆转换  $|g\rangle(c_g|vac\rangle + c_e|\alpha(t)\rangle) \rightarrow (c_g|g\rangle + c_e|e\rangle)|vac\rangle$ . 如果在一个节点进行由原子比特向光子比特的转换, 然后将所发射的光子比特导向另一个节点, 并在后一节点进行由光子比特向原子比特的逆转换, 如图 1 所示, 就可以实现两个远程节点的原子比特之间的量子态传输.

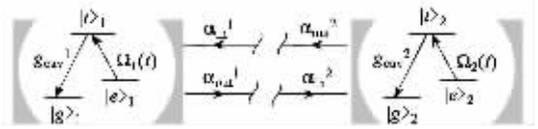


图 1 光学腔耦合的三能级原子系统. 可以用光学通道将这样的节点连接起来构成量子网络

这个过程的难点在于由光子比特向原子比特的逆转换: 入射单光子波包的波函数  $\alpha(t)$  必须和激光脉冲的波形  $\Omega(t)$  完全匹配, 否则, 单光子波包将被光学腔表面反射, 导致量子转换的失败. 正泛函关系  $\alpha(t) = F(\Omega(t))$  很容易得到, 只需将  $\Omega(t)$  作为输入参数, 解薛定谔方程即可. 问题的关键在于逆关系  $\Omega(t) = F^{-1}(\alpha(t))$ , 即任意给定一个入射单光子波包  $\alpha(t)$ , 如何求得对应的激光脉冲  $\Omega(t)$ , 使得这个单光子波包能够被光学腔和原子组成的耦合系统完全吸收(没有反射). 在这个逆泛函关系未知的情况下, Cirac 等人提出了一个利用时间反演对称性的解决方案<sup>[2]</sup>, 即他们找到一个  $\Omega_s(t)$  能够使形成的单光子波形  $\alpha(t)$  具有时间反演对称性, 利用这个对称性, 如果接受节点具有跟发射节点完全一样的物理属性, 并且将接受节点的激光脉冲设定

为  $\Omega_s(t)$  的时间反演, 根据时间反演对称, 单光子波包  $\alpha(t)$  将被接受节点完全吸收, 从而实现了由光子比特向原子比特的逆转换, 最终实现两个远程节点间的量子态传输. 这个方案的局限在于要求发射节点和接受节点由具有完全一样物理属性的系统构成, 这在实践上是极其困难的, 比如光学腔的尺寸或者原子在光学腔中的位置的微小偏离都将影响系统的跃迁能量、耦合常数等直接决定光子波包形状的关键参量. 随后, Lu kin 等人对于这个逆泛函关系给出的一个基于绝热假设的近似解<sup>[3]</sup>给这个问题带来了重要的进展, 但是不足之处在于为了使绝热假设生效, 操作必须进行得足够慢.

姚望、刘仁保和沈吕九合作对以光学腔为媒介的动态比特和静态比特的界面动力学进行了进一步的研究, 找到了单光子波包的波函数  $\alpha(t)$  和激光脉冲  $\Omega(t)$  之间的严格逆泛函关系  $\Omega(t) = F^{-1}(\alpha(t))$ , 结果在 Phys. Rev. Lett. 上发表<sup>[4]</sup>. 根据文献[4]中给出的泛函关系, 对任意指定的一个时间上光滑的单光子波形  $\alpha(t)$ , 都可以求解出用来在发送节点产生这个单光子波包或者在接受节点完全吸收这个单光子波包的激光脉冲  $\Omega(t)$ , 如图 2 给出的示例. 由此, 发送节点的动力学和接受节点的动力学可以分开来设计, 从而允许在两个物理属性不同的节点间进行量子态传输. 实际上, 发送节点的激光脉冲现在可以任意的选择, 根据其发射的单光子波包的波形  $\alpha(t)$ , 可以相应地设计接受节点的激光脉冲. 上述节点的发射过程还可以作为一个可以任意指定波形和发射时间的单光子光源工作, 而接受过程则可以用于单光子吸收/测量. 作者还发现了这个量子界面的双重可控性. 如前所述, 光学腔辅助的拉曼过程可以等效地理解为一个由  $|e\rangle|vac\rangle$  向光学激发  $|g\rangle|\alpha(t)\rangle$  的拉比转动. 第一重可控性在于前文提到的对于单光子波包的波形  $\alpha(t)$  的任意指定, 而第二重可控性则来自对拉比转动角度  $\theta$  的任意指定, 其中一个完全转动 ( $\theta = \pi$ ) 对应的是原子比特向光子比特的量子态转换, 而一个部分转动 ( $\theta \neq \pi$ ) 则可将初态  $|e\rangle|vac\rangle$  变换得到末态  $e^{i\varphi} \sin\theta |e\rangle|vac\rangle + \cos\theta |g\rangle|\alpha(t)\rangle$ , 实现静态比特和动态比特的量子纠缠. 如果这个纠缠态的光子部分传播到一个接受节点, 并且被完全吸收, 就实现了一个由可分离态  $|e\rangle_1 |g\rangle_2$  到纠缠态  $e^{i\varphi} \sin\theta |e\rangle_1 |g\rangle_2 + \cos\theta |g\rangle_1 |e\rangle_2$  的确定性转换, 这是一个在两个远程节点间直接建立量子纠缠的确定性的过程.

作者在固体系统中找到了这个量子界面的一个

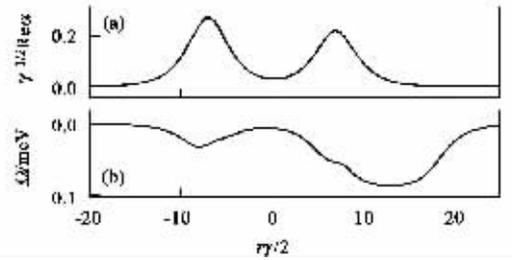


图 2 发送节点的量子界面动力学设计 (a) 指定的出射单光子波形  $\alpha(t) = [\text{sech}(t\gamma/2 + 7) + 0.8 \text{sech}(t\gamma/2 - 7)]/A$ ,  $A$  为归一化常数; (b) 产生这个单光子波包的激光光束波型  $\Omega(t)$ . 其中光学腔和光学通道间的耦合常数  $\gamma/2$ , 三能级系统和光学腔的耦合常数  $g_{cav}$  均设定为  $0.1 \text{meV}$ ]

较为理想的实现. 如图 3 所示, 系统由掺有单个电子的半导体量子点、固体光学微腔和光学波导管 (或光纤) 组成. 掺杂电子的自旋态构成静态比特, 中间态  $t$  则由量子点激子态扮演, 动态比特由波导管中的单光子波包携带, 量子点激子态和波导管激发模式分别耦合到固体微腔模式的消逝波部分, 其等效模型仍由图 1 表示. 相比于原来基于原子耦合光学腔的设想, 这个系统的特点是 (1) 固体系统稳定而且易于集成; (2) 由于具有模式体积小、品质因子高的特点, 固体光学微腔可以与单个量子点有很强的耦合, 使得自旋比特和光子比特的转换可以在  $100\text{ps}$  的时间尺度内完成; (3) 相对于这个操作时间, 掺杂电子的自旋态具有很长的相干时间 (几个微秒), 从而可以在退相干之前完成足够多次的量子操作; (4) 在原子光学腔系统中, 所应用的法布里-珀罗腔通常是直接耦合到自由空间, 为了减少在自由空间传播中的损耗, 通常需要将光子收集到波导管中以导向下一个操作节点, 这个光子在收集过程中可能出现的信息丢失将直接影响整个操作的效率, 而现在设计的这个系统中的固体光学微腔直接耦合到波导管 (见图 3), 由微腔发射的单光子波包直接在一个理想的传播通道中形成, 从而避免了光子再收集过程.

数值模拟表明, 在考虑了各种主要的退相干过程后, 上述量子界面操作仍可以具有 99% 左右的保真度 (fidelity). 作者的研究还表明, 基于严格解的控制过程还具有非常好的稳定性, 10% 左右的系统参数上的未知误差对于操作的保真度只有 1% 左右的影响. 另外, 由于这个量子界面的有限带宽 (由量子点和微腔的耦合常数  $g_{cav}$ , 微腔和波导管的耦合常数  $\gamma/2$  这两个参数中的较小量决定), 激光光

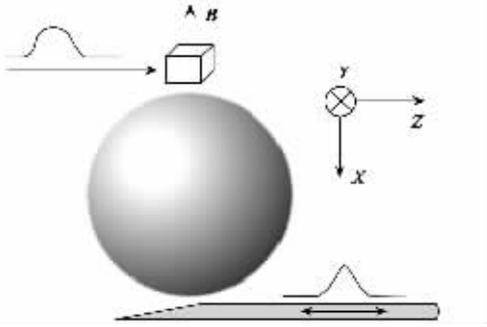


图3 用来实现量子界面的量子点-固体光学微腔-波导管耦合系统(图中显示了一个球形微腔,在实际应用中,根据不同系统的特点,可以使用环形<sup>[8]</sup>、盘型<sup>[11]</sup>等不同的几何构型的微腔.实现上述结构的另一个非常理想的系统是二维光子晶体,其中光学微腔可以由人工引入的点缺陷实现<sup>[10]</sup>,而波导管由线状缺陷来实现)

束的快速涨落对于操作几乎没有影响<sup>[5]</sup>.对两个操作节点的控制光束进行相位锁定还可以排除激光光束的相位涨落带来的误差.

结合基于超快激光脉冲实现的对电子的自旋态的操作<sup>[6,7]</sup>、初始化以及读取<sup>[8]</sup>,本文讨论的结构将是实现分布式量子计算的一个较为理想的系统.近一年来,固体光学微腔和半导体量子点的量子电动力学在实验方面有了很大突破,若干实验组在不同的微腔和量子点系统中实现了单个微腔光子和单个

量子点中激子态之间的强耦合<sup>[9-11]</sup>,使得在这个系统上实现量子界面成为可能.我们期待着这个研究领域的更新的进展.

### 参 考 文 献

- [ 1 ] DiVincenzo D. Fortsch. Phys. ,2000 ,48 :771
- [ 2 ] Cirac J I , Zoller P , Kimble H J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1997 ,78 :3221
- [ 3 ] Lukin M D , Yelin S F , Fleischhauer M. Phys. Rev. Lett. , 2000 ,84 :4232 ; Duan L M , Kuzmich A , Kimble H J. Phys. Rev. A ,2003 ,67 :032305
- [ 4 ] Yao W , Liu R B , Sham L J. Phys. Rev. Lett. ,2005 ,95 :030504
- [ 5 ] Yao W , Liu R B , Sham L J. J. Opt. B : Quantum Semiclass. Opt. ,2005 ,7 :S318 ( Special Issue on Quantum Control )
- [ 6 ] Chen P , Piermarocchi C , Sham L J *et al.* Phys. Rev. B , 2004 ,69 :075320
- [ 7 ] Piermarocchi C , Chen P , Sham L J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2002 ,89 :167402
- [ 8 ] Liu R B , Yao W , Sham L J. Phys. Rev. B ,2005 ,72 :081306 ( Rapid Comm. )
- [ 9 ] Reithmaier J P , Sek G , Löffler A *et al.* Nature ,2004 ,432 :197
- [ 10 ] Yoshie T , Scherer A , Hendrickson J *et al.* Nature ,2004 ,432 :200
- [ 11 ] Peter E , Senellart P , Martrou D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 ,95 :067401

.....  
· 物理新闻和动态 ·

## 地磁翻转可能不是随机的

虽然地磁极性的完全翻转(南极成为北极,北极成为南极)需要几千年才能完成,其影响却是巨大的.地球磁场的变化不仅会影响鸟类迁徙的路径,而且会使地球暴露在危险的宇宙射线中,某些研究者认为这是与6千5百万年前恐龙灭绝类似的大规模物种消失的事件有关的.地球学家认为我们行星内部的磁发动机使极性翻转,但是真正的机制并不很清楚.

以前的分析假定在过去的1亿6千万年间地球极性翻转的次数服从泊松分布,这意味着地球极性翻转事件是随机的.如果事件彼此之间是无关的,而且已知事件发生的平均速率,那么由泊松分布可以得知事件数的概率.在一定时间间隔内不稳定的放射性核衰变的可能性就是物理学中泊松分布的一个很好的例子.

如今 Calabria 大学的物理学家发现地球极性翻转的次序可以用莱维(Lévy)分布很好地描述.与泊松统计不同,莱维分布描述的是存在“记忆”效应(事件之间在时间上存在长程关联)的随机过程.莱维分布广泛地用于研究诸如地震这样的临界现象,也用于分析金融数据.研究人员通过仔细地对包含对地球极性何时翻转的估计在内的不同的地磁数据的分析得到了他们的研究结果.

(树华 编译自 Physics Web News 21 March 2006)