



电压调控的光-纳米机械量子接口

应思孔, 洪方昱

(浙江理工大学理学院, 杭州 310018)

摘 要: 以微波光子作为飞行量子比特, 以纳米机械振子作为静止量子比特, 提出了一种工作于这两种量子比特之间的新型量子接口方案。通过电压调控, 该量子接口能在这两种量子比特间相干地转换量子信息, 并建立量子纠缠态。采用当前科技水平下可实现的各参数(浴温 20 mK, 机械衰减率 4π kHz, 腔渗漏 50 π kHz, 腔与光纤的耦合 10 π MHz), 数值模拟了用该量子接口发射单光子的过程以及两节点间量子纠缠的建立过程, 并用 Matlab 软件画出模拟结果图。数值模拟结果表明: 在当前科技水平下, 用该量子接口有可能完成保真度接近于 1 的各种量子网络操作。

关键词: 量子网络; 量子接口; 约瑟夫森结; 量子态转移; 量子纠缠

中图分类号: O59

文献标志码: A

文章编号: 1673-3851(2020)01-0079-07

Voltage-regulated optical-nanomechanical quantum interface

YING Sikong, HONG Fangyu

(School of Sciences, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: In this paper, microwave photon was regarded as the flying qubit and nano-mechanical vibrator was deemed as the stationary qubit to propose a novel quantum interface scheme between the two qubits. By means of voltage regulation, the quantum interface can convert quantum information and establish entanglement state coherently between the two qubits. The process of emitting a single photon via the quantum interface and the establishment process of quantum entanglement between two nodes were simulated numerically by using various parameters (bath temperature 20 mK, mechanical attenuation rate 4π kHz, cavity leakage 50 π kHz and the cavity-optical fiber coupling 10 π MHz) that can be realized under the current scientific and technological level. Besides, Matlab software was used to draw the simulation results. Numerical simulation results show that at the current level of technology, it is possible to use the quantum interface to complete various quantum network operations with fidelity close to 1.

Key words: quantum network; quantum interface; Josephson junction; quantum state transfer; quantum entanglement

0 引 言

由局部节点和量子通道组成的量子网络, 对于量子通信、可扩展的分布式量子计算和计量通信具有重要意义^[1-2]。在量子信息处理过程中, 量子接口

可以相干地转换飞行量子比特与静止量子比特, 对大型量子网络中的量子态的传递起着基础性的作用, 也是可扩展的分布式量子计算系统中不可或缺的元件^[3-6]。由 Cirac 等^[7]提出的基于腔隙辅助拉曼过程的量子网络方案是量子网络发展的里程碑,

收稿日期: 2018-12-25 网络出版日期: 2019-03-31

基金项目: 国家自然科学基金项目(11872335, 11472247)

作者简介: 应思孔(1993-), 男, 浙江温州人, 硕士研究生, 主要从事量子接口方面的研究。

通信作者: 洪方昱, E-mail: honghfy@163.com

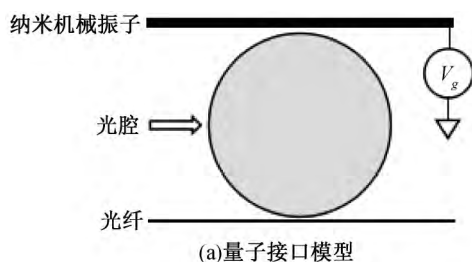
该方案利用时间对称的载流子脉冲和两个节点上的时间反演操作将一个量子态从一个节点传递到另一个节点。然而,在 Cirac 等提出的方案中,接受节点的物理属性与发射节点必须完全相同,这在实验上实现起来比较困难。Yao 等^[6,8]提出的量子接口方案,巧妙地绕过了这个问题,他们提出的量子接口能根据入射的单光子的波函数选取适当的控制激光波形,可以近乎完全地吸收入射光子。

近年来,纳米机械振子由于具备两个“迷人”特性而在量子信息研究中得到广泛关注^[9-12]: a) 长相干时间; b) 在极宽的频率范围内与电磁场耦合的能力。基于此, Hong 等^[13]提出了一种用于单光子和纳米机械振子间相干地转换量子信息的量子接口设想: 通过施加与入射单光子的波包精确匹配的激光脉冲,将入射到微环形谐振腔的单光子转存到纳米机械振子的运动模式上。然而,以形状脉冲激光为控制工具的方案存在着天然的局限性,其使用的光学谐振腔以及同步激光器等仪器不易于微型化,难以集成,不利于大规模的量子信息处理。

本文提出了一个可以电压调控的光-纳米机械振子间的量子比特接口方案。在本方案中,通过一个二能级系统(电荷超导量子比特)的介入,使光机械间的相互作用得到极大的增强,并且可通过电压调控相互作用的强度^[14]。因此,微波光子^[15]与纳米机械振子间的量子态的传递、量子纠缠的建立,都可以通过选择适当的电压脉冲来实现。本方案中用到的微波谐振腔、约瑟夫森结^[16]、纳米机械振子等组元,都可用现代的半导体技术集成到芯片上,因而它很好地解决了同步激光器难以小型化的问题。与 Hong 等^[13]的设想相比,本方案的光机械间相互作用得到增强,有望使量子网络的操作得到进一步提速。

1 模型介绍

本文提出的方案中量子接口模型如图 1(a)所示,其由光纤、光腔和纳米机械振子组成。这里选用微波光子作为飞行量子比特,光腔由电感 L 和电容 C 组成的微波谐振腔来实现,微波谐振腔与纳米机



械振子都与一个电荷超导量子比特存在相互作用,即纳米机械振子通过超电荷超导量子比特耦合到微波谐振腔上。纳米机械振子与微波谐振腔间的耦合方式示意图如图 1(b) 所示: 超导量子比特由两个约瑟夫森结和可变电容 $C_g(x)$ 组成,其中 $C_g(x)$ 的大小依赖于纳米机械振子的位置 x 。加在机械振子上的门电压 V_g 决定着门电荷数的大小 $n_g(x) = \frac{C_g(x)V_g}{2e}$, 其中 e 为电子电量的绝对值。 $n_g(x)$ 是个重要的调解参数,它决定着超导量子比特岛上有零或一对库珀对,从而影响着超导量子比特的能量。纳米机械振子和微波谐振器分别与超导量子比特通过相互作用 $g_m(b^\dagger + b)\sigma_z$ 和 $g_c(a^\dagger + a)\sigma_x$ 耦合在一起,其中 g_m 和 g_c 分别为超导量子比特与纳米机械振子和微波谐振腔间的耦合常数, $b^\dagger(b)$ 和 $a^\dagger(a)$ 分别为纳米机械振子和微波谐振腔中的光子的产生(湮灭)算符, σ_z 和 σ_x 为作用在超导量子比特空间的 Pauli 矩阵。纳米机械振子的运动引起超导量子比特能级间距的改变,从而导致微波谐振腔的能级间距也发生相应的变动,也即它的能级将经历一个 Stark 移动 $2g_m g_c^2(b^\dagger + b)/L^2$, 其中 $L = \omega_c^0 - B$ 为超导量子比特与微波谐振腔的失谐,而 ω_c^0 和 B 分别是微波谐振腔的裸频率和超导量子比特的能级间距。这就是超导量子比特能作为媒介使得纳米机械量子比特和微波谐振器中的光子发生相互作用的基本原理,它使得光子与机械振子间的辐射压力相互作用强度增强为

$$g = x_{zp} \frac{\partial \omega_c}{\partial x} = x_{zp} \frac{V_g}{2e} \frac{\partial \omega_c}{\partial n_g} \frac{\partial C_g}{\partial x} \quad (1)$$

其中: x_{zp} 是机械振子的零点运动的振幅。

2 理论分析

2.1 光机械系统分析

对于图 1(b) 所示的腔-机械振子间耦合电路,在 $g_m/|B^0| \langle b^\dagger + b \rangle \ll 1$, $g_c/|B^0| \langle a^\dagger + a \rangle \ll 1$ 的情况下,其哈密顿量在超导量子比特处于基态的子空间中的投影为^[14]:

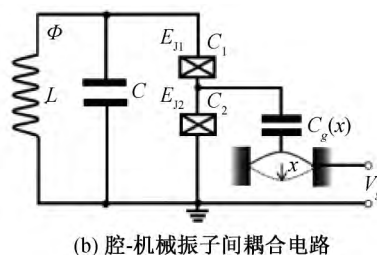


图 1 量子接口示意图

$$Z_1 = \hbar \omega_c^0 a^\dagger a + \hbar \omega_m^0 b^\dagger b -$$

$$\frac{|B^0|}{2} \sqrt{1 - \{B_1^0/2g_c(a^\dagger + a) - L^0 g_m(b^\dagger + b) - [g_m^2(b^\dagger + b)^2 + g_c^2 a^\dagger a]\} / |B^0|^2} \quad (2)$$

其中: \hbar 为约化普朗克常量; ω_m^0 为纳米机械振子的固有频率; B_1^0 为约瑟夫森结产生的有效磁场强度。且给定 $L^0 = B_3^0 - \omega_c^0$, $B_1^0 = E_J \cos \phi$ (ϕ 为 B_1^0 的相位, 与通过超导回路施加的外部可控磁场有关: $\phi = 2\pi\Phi/\Phi_0$), $g_c = E_J/2\sin\phi\eta$ ($E_J = E_{J1} + E_{J2}$ 为约瑟夫森结总能量, η 为 Lamb-Dicke 参数), $B^0 = [(B_1^0)^2 + (B_3^0)^2]^{\frac{1}{2}}$, $B_3^0 = -4E_C(1 - 2n_g)$, $E_C = e^2/[2(C_{g0} + C_1 + C_2)]$ 。

将式(2)泰勒展开到二阶, 即可得到微波谐振腔与纳米机械振子之间的有效辐射压力耦合 $L^0 g_m g_c^2 / |B^0|^3 (b^\dagger + b) a^\dagger a$ 。因此, 微波谐振腔与纳米机械振子之间的相互作用可以用哈密顿量 $H_{om}^1 = \hbar g (b^\dagger + b) a^\dagger a$ 来描述, 所以, H_1 可以改写成:

$$H'_1 = \hbar \omega_c^0 a^\dagger a + \hbar \omega_m^0 b^\dagger b + \hbar g (b^\dagger + b) a^\dagger a \quad (3)$$

为了便于计算, 令 $\hbar = 1$, 在关于微波谐振腔和纳米机械振子的算符加一西变换 $a \rightarrow a + \alpha$ 和 $b \rightarrow b + \beta$ (其中: 数 α 和 β 表示原算符 a 和 b 模的经典平均值, 新算符 a 和 b 描述它们的量子涨落), 将 H'_1 线性化为^[17-18]:

$$H_1^{\text{lin}} = L_c a^\dagger a + \omega_m b^\dagger b + (i g a^\dagger - i g^* a) (b^\dagger + b) \quad (4)$$

这里, 失谐 $L_c = \omega_c - 2|g|^2/\omega_m$, 耦合强度 g 可以由偏置电压 V_g 来调节。考虑到连续通道(光纤)与微波谐振腔间的耦合, 则描述单模腔、纳米机械谐振器和连续通道的哈密顿量为^[13, 19-20]:

$$H = H_1^{\text{lin}} + \int_0^\infty \omega f_\omega^\dagger f_\omega d\omega + \int_0^\infty d\omega (i \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} a f_\omega^\dagger + \text{H.c.}) \quad (5)$$

其中: f_ω 为频率为 ω 的光连续通道模的湮灭算符。腔模与连续通道的耦合假设为常量 $\sqrt{\gamma/2\pi}$ 。在这里使用单模处理是基于以下两点: a) 腔体可能支持许多简并模式, 但只有一个光机械耦合被偏置增强; b) 腔模间的声子辅助的散射通常较小, 可以忽略。

对式(5)所描述的光机械系统, 其激励次数在旋转变近似下不会发生改变。该光机械系统有两个不变的希尔伯特子空间, 其基分别为 $\{|0, 0\rangle | \text{vac}\rangle\}$ 和 $\{|1, 0\rangle | \text{vac}\rangle, |0, 1\rangle | \text{vac}\rangle, |0, 0\rangle f^\dagger | \text{vac}\rangle\}$ 。

在 $|i, j\rangle$ 中, i 和 j 分别表示机械模式和腔模式下的激励次数。 $| \text{vac}\rangle$ 表示光学连续介质通道的真空状态。因此, 系统演变的表现形式为:

$$| \phi \rangle = s_0 | 0, 0 \rangle | \text{vac} \rangle + s_1 | \phi_1 \rangle \quad (6)$$

其中:

$$| \phi_1 \rangle = \sum_n c_n | \mu_n \rangle e^{-i\omega_n t} \quad (7)$$

其中: c_n 为激发态希尔伯特子空间中三个相关状态 $| \mu_n \rangle$ 的振幅 β_m, β_c 和 α_ω 。

在旋波近似下, 将式(5)化成新的方程, 并将该方程和式(7)代入薛定谔方程, 可得到相互作用图中振幅的时间演化^[8, 13]:

$$\dot{\beta}_m = -g^* \beta_c e^{-i(L_c - \omega_m)t} \quad (8)$$

$$\dot{\beta}_c = g \beta_m e^{i(L_c - \omega_m)t} - \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \int_0^\infty d\omega \alpha_\omega e^{i(L_c - \omega)t} \quad (9)$$

$$\dot{\alpha}_\omega = \sqrt{\frac{\gamma}{2\pi}} \beta_c e^{-i(L_c - \omega_m)t} \quad (10)$$

方程(10)积分后代入方程(9), 可得到此光机械系统的力学方程, 如式(11)–(12):

$$\dot{\beta}_m = -g^* \beta_c e^{-i(L_c - \omega_m)t} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_c &= g \beta_m e^{i(L_c - \omega_m)t} - \sqrt{\gamma} \alpha_{\text{in}}(t) - \frac{\gamma}{2} \beta_c \\ &= g \beta_m e^{i(L_c - \omega_m)t} - \sqrt{\gamma} \alpha_{\text{out}}(t) + \frac{\gamma}{2} \beta_c \end{aligned} \quad (12)$$

其中:

$$\alpha_{\text{in}}(t) = \int d\omega \alpha_\omega(t_0) e^{i(L_c - \omega)t} / \sqrt{2\pi}, t_0 \rightarrow -\infty \quad (13)$$

$$\alpha_{\text{out}}(t) = \int d\omega \alpha_\omega(t_1) e^{i(L_c - \omega)t} / \sqrt{2\pi}, t_1 \rightarrow +\infty \quad (14)$$

求解式(11)–(12), 可求得耦合强度 g 的计算公式如式(15):

$$g = \dot{\beta}_m^* e^{-i(L_c - \omega_m)t} / \beta_c^* \quad (15)$$

其中: β_c 的计算公式为式(16); β_m 的振幅及相位的计算公式为式(17)与式(18)。

$$\beta_c(t) = (\alpha_{\text{out}}(t) - \alpha_{\text{in}}(t)) / \sqrt{\gamma} \quad (16)$$

$$\frac{d|\beta_m|^2}{dt} = -\frac{d|\beta_c|^2}{dt} + |\alpha_{\text{in}}(t)|^2 - |\alpha_{\text{out}}(t)|^2 \quad (17)$$

$$\frac{d}{dt} \arg(\beta_m) = \frac{i}{2|\beta_m|^2} (\alpha_{\text{out}}(t) \alpha_{\text{in}}^*(t) + \dot{\beta}_c^* \beta_c - \text{c.c.}) \quad (18)$$

2.2 量子态的转移

此量子接口具有两个主要功能:a)产生具有指定波包形状的输出光子;b)对已知波包形状的入射光子的吸收。它们是实现许多量子网络功能的基础。

2.1.1 光子的发射过程

对于发射节点,相应初始值为 $\alpha_{\text{in}}(t_0) = 0$, $\beta_c(t_0) = 0$ 和 $\beta_m(t_0) = 1$ 。假定产生的光子脉冲为 $\alpha_{\text{out}}(t) = \sin\theta \tilde{\alpha}_{\text{out}}(t)$, 其中 $\tilde{\alpha}_{\text{out}}(t)$ 为归一化的单光子波包,即 $\int_{t_0}^{t_1} dt |\alpha_{\text{out}}(t)|^2 = \sin^2\theta \int_{t_0}^{t_1} dt |\tilde{\alpha}_{\text{out}}(t)|^2 = \sin^2\theta$ 。在光子生成过程完成时(即 $t_1 \rightarrow +\infty$),从式(16)及式(17)可分别得到 $\beta_c(t_1) = 0, \beta_m(t_1) = e^{i\varphi} \cos\theta$ 。其中相位 φ 由式(18)限定。

在发射节点,用 $|\tilde{\alpha}\rangle$ 表示光纤中波包 $\tilde{\alpha}_{\text{out}}(t)$ 的单光子态,则光子生成的最一般过程用公式表示为:

$$(s_0 | 0,0\rangle + s_1 | 1,0\rangle) | \text{vac}\rangle \rightarrow s_0 | 0,0\rangle | \text{vac}\rangle + s_1 (e^{i\varphi} \cos\theta | 1,0\rangle | \text{vac}\rangle + \sin\theta | 0,0\rangle | \tilde{\alpha}\rangle) \quad (19)$$

当 $\theta = \pi/2$ 时,即生成的光子脉冲为归一化的单光子波包 $\tilde{\alpha}_{\text{out}}(t)$,其过程为将一个机械比特转化为光子比特,用公式表示为:

$$(s_0 | 0,0\rangle + s_1 | 1,0\rangle) | \text{vac}\rangle \rightarrow s_0 | 0,0\rangle | \text{vac}\rangle + s_1 | 0,0\rangle | \tilde{\alpha}\rangle \quad (20)$$

当 $s_0 = 0, \theta < \pi/2$ 时,此发射节点可以在机械比特与所生成的光子比特之间建立一种量子纠缠,用公式表示为:

$$| 1,0\rangle | \text{vac}\rangle \rightarrow e^{i\varphi} \cos\theta | 1,0\rangle | \text{vac}\rangle + \sin\theta | 0,0\rangle | \tilde{\alpha}\rangle \quad (21)$$

2.1.2 光子的接收过程

对于接收节点,相应初始值为 $\alpha_{\text{in}}(t) = \sin\theta \tilde{\alpha}(t), \beta_c(t_0) = 0$ 和 $\beta_m(t_0) = 0$ 。在光子接收过程完成时(即 $t_1 \rightarrow +\infty$),假定此过程中未有光子生成,即光子被完全接收,则产生的光子脉冲为 $\alpha_{\text{out}}(t) = 0$ 。从式(16)及式(17)可分别得到 $\beta_c(t_1) = 0, \beta_m(t_1) = e^{i\varphi} \sin\theta$ 。

在接收节点,接收光子的最一般过程用公式表示为:

$$s_0 | 0,0\rangle | \text{vac}\rangle + s_1 \sin\theta | 0,0\rangle | \tilde{\alpha}\rangle \rightarrow (s_0 | 0,0\rangle + s_1 e^{i\varphi} \sin\theta | 1,0\rangle) | \text{vac}\rangle \quad (22)$$

当 $\theta = \pi/2$ 时,假定相位 $\varphi = 0$,则 $\beta_m(t_1) = 1$ 。光子接收的过程用公式表示为:

$$s_0 | 0,0\rangle | \text{vac}\rangle + s_1 | 0,0\rangle | \tilde{\alpha}\rangle \rightarrow (s_0 | 0,0\rangle + s_1 | 1,0\rangle) | \text{vac}\rangle \quad (23)$$

假定光子的发射节点为节点1,光子的接收节点为节点2,结合光子的发射过程与光子的接收过程,建立两较远节点间的量子纠缠,其过程用公式表示为:

$$| 1\rangle_1 | 0\rangle_2 \rightarrow e^{i\varphi} \cos\theta | 1\rangle_1 | 0\rangle_2 + \sin\theta | 0\rangle_1 | 1\rangle_2 \quad (24)$$

结合式单光子波包的发射与接收过程,可以得到一个未知量子态从节点1传送到节点2的过程,其过程用公式表示为:

$$(s_0 | 0\rangle_1 + s_1 | 1\rangle_1) | 0\rangle_2 \rightarrow | 0\rangle_1 (s_0 | 0\rangle_2 + s_1 | 1\rangle_2) \quad (25)$$

3 数值模拟

为使数值模拟结果更具有说服力,本文考虑到了在实际量子操作中可能存在误差。在这里,主要考虑的误差来源是机械共振模的速率为 γ_m 的机械衰减和速率为 γ_c 的固有腔渗漏。为便于模拟,本文将讨论限定在浴温 T 很低的情况下。此时,环境温度施加在纳米机械振子上的热库较小,可以忽略不计,机械阻尼率可以表示为 $\gamma_m \approx \omega_m/Q_m$ (Q_m 为机械质量因子^[17])。当机械衰减 γ_m 与腔渗漏 γ_c 相对较小时,纳米机械振子的机械衰减以及微波谐振腔的腔渗漏被重起的情况可忽略,即机械和腔的退相干只会导致泄露错误。因此,只要在式(5)上添加两项即可修正这种错误,得到一个非么正性的新哈密顿量^[18,21],如式(26):

$$H^{\text{real}} = H - i\gamma_c a^\dagger a/2 - i\gamma_m b^\dagger b/2 \quad (26)$$

为简便起见,假定共振条件 $L_c = \omega_m$,对应的光机械系统的力学方程为:

$$\dot{\beta}_m = -g^* \beta_c - \frac{\gamma_m}{2} \beta_m \quad (27)$$

$$\begin{aligned} \dot{\beta}_c &= g\beta_m - \sqrt{\gamma} \alpha_{\text{in}}(t) - \left(\frac{\gamma}{2} + \frac{\gamma_c}{2}\right) \beta_c \\ &= g\beta_m - \sqrt{\gamma} \alpha_{\text{out}}(t) + \left(\frac{\gamma}{2} - \frac{\gamma_c}{2}\right) \beta_c \end{aligned} \quad (28)$$

在这里,为了利于模拟,采用一个简单的高斯波包 $\tilde{\alpha}_{\text{out}}(t) = \exp(-y^2 t^2)$ (采用的是归一化后的波函数),其中 $y = \sqrt{5}$ MHz。并假定浴温 $T = 20$ mK,机械衰减率 $\gamma_m/2\pi = 2$ kHz,腔渗漏 $\gamma_c/2\pi = 25$ kHz,腔与光纤的耦合 $\gamma/2\pi = 5$ MHz。

3.1 发射单光子

假设产生单光子的目标波包为 $\alpha_{\text{out}}^{\text{aim}}(t) = \tilde{\alpha}(t)$,且由于没有接收单光子,即 $\alpha_{\text{in}}(t) = 0$ 。将 $\alpha_{\text{in}}(t) = 0, \alpha_{\text{out}}(t) = \tilde{\alpha}(t)$ 以及 $L_c = \omega_m$ 代入式(16)–(18),可

得对应的振幅 β_c 及 β_m 的计算公式如式(29)–(31):

$$\beta_c(t) = \alpha_{out}(t) / \sqrt{Y} \quad (29)$$

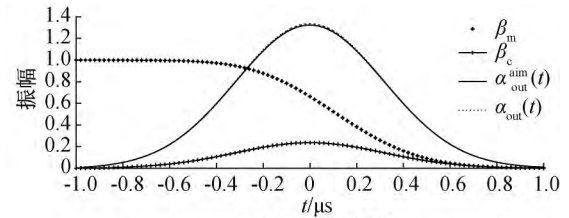
$$\frac{d|\beta_m|^2}{dt} = -\frac{d|\beta_c|^2}{dt} - |\alpha_{out}(t)|^2 \quad (30)$$

$$\frac{d}{dt} \arg(\beta_m) = \frac{i}{2|\beta_m|^2} (\dot{\beta}_c^* \beta_c - \text{c.c.}) \quad (31)$$

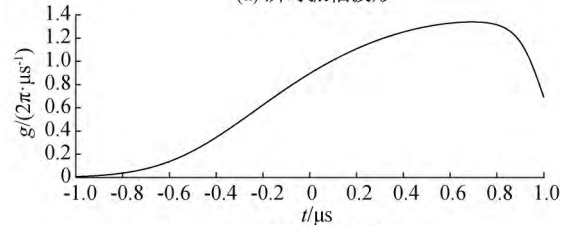
将初始条件 $\beta_c(t_0) = 0$ 和 $\beta_m(t_0) = 1$ 代入式(30), 可得 $\beta_m = \sqrt{1 - \beta_c^2 - Y^2}$, 其中 $\frac{d|Y|^2}{dt} = |\alpha_{out}(t)|^2$ 。再根据式(12)求得耦合强度 g 的表达式, 并将求得的 g 的表达式及各参数的数值代入式(27)–(28), 即可求出 $\beta_c(t)$ 、 $\beta_m(t)$ 以及 $\alpha_{out}(t)$ 。图 2 为数值模拟结果, 显示了单光子波包生成过程中的光机械系统的动力学演化、生成的单光子波包(实线)和目标单光子波包(虚线)以及决定控制电压的光机械耦合 g 。根据数值模拟结果显示, 产生的单光子波包的保真度为 $F_2 = \langle \alpha_{out}^{aim}(t) | \alpha_{out}(t) \rangle = 0.9908$ 。

3.2 两节点间的量子纠缠

假定两节点间的纠缠生成过程为 $|1\rangle_1 |0\rangle_2 \rightarrow (|1\rangle_1 |0\rangle_2 + |0\rangle_1 |1\rangle_2) / \sqrt{2}$ 。即在发射节点建立机械比特与所生成的光子比特之间的量子纠缠, 其过程为 $|1, 0\rangle |vac\rangle \rightarrow (|1, 0\rangle |vac\rangle + |0, 0\rangle |\tilde{\alpha}\rangle) / \sqrt{2}$ 。而后产生的单光子波包在接收节点被完全吸



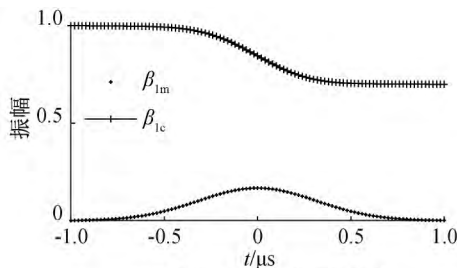
(a) 瞬时振幅波形



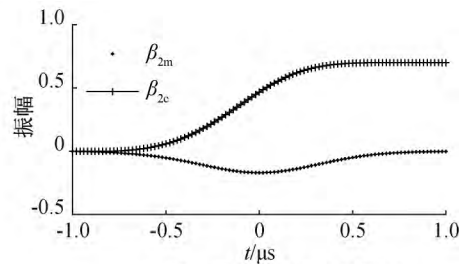
(b) 光机械耦合强度

图 2 产生单光子高斯波包的数值模拟

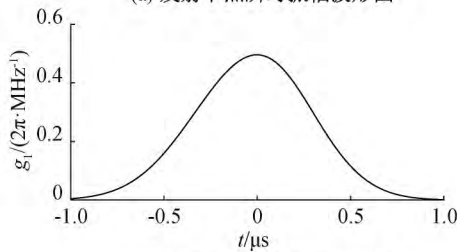
收, 其过程为 $(|0, 0\rangle |\tilde{\alpha}\rangle) / \sqrt{2} \rightarrow (|1, 0\rangle |vac\rangle) / \sqrt{2}$ 。且假定产生的单光子波包在到达接收节点的过程中没有发生变化。在发射节点, $\alpha_{1out}^{aim}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\alpha}(t)$, 其余参数如前, 可以求得 $\beta_{1c}(t)$ 、 $\beta_{1m}(t)$ 、 g_1 以及 $\alpha_{1out}(t)$ 。在接收节点, $\alpha_{2in}(t) = \alpha_{1out}(t)$, $\alpha_{2out}(t) = 0$, 其余参数如前, 可以求得 $\beta_{2c}(t)$ 、 $\beta_{2m}(t)$ 以及 g_2 。其结果如图 3 所示。其保真度为 $F_3 = \langle \psi^{aim} | \psi^{real} \rangle = [\beta_{m1}(t_1) + \beta_{m2}(t_1)] / \sqrt{2} = 0.9902$ 。



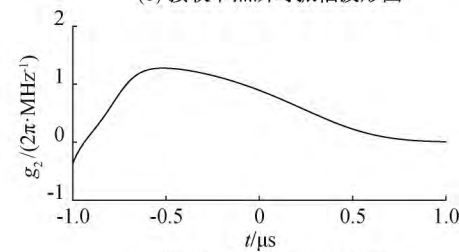
(a) 发射节点瞬时振幅波形图



(b) 接收节点瞬时振幅波形图



(c) 发射节点光机械耦合强度



(d) 接收节点光机械耦合强度

图 3 两节点间量子纠缠生成的数值模拟

3.3 退相干对量子态传送的影响

根据式(25), 本文数值模拟了以光纤耦合的两远距离的节点间的量子态传送过程: 将归一化后的高斯波包 $\tilde{\alpha}(t)$ 作为发射节点发出的单光子的目标波包, 并假定其在光纤中传播时没有发生变化, 即 $\alpha_{2in}(t) = \alpha_{1out}(t)$, 其余参数与图 2 相同。本文数值

模拟了两相距较远的机械比特间量子态 $|\varphi\rangle =$

$(|0\rangle + |1\rangle) / \sqrt{2}$ 传送的保真度: $F = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} +$

$\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_{m2}^*(t_1)$, 其中 $\beta_{m2}^*(t_1)$ 是接收节点相应的振

幅。其结果如图 4 所示。其中: 图 4(a) 为退相干源

$\gamma_m=0$ 情况下,退相干源 γ_c 对量子态传送的影响曲线;图 4(b)为退相干源 $\gamma_c=0$ 情况下,退相干源 γ_m 对量子态传送的影响曲线。

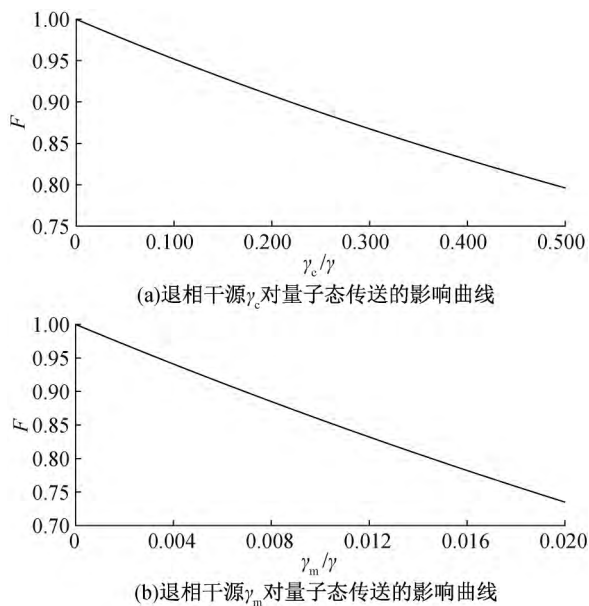


图4 退相干对量子态传送影响的数值模拟

4 结 论

为解决以形状脉冲激光为控制工具的量子接口存在的同步激光器难以小型化问题,本文提出了一种由电压调控的新型光-纳米机械量子接口方案。这个量子接口能够实现纳米机械比特与光子比特间的相干转换,并能在这两种量子比特之间建立纠缠。该量子接口采用电压脉冲为控制工具,利于集成;同时,通过一个二能级系统的介入使得光机械间的相互作用得到极大的增强,有望通过优化实验参数使得光机械相互作用强度有望提高将近2数量级。

本文采用 Matlab 软件数值模拟了单光子的发射以及两节点间量子纠缠的建立过程,并分析了腔泄露与机械衰减对其保真度的影响。数值模拟结果表明,用此量子接口进行量子网络操作是可行的。

参考文献:

- [1] Kimble H J. The quantum internet[J]. Nature, 2008, 453(7198): 1023-1030.
- [2] Giovannetti V, Lloyd S, Maccone L. Quantum-enhanced measurements: Beating the standard quantum limit[J]. Science, 2004, 306(5700): 1330-1336.
- [3] Maurya A K, Mishra M K, Prakash H. Two-way quantum communication: Generalization of secure quantum information exchange to quantum network[J]. Pramana, 2016, 86(3): 515-526.
- [4] Hammerer K, Sørensen A S, Polzik E S. Quantum interface between light and atomic ensembles [J]. Review of Modern Physics, 2008, 82(2): 1041-1093.
- [5] Fujiwara M, Neitzke O, Schröder T, et al. Fiber-coupled diamond micro-waveguides toward an efficient quantum interface for spin defect centers [J]. ACS Omega, 2017, 2(10): 7194-7202.
- [6] Yao W, Liu R B, Sham L J. Theory of control of the spin-photon interface for quantum networks [J]. Physical Review Letters, 2005, 95(3): 030504.
- [7] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J, et al. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network [J]. Physical Review Letters, 1997, 78(16): 3221-3224.
- [8] Yao W, Liu R B, Sham L J. Theory of control of the dynamics of the interface between stationary and flying qubits [J]. Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics, 2005, 7(10): S318-S325.
- [9] Palomaki T A, Harlow J W, Teufel J D, et al. Coherent state transfer between itinerant microwave fields and a mechanical oscillator [J]. Nature, 2013, 495(7440): 210-214.
- [10] Mateen F, Brown B, Erramilli S, et al. Wireless actuation of bulk acoustic modes in micromechanical resonators [J]. Applied Physics Letters, 2016, 109(7): 073502.
- [11] Chen S Y, Niu X, Guo F L. Thermoelastic damping in micromechanical resonators operating as mass sensors [J]. European Journal of Mechanics—A/Solids, 2018, 71: 165-178.
- [12] Lammerink T S J, Elwenspoek M, Fluitman J H J. Frequency dependence of thermal excitation of micromechanical resonators [J]. Sensors & Actuators A: Physical, 2017, 27(1/2/3): 685-689.
- [13] Hong F Y, Chen L, Fu J L, et al. Quantum state transfer between remote nanomechanical qubits [J]. European Physical Journal D, 2015, 69(5): 1-6.
- [14] Pirkkalainen J M, Cho S U, Massel F, et al. Cavity optomechanics mediated by a quantum two-level system [J]. Nature Communications, 2015, 6: 6981.
- [15] Mi X, Cady J V, Zajac D M, et al. Strong coupling of a single electron in silicon to a microwave photon [J]. Science, 2016, 355(6321): 156-158.
- [16] Dunsworth A, Megrant A, Quintana C, et al. Characterization and reduction of capacitive loss induced by sub-micron josephson junction fabrication in superconducting qubits [J]. Applied Physics Letters, 2017, 111(2): 66-203.

- [17] Alaie S, Hossein-Zadeh M, Baboly M G, et al. Enhancing mechanical quality factors of micro-toroidal optomechanical resonators using phononic crystals [J]. Journal of Microelectromechanical Systems, 2016, 25(2): 311-319.
- [18] 陈磊. 光-纳米机械量子接口[D]. 杭州: 浙江理工大学, 2016: 22-26.
- [19] Stannigel K, Rabl P, Sørensen A S, et al. Optomechanical transducers for quantum information processing [J]. Physical Review A, 2011, 84 (4): 042341.
- [20] Anetsberger G, Arcizet O, Unterreithmeier Q P, et al. Near-field cavity optomechanics with nanomechanical oscillators[J]. Nature Physics, 2009, 5(12): 909-914.
- [21] Shen Z S, Hong F Y. Electrically tunable quantum interfaces between photons and spin qubits in carbon nanotube quantum dots [J]. International Journal of Quantum Information, 2016, 14(8): 1023-1035.
- (责任编辑:康 锋)