

基于超导量子干涉仪与介观 LC 共振器耦合电路的量子通信

何锐[†]

(皖西学院材料与化工学院, 六安 237012)

(2011 年 3 月 29 日收到; 2011 年 4 月 28 日收到修改稿)

量子计算如何在实验上实现一直受到广泛关注. 包括超导 Josephson 结的小量子器件 (如超导量子干涉仪, SQUID) 是实现量子计算的一种非常具有发展前景的物理系统. 本文通过对 SQUID 和介观 LC 共振器耦合电路系统的 Cooper 对数 - 相量子化机制的讨论, 合理地调制参数, 由此导出了该耦合电路在两能级近似下的 J-C 模型形式, 并提出了一种基于此模型的可实现量子信息传递的方案. 根据此方案可以利用介观 LC 共振器为数据总线来执行两 SQUID 间电荷量子比特的传递.

关键词: Josephson 结, 电荷量子比特, J-C 模型, 量子通信

PACS: 03.67.Lx, 03.67.Hk, 74.50.+r

1 引言

众所周知, 如果能建成一台可用的量子计算机, 那么它将由一组耦合的两态量子系统组成^[1]. 量子计算如何在实验上实现一直受到广泛关注, 从 20 世纪 90 年代至今, 分别在腔量子电动力学、核磁共振、量子点、超导材料等物理体系中提出了很多理论方案^[2-7]. 大多数方案是从微观自由度来构造量子比特, 比如电子或原子核的自旋, 以及单个原子或离子的跃迁, 由于这些物理系统天然地与外界环境相隔绝, 如果不引入退相干, 则这些微观的实施方案退相干很慢而且难以耦合, 也难以控制.

包括超导 Josephson 结^[8-10]的小量子器件是实现量子计算的一种非常具有发展前景的“人工”物理系统. 由于这种量子器件容易被集成, 它们能容许在较大尺度集成的常规电子学器件中被设计和组装, 合适的 Josephson 结器件可以充当量子信息器件中的量子比特, 量子逻辑操作也容易执行^[2,11-14]. 超导量子比特的主要类型有电荷、相位和磁通量子比特, 它们都是基于 Josephson 结器件之上的, 已经在理论和实验上被广泛研究^[15-18].

考虑到量子电路的集成, 将量子比特结构同其他介观尺寸的电流元件联结起来是很有必要的^[19,20]. 最近, 吴超等^[21]提出一个新方案, 在此方案中, 两个被经典外场驱动的超导量子比特可用来执行量子门操作, 这两个超导量子比特分别与两个远距离的 LC 回路发生相互作用, 而这两个 LC 回路则是通过互感效应与另一个长 LC 回路连接起来的. 用此方案可实现量子态的转移.

梁宝龙等^[19]的工作是将超导量子干涉仪 (SQUID) 电荷量子比特同一个量子 LC 共振器耦合起来, 并给出了 Cooper 对数 - 相量子化的机制, 这个电路等效于将一个超导量子比特同一个量子化腔场耦合^[22]. 在梁宝龙等的工作基础之上, 我们将此电路系统的 Hamilton 量简化为标准的 J-C 模型, 进一步开发了 this 电路作为一个二能级系统实现量子计算的可能性. 最后我们将两个同样的电路系统并联起来, 给出了在两个相互对称的 SQUID 之间相互传递量子比特 (量子态) 的可能性方案. 这个方案相对来说简单易行, 即通过调节外磁场通量使 SQUID 与 LC 回路产生耦合或退耦^[23], 使存储在 SQUID 中的量子态发生转移, 这里 LC 共振

[†] E-mail: jrql@yahoo.cn

器充当了数据传输的总线, 从而实现了切实可行的量子通信.

2 模型

由文献 [19] 引入的介观回路系统 (如图 1 所示) 的 Hamilton 量

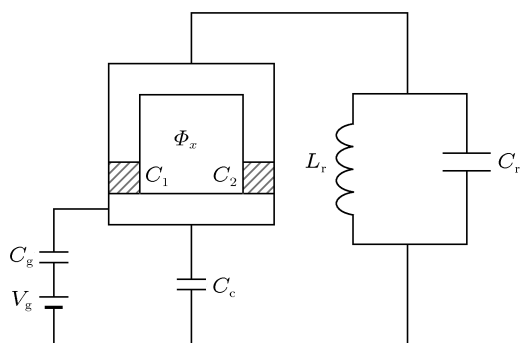


图 1 介观回路

$$H = H_j + H_r + H_{\text{int}}, \quad (1)$$

其中

$$H_j = 4E_{C,j}(n - N_g)^2 + 2E_j \left[1 - \cos\left(\frac{e}{\hbar}\Phi_x\right) \cos\varphi \right] - \frac{2N_g^2 e^2}{C_g}, \quad (2)$$

$$H_r = \frac{P_r^2}{2C_{r,\text{eff}}} + \frac{\Phi_r^2}{2L_r}, \quad (3)$$

$$H_{\text{int}} = \frac{2e}{C_{r,\text{eff}}} P_r (n - N_g), \quad (4)$$

H_j 是 SQUID 电荷量子比特系统的等效 Hamilton 量, H_r 是介观 LC 量子共振器的等效 Hamilton 量, H_{int} 是相互作用项. 值得注意的是 n 是 Coulomb 岛上多余的 Cooper 对数目, $N_g = C_g V_g / (2e)$ 是依赖于门电压 V_g 的一个可调参数.

按照标准的正则量子化规则, 有正则共轭量, n 和 φ , P_r 和 Φ_r , 它们相应的 Hermite 算符为 \hat{n} 和 $\hat{\varphi}$, \hat{P}_r 和 $\hat{\Phi}_r$, 并且它们满足下列对易关系

$$\begin{aligned} [\hat{\varphi}, \hat{n}] &= i, \\ [\hat{\Phi}_r, \hat{P}_r] &= [\hat{\Phi}_r, \hat{p}_r + 2N_g e] = i\hbar, \end{aligned} \quad (5)$$

则系统的 Hamilton 量算符可写为

$$\hat{H} = \hat{H}_j + \hat{H}_r + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (6)$$

\hat{H}_r 可以写成产生与湮灭算符 a^\dagger, a 的形式, 即

$$\hat{H}_r = \hbar\omega_r \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right), \quad (7)$$

其中 $\omega_r = \sqrt{1/C_{r,\text{eff}}L_r}$,

$$a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2C_{r,\text{eff}}\hbar\omega_r}} (C_{r,\text{eff}}\omega_r \hat{\Phi}_r - i\hat{P}_r), \quad (8)$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{2C_{r,\text{eff}}\hbar\omega_r}} (C_{r,\text{eff}}\omega_r \hat{\Phi}_r + i\hat{P}_r), \quad (9)$$

那么

$$\hat{P}_r = i\sqrt{\frac{C_{r,\text{eff}}\hbar\omega_r}{2}} (a^\dagger - a), \quad (10)$$

$$\hat{\Phi}_r = \sqrt{\frac{\hbar}{2C_{r,\text{eff}}\omega_r}} (a^\dagger + a), \quad (11)$$

则系统的 Hamilton 量算符可以写成

$$\begin{aligned} \hat{H} &= E_C (\hat{n} - N_g)^2 - E_J \cos \hat{\varphi} \\ &+ \hbar\omega_r a^\dagger a + ig'(a^\dagger - a)(\hat{n} - N_g), \end{aligned} \quad (12)$$

(12) 式省略了一些常数项, $E_J = 2E_j^0 \cos[(e/\hbar)\Phi_x]$ 是可用外加磁场通量 Φ_x 调制的项, $g' = e\sqrt{\hbar\omega_r/2C_{r,\text{eff}}}$, $E_C = 4E_{C,j}$. 把 (12) 式再写成电荷数态表象的形式

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \sum_n \left[E_C (n - N_g)^2 |n\rangle\langle n| \right. \\ &- \frac{E_J}{2} (|n+1\rangle\langle n| + |n\rangle\langle n+1|) \\ &+ ig'(a^\dagger - a)(n - N_g) |n\rangle\langle n| \left. \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

在 Cooper 对的电子能量 E_C 远远大于 Josephson 耦合能 E_J 和电子热运动能量 $k_B T$ 的情况, 这里只需要考虑两个低能量的电荷态 $n = 0, 1$ 的情况, 即态 $|0\rangle, |1\rangle$, 在此情况下

$$\begin{aligned} \hat{H} &= E_C [N_g^2 |0\rangle\langle 0| + (1 - N_g)^2 |1\rangle\langle 1|] \\ &- \frac{E_J}{2} (|0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|) \\ &+ ig'(a^\dagger - a)(|1\rangle\langle 1| - N_g), \end{aligned} \quad (14)$$

(14) 式的第一项可改写为

$$\begin{aligned} \hat{H}_1 &= E_C \left[\frac{1}{2} - N_g(1 - N_g) \right] (|0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|) + \\ &E_C \left(N_g - \frac{1}{2} \right) (|0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|). \end{aligned} \quad (15)$$

由于完备性关系: 单位矩阵 $\mathbf{I} = |0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|$, 故 (15) 式中的第一项可以作为常数项略去

$$\hat{H}_1 = E_C \left(N_g - \frac{1}{2} \right) \bar{\sigma}_z, \quad (16)$$

这里 $\bar{\sigma}_z$ 为赝自旋 Pauli 算符

$$\bar{\sigma}_z = |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|, \quad (17)$$

$$\bar{\sigma}_x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|, \quad (18)$$

对于 (14) 式的第三项, 可以这样处理, 也即

$$\begin{aligned}\hat{H}_3 &= ig'(a^+ - a)(|1\rangle\langle 1| - N_g) \\ &= ig'(a^+ - a)\left(\frac{|0\rangle\langle 0| + |1\rangle\langle 1|}{2}\right. \\ &\quad \left. - \frac{|0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1|}{2} - N_g\right) \\ &= ig'(a^+ - a)\left(-\frac{\bar{\sigma}_z}{2} + \frac{1}{2} - N_g\right).\end{aligned}\quad (19)$$

这样 (14) 式可以写成如下形式

$$\begin{aligned}\hat{H} &= E_C\left(N_g - \frac{1}{2}\right)\bar{\sigma}_z + \frac{E_J}{2}\bar{\sigma}_x \\ &\quad + ig'(a^+ - a)\left(-\frac{\bar{\sigma}_z}{2} + \frac{1}{2} - N_g\right),\end{aligned}\quad (20)$$

调节参量 $N_g = C_g V_g / 2e = 1/2$, 即调制门电压 $V_g = e/C_g$, 则 (20) 式的 Hamilton 量算符又可改写为

$$\hat{H} = \frac{E_J}{2}\bar{\sigma}_x + ig(a - a^+)\bar{\sigma}_z + \hbar\omega_r a^+ a, \quad (21)$$

上式已令 $g = g'/2$.

为了处理问题的方便, 可以选择基矢

$$|e\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle - |0\rangle), \quad (22)$$

$$|g\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle + |0\rangle). \quad (23)$$

经过变换, 我们可得

$$\begin{aligned}\sigma_x &= |e\rangle\langle g| + |g\rangle\langle e| \\ &= |0\rangle\langle 0| - |1\rangle\langle 1| = \bar{\sigma}_z,\end{aligned}\quad (24)$$

$$\begin{aligned}\sigma_z &= |e\rangle\langle e| - |g\rangle\langle g| \\ &= |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0| = \bar{\sigma}_x,\end{aligned}\quad (25)$$

则

$$\hat{H} = \hbar\omega_r a^+ a + \frac{E_J}{2}\sigma_z + ig(a - a^+)\sigma_x. \quad (26)$$

又有 $\sigma_x = \sigma_+ + \sigma_-$ ($\sigma_{\pm} = \frac{\sigma_x \pm i\sigma_y}{2}$), 则

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hbar\omega_r a^+ a + \frac{E_J}{2}\sigma_z \\ &\quad + ig(a - a^+)(\sigma_+ + \sigma_-).\end{aligned}\quad (27)$$

在旋波近似 (RWA) 下, 可略去迅速振荡项 $a\sigma_-$ 和 $-a^+\sigma_+$ 项, 则

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \hbar\omega_r a^+ a + \frac{E_J}{2}\sigma_z \\ &\quad - ig(a^+\sigma_- - a\sigma_+),\end{aligned}\quad (28)$$

这样就得到了 J-C 模型的标准形式.

3 量子态的转移

接下来我们要做的工作是如何在图 2 所示的超导介观回路中实现量子态的转移.

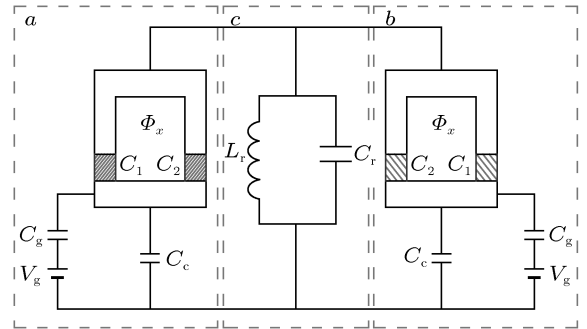


图 2 对称介观回路

图 2 所示是一个对称回路系统, 两个完全相同的 SQUID (a, b) 并联在 LC 介观电路的左右两边. 我们要做的工作是将 a 部分储存的量子比特的信息转移到 b 部分. 这里将以介观 LC 回路当作传输量子比特的数据总线. 那么如何通过这个回路实现将 SQUID- a 的量子态 $c_e|e\rangle_a + c_g|g\rangle_a$ 转移到 SQUID- b 上呢? 也就是怎样将 $c_e|e\rangle_a + c_g|g\rangle_a \rightarrow c_e|e\rangle_b + c_g|g\rangle_b$.

为了实现上述目的, 首先我们假定 a, b, c 三个子系统分别被独立地初始化为

$$a : c_e|e\rangle_a + c_g|g\rangle_a \quad b : |g\rangle_b \quad c : |0\rangle_c,$$

即 a 处于 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 的叠加态, b 处于基态, LC 回路 (共振器) 也处于基态. 那么整个系统的初态可写为

$$(c_e|e\rangle_a + c_g|g\rangle_a) \otimes |g\rangle_b \otimes |0\rangle_c. \quad (29)$$

可以将 (29) 式写为

$$\begin{aligned}(c_e|e\rangle_a + c_g|g\rangle_a) \otimes |g, 0\rangle_b \\ = (c_e|e, 0\rangle_a + c_g|g, 0\rangle_a) \otimes |g\rangle_b.\end{aligned}\quad (30)$$

然后, 我们分析 SQUID- a 与 LC 回路的耦合随时间演化的情况, 根据 J-C 模型, 令 $E_J/2 = \hbar\omega_0$, $\Delta = \omega_r - \omega_0$, 则有

$$\begin{aligned}|e, n-1\rangle &= -\cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|\phi_n^+\rangle \\ &\quad + \sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|\phi_n^-\rangle,\end{aligned}\quad (31)$$

$$\begin{aligned}|g, n\rangle &= \sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|\phi_n^+\rangle \\ &\quad + \cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|\phi_n^-\rangle,\end{aligned}\quad (32)$$

其中

$$|\phi_n^+\rangle = -\cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|e, n-1\rangle + \sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|g, n\rangle, \quad (33)$$

$$|\phi_n^-\rangle = \sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|e, n-1\rangle + \cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right)|g, n\rangle, \quad (34)$$

$|\phi_n^\pm\rangle$ 是 J-C 模型哈密顿量的本征态, 也称缀饰态 (dressed states). 这里 $\cos\left(\frac{\theta_n}{2}\right) = \sqrt{\frac{\Omega_n - \Delta}{2\Omega_n}}$, $\sin\left(\frac{\theta_n}{2}\right) = \sqrt{\frac{\Omega_n + \Delta}{2\Omega_n}}$, $\Omega_n = \sqrt{\Delta^2 + 4ng^2}$ 被称为 Rabi 频率. 对于初始态 $|\psi_{a+c}(0)\rangle = |e, 0\rangle_a$ 将随时间以如下形式演化

$$\begin{aligned} |\psi_{a+c}(t)\rangle &= -\cos\left(\frac{\theta_1}{2}\right)e^{-i\Omega_1 t/2}|\phi_1^+\rangle \\ &+ \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right)e^{i\Omega_1 t/2}|\phi_1^-\rangle \\ &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right) - i\cos\theta_1 \sin\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)\right)|e, 0\rangle_a \\ &+ i\sin\theta_1 \sin\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)|g, 1\rangle_a. \end{aligned} \quad (35)$$

令 $\theta_1 = \pi/2$, 则得 $\Delta = 0$, $\Omega_1 = 2g$,

$$|\psi_{a+c}(t)\rangle = \cos\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)|e, 0\rangle_a + i\sin\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)|g, 1\rangle_a. \quad (36)$$

设 $\Omega_1 \tau/2 = g\tau = \pi/2$, $\tau = \pi/2g$, 则经过时间 τ 后

$$|\psi_{a+c}(\tau)\rangle = |g, 1\rangle_a. \quad (37)$$

由于 $H|g, 0\rangle = 0$, 态 $|g, 0\rangle_a$ 不随时间演化, 那么 (30) 式的态经过时间 τ 后, 演化为

$$\begin{aligned} &(c_e|e, 0\rangle_a + c_g|g, 0\rangle_a) \otimes |g\rangle_b \\ &\rightarrow (c_e|g, 1\rangle_a + c_g|g, 0\rangle_a) \otimes |g\rangle_b. \end{aligned} \quad (38)$$

(38) 式又可写为

$$(c_e|g, 1\rangle_b + c_g|g, 0\rangle_b) \otimes |g\rangle_a. \quad (39)$$

这时候立刻将 SQUID-*a* 部分的 E_J 通过调节外磁场 Φ_x 调制, 使得 $\Delta = \omega_r - \omega_0 = \omega_r - E_J/2\hbar$ 远远大于 g , 则将 SQUID-*a* 和 LC 回路退耦, 再调制 SQUID-*b* 与 LC 回路产生耦合.

对于态 $|\psi_{b+c}(0)\rangle = |g, 1\rangle_b$ 将随时间以下面形式演化

$$\begin{aligned} |\psi_{b+c}(t)\rangle &= \sin\left(\frac{\theta_1}{2}\right)e^{-i\Omega_1 t/2}|\phi_1^+\rangle \\ &+ \cos\left(\frac{\theta_1}{2}\right)e^{i\Omega_1 t/2}|\phi_1^-\rangle \\ &= \left(\cos\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right) + i\cos\theta_1 \sin\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)\right)|g, 1\rangle_b \\ &+ i\sin\theta_1 \sin\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)|e, 0\rangle_b. \end{aligned} \quad (40)$$

令 $\theta_1 = \pi/2$, 则得 $\Delta = 0$, $\Omega_1 = 2g$, 则

$$\begin{aligned} |\psi_{b+c}(t)\rangle &= \cos\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)|g, 1\rangle_b \\ &+ i\sin\left(\frac{\Omega_1 t}{2}\right)|e, 0\rangle_b. \end{aligned} \quad (41)$$

同样, 设 $\Omega_1 \tau/2 = g\tau = \pi/2$, $\tau = \pi/2g$, 则经过时间 τ 后

$$|\psi_{b+c}(\tau)\rangle = |e, 0\rangle_b. \quad (42)$$

由 (39) 式

$$\begin{aligned} &(c_e|g, 1\rangle_b + c_g|g, 0\rangle_b) \otimes |g\rangle_a \\ &\rightarrow (c_e|e, 0\rangle_b + c_g|g, 0\rangle_b) \otimes |g\rangle_a \\ &= (c_e|e\rangle_b + c_g|g\rangle_b) \otimes |g\rangle_a \otimes |0\rangle_c. \end{aligned} \quad (43)$$

通过这个方案, 就能实现将 SQUID-*a* 部分储存的量子比特信息转移到 SQUID-*b* 部分.

4 结论

通过文献 [19] 给出的 Hamilton 量算符形式导出了 SQUID 和介观 LC 共振器并联电路在两低能态 $|0\rangle, |1\rangle$ 近似情况下的 J-C 模型, 这说明此电路作为一个二能级系统实现量子计算成为可能. 可以看到, 在上述推导过程中合理地调制门电压 V_g 是一个很重要的步骤, 而且在实验上也易于操控. 通过这个模型可以实现以介观 LC 共振器为数据总线的两 SQUID 间电荷量子比特的传递, 这个方案在实验上的实现有赖于调节外磁场 Φ_x 以调制 Josephson 耦合能 E_J 使 SQUID 与 LC 回路产生退耦或耦合, 这在实验技术上应该不是很困难的. 相信将来人们可以借鉴这个方案来实现基于超导量子比特的量子通信.

- [1] Pashkin Y A, Yamamoto T, Astafiev O, Nakamura Y, Averin D V, Tsai J S 2003 *Nature* **421** 823
- [2] Makhlin Y, Schön G, Shnirman A 1999 *Nature* **398** 305
- [3] Shor W, Vandersypen L M K, Steffen M 2001 *Nature* **414** 883
- [4] Duan L M, Kuzmich A, Kimble H J 2003 *Phys. Rev. A* **67** 032305
- [5] Gulde S, Riebe M, Lancaster G P T, Becher C, Eschner J, Häffner H, Schmidt-Kaler F, Chuang I L, Blatt R 2003 *Nature* **421** 48
- [6] Ciric J I, Zoller P 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 4091
- [7] Turchette Q A, Hood C J, Lange W, Mabuchi H, Kimble H J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4710
- [8] Josephson B D 1962 *Phys. Lett.* **1** 251
- [9] Vourdas A 1994 *Phys. Rev. B* **49** 12040
- [10] Vourdas A 1996 *J. Mod. Opt.* **43** 2105
- [11] Nakamura Y, Pashkin Y A, Tsai J S 1999 *Nature* **398** 786
- [12] Ioffe L B, Geshkenbein V B, Feigelman M V, Fauchère A L, Blatter G 1999 *Nature* **398** 679
- [13] Mun D K, Sam Y C 2007 *Phys. Rev. B* **75** 134514
- [14] Zagoskin A M, Ashhab S, Johansson J R, Nori F 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 077001
- [15] Bouchiat V 1999 *J. Superconduct.* **12** 789
- [16] Shirman A, Schön G, Hermon Z 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2371
- [17] You J Q, Lam C H, Zheng H Z 2001 *Phys. Rev. B* **63** 180501
- [18] Wu S H, Hu M L, Li J, Hui X Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 010302 (in Chinese) [吴世海, 胡明亮, 李季, 惠小强 2011 物理学报 **60** 010302]
- [19] Liang B L, Wang J S, Fan H Y, Meng X G 2008 *Chin. Phys. Lett.* **25** 3753
- [20] Liang B L, Wang J S, Meng X G, Su J 2010 *Chin. Phys. B* **19** 010315
- [21] Wu C, Fang M F, Xiao X, Li Y L, Cao S 2011 *Chin. Phys. B* **20** 020305
- [22] Li Z X, Zou J, Cai J F, Shao B 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1580 (in Chinese) [李照鑫, 邹健, 蔡金芳, 邵彬 2006 物理学报 **55** 1580]
- [23] Liu Y X, Sun C P, Nori F 2006 *Phys. Rev. A* **74** 052321

Quantum communication based on the circuit coupled by SQUID and mesoscopic LC resonator

He Rui[†]

(College of Material and Chemical Engineering, West Anhui University, Luan 237012, China)

(Received 29 March 2011; revised manuscript received 28 April 2011)

Abstract

The topic about how to realize quantum computation has aroused great interest of many people. The small quantum device including Josephson junction (e.g. SQUID) is a very promising physical system to realize quantum computation. In this paper, through the discussion about the Cooper-pair number-phase quantization scheme of the circuit system coupled by SQUID and mesoscopic LC resonator, and through the rational modulation of the parameter, we derive the J-C model of this coupled circuit under the condition of two-level approximation. According to on this model, we propose a protocol which can realize the transfer of quantum information. According to this protocol, we can carry out the transfer of the charge qubits between the two SQUIDs by utilizing the mesoscopic LC resonator as the data bus.

Keywords: Josephson junction, charge qubit, J-C model, quantum communication

PACS: 03.67.Lx, 03.67.Hk, 74.50.+r

[†] E-mail: jrql@yahoo.cn