DOI:10.19789/j.1004-9398.2015.05.008



# 一维耦合共振波导中单光子的传输

兰 丽 丽

(首都师范大学,北京 100048)

## 摘 要

研究了单光子在一维耦合微腔中的传输,在理论上提出了一维耦合共振波导中单光子传输的可调方案.

**关键词:** J-C 哈密顿量,Schrödinger 方程,一维耦合共振波导,单光子传输.

**中图分类号:** O413

近几年来,随着纳米—光学技术的快速发展,许多光子[1]信息过程已经通过集成的固态量子器件在实验室实现. 例如半导体微腔[2]和超导传输线性共振腔[3-6]. 耦合共振波导(CRW)具有激光选址单个晶格位置准确、方便,而且原子被俘获在腔中的时间相对较长,便于编码量子信息的特点. 因此这一研究领域获得了大量理论和实验物理学家的关注.

在耦合共振波导(CRW)中,已经提出很多方案用来实现量子交换. 例如通过控制可调的两能级系统[7,8]进而控制单光子在一维腔中的传输. 实验上,纳米机械共振腔[9-11]的研究也取得了很大的进步. 在高频率纳米机械共振腔的制造方面,简单结构的纳米横杆,其振动频率已经可以做到 1 GHz. 另外,康奈尔大学的 Schwab 研究组正在实现观测纳米机械共振腔的相干叠加态和利用辅助系统来实现对纳米机械共振腔的相干操纵. 本文中,理论上提出了一维耦合共振波导中单光子传输的可调方案,同时研究了单光子在腔中的传输.

## 1 模 型

考虑由 $N$ 个空腔组成的一维耦合共振波导,中间的光腔中放置一个双能级原子系统,则 CRW 的 Hamiltonian 可表示如下:

$$H_C = \omega\sum_{j=\infty}^{\infty} a_j^* a_j - \varepsilon\sum_{j=-\infty}^{\infty}(a_j^* a_{j+1} + H.C.) \quad (1)$$

其中任何两个近邻腔的耦合强度为 $\varepsilon$,描述了光子从一个腔到另一个腔的传输能力. 为了方便计算,假定所有腔的共振频率都是 $\omega$,且令 $\hbar = 1$. 式(1)描述了一个紧束缚玻色模,满足如下色散关系[12]:

$$\Omega_K = \omega - 2\varepsilon\cos(kd) \quad (2)$$

在以下的讨论中,设晶格常量为单位 1,上面的色散形成一个能带. 假设每个原子具有两个能级,分别为基态 $|g\rangle$ 和激发态 $|e\rangle$. 为了讨论的方便,取中间腔所在的位置为坐标原点,如图 1 所示,同时设中间腔中上面原子的频率为 $\upsilon_1$,下面原子的频率为 $\upsilon_2$,在旋转波近似下,中间腔以及两个原子相互作用的哈密顿量可以用 Jaynes-Cummings 哈密顿量表示如下:

$$H_I = \sum_{l=1,2}[\upsilon_l |e\rangle_l\langle e| + J_l(|e\rangle_l\langle g| a_0 + H.C.)] \quad (3)$$

其中 $J_l$ 是中间腔与第 $l$ 个原子的耦合强度,$l = 1,2$.



图 1 单光子在一维线性耦合共振波导中的传输,中间腔中放置一个两原子组成的双能级系统.

为了讨论一维单光子的散射问题,考虑以下相互排斥的情况:单光子在腔内传播,或单光子被腔中任何一个原子吸收. 以上考虑的情况,系统总哈密顿量 $H$ 的稳态形式如下:

$$|\Omega_k\rangle = \sum_j y_k(j) a_j^* |0gg\rangle + y_{1e}^k |0eg\rangle + y_{2e}^k |0ge\rangle \quad (4)$$

收稿日期:2014-10-08



(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

其中 Dirack 括号内的第一个数字 0 表示所有的腔场都处于真空态. 参量 $y_k(j)$ 表示在第 $j$ 个腔中找到光子的概率幅. $y_{le}^k$ 是表示第 $l$ 个原子处于激发态而另一个原子处于基态并且所有腔场都处在真空态的概率. 稳态 $|\Omega_k\rangle$ 包含了上面所考虑的情况. 通过 Schrödinger 方程,单光子的散射过程可计算如下:

$H|\Omega_k\rangle = (H_c + H_I)|\Omega_k\rangle = \Omega_k|\Omega_k\rangle$,即

$$\omega\sum_{j=-\infty}^{\infty} y_k(j)a_j^*|0gg\rangle - \varepsilon\sum_{j=-\infty}^{\infty} y_k(j+1)a_j^*|0gg\rangle - \varepsilon\sum_{j=-\infty}^{\infty} y_k(j)a_{j+1}^*|0gg\rangle + v_1y_{1e}^k|0eg\rangle + J_1y_k(0)|0eg\rangle + J_1y_{1e}^k a_j^*\delta_{j,0}|0gg\rangle + v_2y_{2e}^k|0ge\rangle + J_2y_k(0)|0ge\rangle + J_2y_{2e}^k a_j^*\delta_{j,0}|0gg\rangle = \Omega_k\sum_j y_k(j)a_j^*|0gg\rangle + \Omega_k y_{1e}^k|0eg\rangle + \Omega_k y_{2e}^k|0ge\rangle \quad (5)$$

化简得

$$\begin{cases}\omega y_k(j) - \varepsilon y_k(j+1) - \varepsilon y_k(j-1) + J_1y_{1e}^k\delta_{j,0} + J_2y_{2e}^k\delta_{j,0} = \Omega_k y_k(j)\\ v_1y_{1e}^k + J_1y_k(0) = \Omega_k y_{1e}^k\\ v_2y_{2e}^k + J_2y_k(0) = \Omega_k y_{2e}^k\end{cases} \quad (6)$$

由(6)中的第二式和第三式得

$$y_{1e}^k = \frac{J_1y_k(0)}{\Omega_k - v_1} = G_{k1}y_k(0) \quad (7)$$

$$y_{2e}^k = \frac{J_2y_k(0)}{\Omega_k - v_2} = G_{k2}y_k(0) \quad (8)$$

将(7),(8)式代入(6)中的第一式可得

$$(\omega - \Omega_k)y_k(j) + J_1G_{k1}y_k(0)\delta_{j,0} + J_2G_{k2}y_k(0)\delta_{j,0} = \varepsilon[y_k(j+1) + y_k(j-1)] \quad (9)$$

当 $j = 0$ 时,式(9)可化简为

$$(\omega - \Omega_k)y_k(0) + J_1G_{k1}y_k(0) + J_2G_{k2}y_k(0) = \varepsilon[y_k(1) + y_k(-1)] \quad (10)$$

当 $j \neq 0$ 时,式(9)可化简为

$$(\omega - \Omega_k)y_k(j) = \varepsilon[y_k(j+1) + y_k(j-1)] \quad (11)$$

为了不失一般性,假定单光子从耦合共振腔的左侧入射,且令光子的入射频率 $\omega_p = \Omega_k$,则方程(9)描述了在 $j = 0$ 处具有奇异势的本征函数 $y_k(j)$. 在 $j \neq 0$ 的区域,势能为零,方程(11)的解是波矢为 $k$ 的平面波函数,设光子的概率幅值 $y_k(j)$ 具有以下解的形式

$$y_k(j) = \begin{cases}e^{ikj} + re^{-ikj}, & j < 0\\ te^{ikj}, & j > 0\end{cases} \quad (12)$$

其中 $r$ 和 $t$ 分别表示光子的反射和透射系数.

考虑原子的跃迁频率 $v_l$ 在范围 $[\omega - 2\varepsilon, \omega + 2\varepsilon]$ 内变化. 在图 2 中考虑了势能随入射光子能量 $\Omega_k$ 变化的所有九种情况 $(a) \to (e)$,并且给出了详细的说明,在以下的讨论中假设 $v_1 < v_2$.

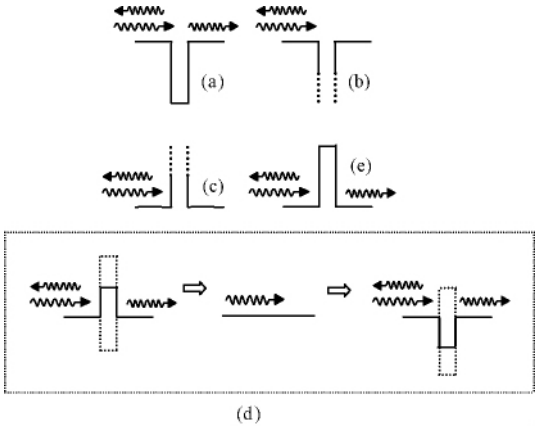



图 2 单光子的散射过程. 水平方向表示沿着耦合共振腔的位置,垂直方向表示势能. 图(b),(c)中的虚线表示无限势阱或势垒. 在图(d)中虚线表示单原子的有限势能,而实线表示两个原子的有效势能.

当光子的能量小于两个原子的跃迁能级时,即 $\Omega_k < v_1 < v_2$,如图 2a,在 $j = 0$ 处两个相互吸引的 $\delta$ 势阱相增叠加. 随着光子能量的不断增大,当 $\Omega_k$ 趋近于 $v_1$ 时,如图 2b 所示,位于 $j = 0$ 处的势阱趋于负无穷大. 可是,当 $\Omega_k$ 从右趋近于 $v_1$ 时,如图 2c,势阱突然变成一个无穷势垒. 当入射光子的能量进一步增大,位于 $v_1$ 和 $v_2$ 之间时,即 $v_1 < \Omega_k < v_2$,如图 2d,包括三种情况:当 $J_1|G_{k1}| > J_2|G_{k2}|$ 时,可以看到原子 1 形成的有限势垒和原子 2 形成的有限势阱在 $j = 0$ 处相消叠加,形成一个有效的有限势垒;当 $J_1|G_{k1}| = J_2|G_{k2}|$ 时,有效势为零,光子全透射. 随着光子能量 $\Omega_k$ 的逐步增大,当 $J_1|G_{k1}| < J_2|G_{k2}|$,原子 1 形成的有限势阱和原子 2 形成的有限势垒在 $j = 0$ 处相消叠加,最终形成一个有效的有限势阱. 如果光子的能量仍在增加,且无限接近于 $v_2$ 时,一个有效的无穷势阱在 $j = 0$ 处形成,类似于图 2b. 可是,当 $\Omega_k$ 从右无限趋近于 $v_2$ 时,则形成类似于图 2c 的无穷势垒. 当光子的能量大于两个原子的跃迁能级时,即 $v_1 < v_2 < \Omega_k$ 时,两个相互排斥的 $\delta$ 势垒在 $j = 0$ 处相增叠加,如图 2e 所示.

通过以上分析可知,中心散射是否形成有效吸引力或排除力,取决于失谐参量 $\Delta(\Delta = \Omega_k - v_l)$ 和原子与相应的近邻腔之间的耦合强度. 以上是定性



(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

的分析了耦合共振腔对单光子的传输情况,下面定量的分析一下当原子的跃迁能级在能带 $[\omega - 2\varepsilon, \omega + 2\varepsilon]$ 之外,单光子的传输情况.

根据连续性条件 $y_k(0^+) = y_k(0^-)$ 以及本征值方程

$$(\Omega_k - \omega) y_k(0) + \varepsilon [y_k(1) + y_k(-1)] = J_1 G_{k1} y_k(0) + J_2 G_{k2} y_k(0) \tag{13}$$

可以得到光子的反射系数为

$$r = \frac{J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2}}{2i\varepsilon \sin k - J_1 G_{k1} - J_2 G_{k2}} \tag{14}$$

同时计算得到

$$R = \frac{(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2})^2}{(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2})^2 + (2\varepsilon \sin k)^2} \tag{15}$$

$$T = \frac{(2\varepsilon \sin k)^2}{(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2})^2 + (2\varepsilon \sin k)^2} \tag{16}$$

其中 $R = |r|^2$, $T = 1 - R$. 对于原子的跃迁能级在能带 $[\omega - 2\varepsilon, \omega + 2\varepsilon]$ 之外,在耦合腔中传输的单光子不可能激发原子,根据能量守恒定律,则光子出现在散射腔的对侧,且其能量保持不变.

利用式(15)和(16),得到 $R$ 和 $T$ 随入射光子波数 $k(-\pi \leqslant k \leqslant \pi)$ 变化的函数,如图 3 所示.

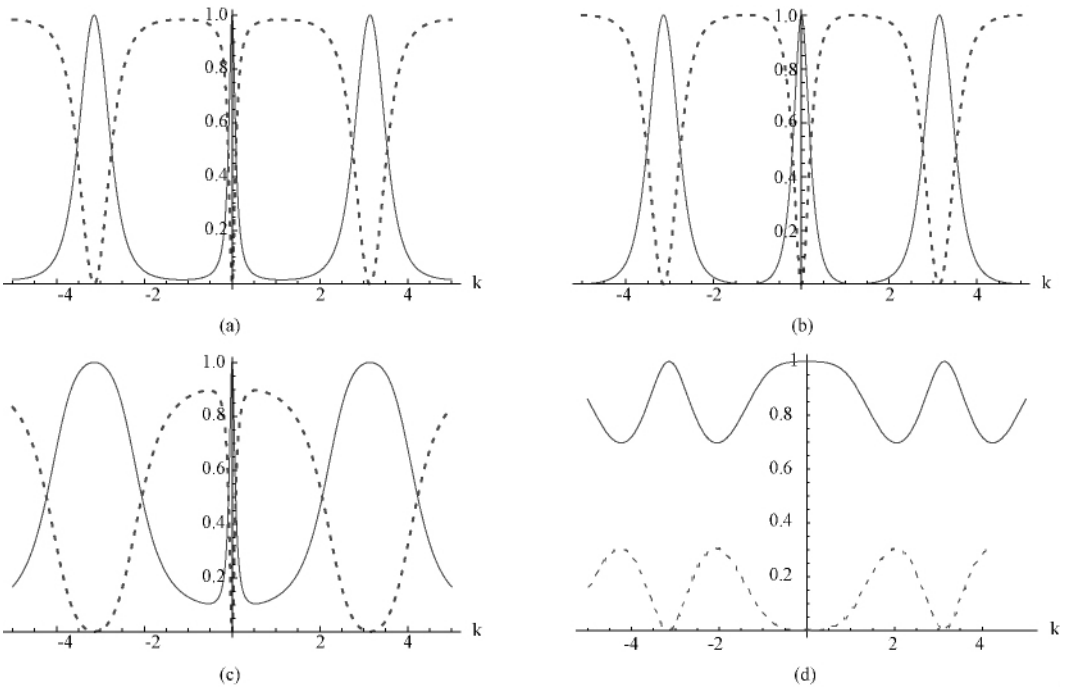



图 3　光子的反射 $R = |r|^2$ 和透射 $T = 1 - R$ 作为波矢 $k$ 的函数. 函数中涉及到的参数都是以晶格常数 1 为单位,设腔能 $\omega = 5$,跳跃能 $\varepsilon = 1$,其中实线表示 R,虚线表示 T. (a) $v_1 = v_2 = 8$,两个原子与腔的耦合强度分别为 $J_1 = 0.5$, $J_2 = 0.8$;(b) $v_1 = 2$, $v_2 = 8$, $J_1 = 0.8$, $J_2 = 1$;(c) $v_1 = 2$, $v_2 = 8$, $J_1 = 0.8$, $J_2 = 2$;(d) $v_1 = 2$, $v_2 = 2.5$, $J_1 = 0.5$, $J_2 = 3$.

从图中不难发现,对于 $J_1$ 和 $J_2$ 都不为零的情况下,反射系数 $R = 1$ 总是出现在 $k = 0, \pm\pi$ 处,而且全反射完全不随腔和原子耦合强度 $J_l$ 以及原子的跃迁频率 $v_l(l = 1, 2)$ 而变化. 这一现象可解释如下:首先,能带(2)是一个周期函数,其作用类似于光子滤波片,其传输的光子具有一定的频率限制,入射光子的能量在能带之外,则光子不会与耦合腔相互作用. 因此,光子的群速度在区域边界或带边缘消失. 其次,当原子的跃迁能级 $v_l$ 在能带之外,则不可能形成无限的 $\delta$ 势阱或势垒,因此全反射不可能发生,除 $k = 0, \pm\pi$ 之外. 同时,在图中可以看到,光子的反射系数主要依赖于原子和腔的耦合强度,当两个原子与腔的耦合强度 $J_l$ 都不断增大时,反射系数也在不断增大,受到原子跃迁频率的影响不是很明显.

## 2　可调的一维耦合共振波导

通过上面的分析可以看到,单光子的相干传输受到系统多个因素的影响,因此可以通过调节近邻腔之间的耦合强度或是调节腔的共振频率来控制单光子的传输. 下面将具体讨论这两种调控系统.

### 2.1　频率可调的一维耦合波导阵列

对于频率可调的 CRW,如图 4a 所示,体系的总哈密顿量可表示如下:



(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

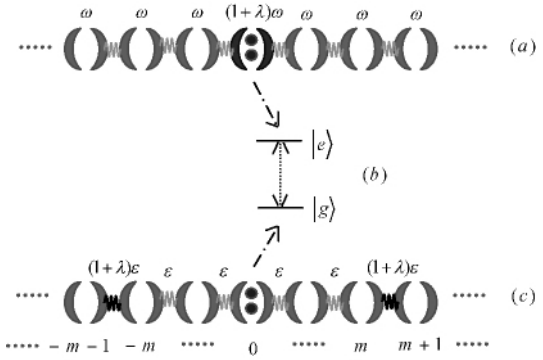



图 4 一维耦合波导阵列;(a) 中间腔位于 $j = 0$ 处,具有一个可调频率 $(1 + \lambda)\omega$,其中 $\lambda$ 是一个可调参量,用来控制单光子在 CRW 中的传输;(b) 两个双能级原子位于中间腔中;(c) 中间腔两侧对称位置上有两个可调的近邻腔的耦合强度 $(1 + \lambda)\varepsilon$,$\lambda$ 同样是一个可控参量.

$$H_{CCA} = \lambda\omega a_0^+ a_0 + \sum_{j=-\infty}^{\infty} \omega a_j^+ a_j - \varepsilon \sum_{j=-\infty}^{\infty} (a_j^+ a_{j+1} + a_j a_{j+1}^+) + \sum_{l=1,2} [v_l |e\rangle_l \langle e| + J_l (|e\rangle_l \langle g| a_0 + H.C.)]$$

系统的本征态记作 $\Omega_k$,表达式见(4),其中系数 $y_k(j)$ 由以下方程决定

$$\lambda\omega y_k(j)\delta_{j,0} + (\omega - \Omega_k) y_k(j) + y_k(j)\delta_{j,0} \sum_{l=1,2} J_l G_{kl} = \varepsilon [y_k(j+1) + y_k(j-1)] \quad (17)$$

其中格林函数 $G_{kl} = \dfrac{J_l}{\Omega_k - v_l}$ 通过关系式 $y_{le}^k = \dfrac{J_l}{\Omega_k - v_l} y_k(0)$ 获得. 则由(17)可得

$$[\lambda + 1)\omega - \Omega_k] y_k(0) + y_k(0) \sum_{l=1,2} J_l G_{kl} = \varepsilon [y_k(1) + y_k(-1)] \quad (18)$$

根据系统的对称性,假定方程(18)具有如下解的形式

$$y_k(j) = \begin{cases} e^{ikj} + re^{-ikj}, j < 0 \\ te^{ikj}, j > 0 \end{cases} \quad (19)$$

通过计算可得

$$t = \frac{2i\varepsilon \sin k}{2i\varepsilon \sin k - \lambda\omega - J_1 G_{k1} - J_2 G_{k2}} \quad (20)$$

同时计算得到

$$R = \frac{(\lambda\omega + J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2})^2}{(2\varepsilon \sin k)^2 + (\lambda\omega + J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2})^2} \quad (21)$$

$$T = \frac{(2\varepsilon \sin k)^2}{(2\varepsilon \sin k)^2 + (\lambda\omega + J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2})^2} \quad (22)$$

利用式(21)和(22),得到 $R$ 和 $T$ 随入射光子波数 $k$ 和调谐参量 $\lambda$ 变化的函数图像,如图 5 所示.

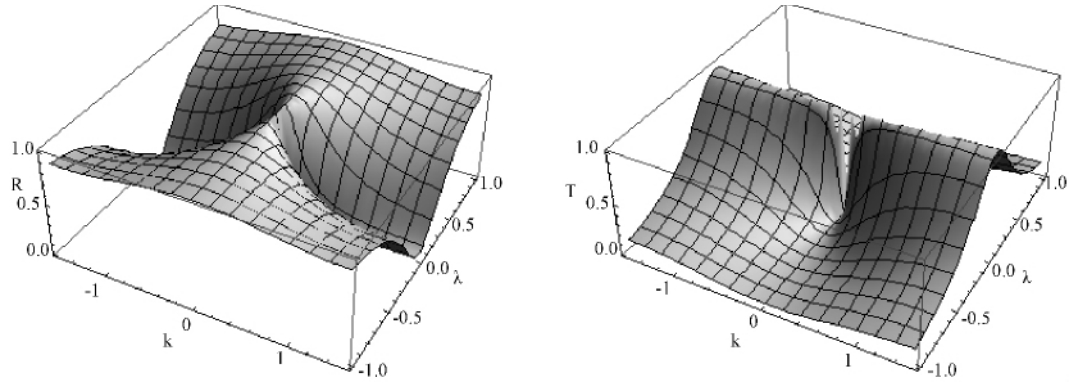



图 5 反射系数 $R$ 和透射系数 $T$ 随入射光子波数 $k(-\pi \leqslant k \leqslant \pi)$ 和调谐参量 $\lambda(-1 < \lambda < 1)$ 变化的三维图,设定 $\omega = 5, \varepsilon = 1, J_1 = 0.5, J_2 = 0.8, v_1 = v_2 = 8$. 其中左图为反射图,右图为透射图.

为了方便比较,选取三组不同的调谐参量 $\lambda$,如下图所示.

通过对图 5 分析可知,调谐参量 $\lambda$ 取互为相反数时,并不影响光子的反射与透射,即对 CRW 进行正的调节和反调节都可以达到相同的控制效果. 因此,在比较时选取 $\lambda$ 为正值,具有普遍的意义. 从图 6 中可以看到,随着调谐参量 $\lambda$ 不断增大,光子的反射系数不断增加,但全反射的发生不受 $\lambda$ 的影响,而且对 $\lambda$ 的调节也不会影响到函数周期性的变化,通过对 $\lambda$ 的改变,完全可以达到对 CRW 中传输光子的控制.

## 2.2 耦合强度可调的一维耦合波导阵列

如图 4c 所示,一维耦合腔阵列,设中间腔所在的位置为坐标原点,两侧各有 $N$($N$很大) 个空腔. 我们假设每个腔的频率相同,令第 $m$ 个腔和第 $m+1$ 个腔的耦合强度为 $(1 + \lambda)\varepsilon$,第 $(-m)$ 个和第 $(-m-1)$ 个腔的耦合强度也是 $(1 + \lambda)\varepsilon$,其他近邻腔之间的耦合强度为 $\varepsilon$. 则系统的哈密顿量可写作



(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

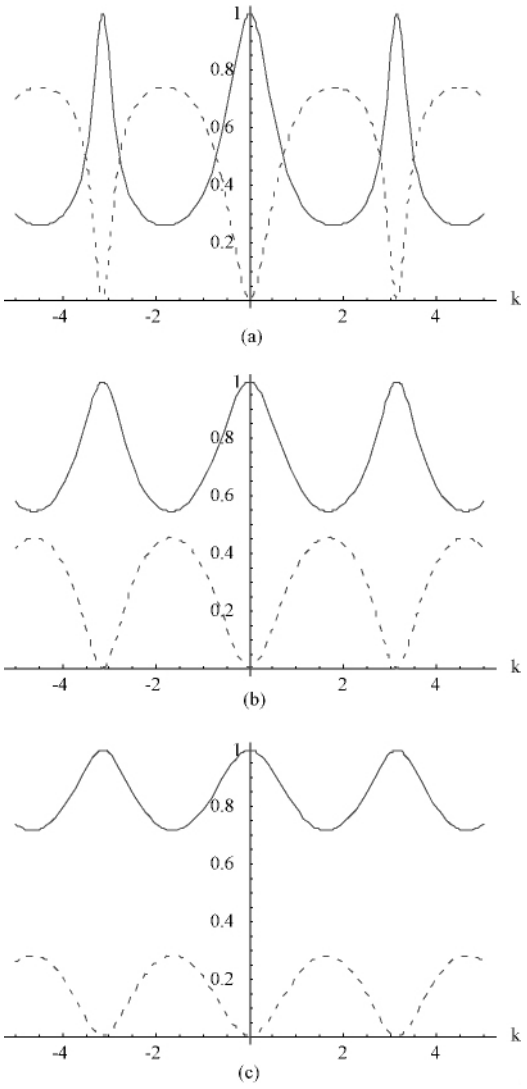



图 6　反射系数 $R$(实线)和透射系数 $T$(虚线)随入射光子 $k$ $(-\pi \leqslant k \leqslant \pi)$ 的变化图,设定 $\omega = 5, \varepsilon = 1, J_1 = 0.5, J_2 = 0.8$, $v_1 = v_2 = 8$;(a) 调谐参量 $\lambda = 0.3$ (b) $\lambda = 0.5$ (c) $\lambda = 0.7$.

$$H = \omega\sum_{j=-\infty}^{\infty} a_j^+ a_j - \varepsilon\sum_{j=-\infty}^{\infty}\left(a_j^+ a_{j+1} + a_{j+1}^+ a_j\right) - \lambda\varepsilon\sum_{l=1,2}\left(a_{(-1)^l m}^+ a_{(-1)^l(m+1)} + a_{(-1)^l(m+1)}^+ a_{(-1)^l m}\right) + \sum_{l=1,2}\left[v_l \mid e\rangle_l \langle e \mid + J_l\left(\mid e\rangle_l \langle g \mid a_0 + \mid g\rangle_l \langle e \mid a_0^+\right)\right]$$

系统的稳态如(4)所示. 根据 Schrödinger 方程有

$$\left[\omega\sum_{j=-\infty}^{\infty} a_j^+ a_j - \varepsilon\sum_{j=-\infty}^{\infty}\left(a_j^+ a_{j+1} + a_{j+1}^+ a_j\right) - \lambda\varepsilon\left(a_m^+ a_{m+1} + a_{m+1}^+ a_m\right) - \lambda\varepsilon\left(a_{-m-1}^+ a_m + a_{-m}^+ a_{-m-1}\right) + v_1 \mid e\rangle_1 \langle e \mid + J_1\left(\mid e\rangle_1 \langle g \mid a_0 + \mid g\rangle_1 \langle e \mid a_0^+\right) + v_2 \mid e\rangle_2 \langle e \mid + J_2\left(\mid e\rangle_2 \langle g \mid a_0 + \mid g\rangle_2 \langle e \mid a_0^+\right)\right]\left[\sum_j y_k(j) a_j^+ \mid 0gg\rangle + y_{1e}^k \mid 0eg\rangle + y_{2e}^k \mid 0ge\rangle\right] = \Omega_k\left[\sum_j y_k(j) a_j^+ \mid 0gg\rangle + y_{1e}^k \mid 0eg\rangle + y_{2e}^k \mid 0ge\rangle\right]$$

化简整理可得

$$(\omega - \Omega_k) y_k(j) = \varepsilon\left[y_k(j+1) + y_k(j-1)\right] \quad j \neq -m-1, -m, 0, m, m+1 \tag{23}$$

$$\begin{cases} (\omega - \Omega_k) y_k(-m-1) = \varepsilon\left[(1+\lambda) y_k(-m) + y_k(-m-2)\right], j = -m-1 \\ (\omega - \Omega_k) y_k(-m) = \varepsilon\left[(1+\lambda) y_k(-m-1) + y_k(-m+1)\right], j = -m \\ (\Omega_k - \omega) y_k(0) + \varepsilon\left[y_k(1) + y_k(-1)\right] = J_1 y_{1e}^k + J_2 y_{2e}^k, j = 0 \\ (\omega - \Omega_k) y_k(m) = \varepsilon\left[(1+\lambda) y_k(m+1) + y_k(m-1)\right], j = m \\ (\omega - \Omega_K) y_k(m+1) = \varepsilon\left[(1+\lambda) y_k(m) + y_k(m+2)\right], j = m+1 \\ v_1 y_{1e}^k + J_1 y_k(0) = \Omega_k y_{1e}^k \\ v_2 y_{2e}^k + J_2 y_k(0) = \Omega_k y_{2e}^k \end{cases} \tag{24}$$

设方程(23)具有如下解的形式

$$y_k(j) = \begin{cases} e^{ikj} + re^{-ikj}, j \leqslant -m-1 \\ t_1 e^{ikj} + r_1 e^{-ikj}, -m \leqslant j < 0 \\ t_2 e^{ikj} + r_2 e^{-ikj}, 0 < j \leqslant m \\ te^{ikj}, j \geqslant m+1 \end{cases} \tag{25}$$

把方程(25)代入方程(24)中,整理可得

$$\begin{cases} \left(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2} + \varepsilon e^{ik}\right) t_1 + \left(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2} + \varepsilon e^{-ik}\right) r_1 = \varepsilon t_2 e^{ik} + \varepsilon r_2 e^{-ik} \\ t_1 + r_1 = t_2 + r_2 \\ t_1 e^{-ikm}\left[e^{-ik} - (1+\lambda) 2e^{ik}\right] + r_1 e^{ik(m+1)}\left[1 - (1+\lambda) 2\right] = -2i(1+\lambda) e^{-ikm} \sin k \\ t_2 e^{ik(m+1)}\left[1 - (1+\lambda) 2\right] = r_2 e^{-ikm}\left[(1+\lambda) 2e^{ik} - e^{-ik}\right] \end{cases}$$

通过计算和分析我们可知可调耦合 CRW 腔存在束缚态或共振态的条件如下:

$$\frac{\left[1 - (1+\lambda)^2\right]\left(2i\varepsilon \sin k + J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2}\right) + e^{-2ikm}\left[(1+\lambda)^2 - e^{-2ik}\right]\left(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2}\right)}{e^{-2ikm}\left[(1+\lambda)^2 - e^{-2ik}\right]\left(2i\varepsilon \sin k - J_1 G_{k1} - J_2 G_{k2}\right) - \left[1 - (1+\lambda)^2\right]\left(J_1 G_{k1} + J_2 G_{k2}\right)} = \frac{e^{-2ikm}\left[(1+\lambda)^2 - e^{-2ik}\right]}{1 - (1+\lambda)^2} \tag{26}$$



(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.　http://www.cnki.net

通过式(26)的共振条件,我们可以讨论在耦合强度可调的 CRW 中,有束缚态或共振态存在的条件,同时也可控制单光子在腔中的传输.

## 3 结 论

在本文中,研究了单光子在一维耦合微腔中的传输,其中在中间的微腔中放置两个双能级的原子,通过分析发现,光子在空腔中可以自由传输,当光子遇到有原子的实腔时,会发生全反射现象,双能级原子类似于一个反射镜,而且全反射的发生与腔本身的性质无关,只与入射光子的波数相关. 同时,提出了两种可调的控制方案,对于频率可调的情况,可以证明调谐参量 $\lambda$ 取互为相反数时,并不影响光子的反射与透射,即对 CRW 进行正的调节和反调节都可以达到相同的控制效果. 在 $\lambda$ 为正时,可以看到随着调谐参量 $\lambda$ 不断增大,光子的反射系数不断增加,但全反射的发生不受 $\lambda$ 的影响,而且对 $\lambda$ 的调节也不会影响到函数周期性的变化,通过对 $\lambda$ 的改变,完全可以达到对 CRW 中传输光子的控制;在耦合强度可调的情况下,也给出了相应的数值计算和共振条件的表达式.

## 参 考 文 献


[1] Kimble H J. The quantum internet [J]. Nature, 2008, 453:1028.

[2] K J. Optical microcavities [J]. Nature, 2003, 424 (6950):839 - 846.

[3] You J Q, Nori F. Superconducting circuits and quantum information [J]. Phys Today, 2005, 58 (11):42.

[4] Rakhmanov A L, Zagoskin A M, Savel'ev S, et al. Quantum metamaterials: Electromagnetic waves in a Josephson qubit line [J]. Phys Rev B, 2008, 77:144507.

[5] Schoelkopf R J, Girvin S M. Wiring up quantum systems [J]. Nature, 2008, 451:664.

[6] Tsomokos D I, Ashhab S, Nori F. Fully connected network of superconducting qubits in a cavity [J]. New J Phys, 2008, 10:113020.

[7] Zhou L, Gong Z R, Liu Y X, et al. Controllable Scattering of a Single Photon inside a One-Dimensional Resonator Waveguide [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101:100501.

[8] Liao J Q, Huang J F, Liu Y X, et al. Quantum switch for single-photon transport in a coupled superconducting transmission-line-resonator array [J]. Phys Rev A, 2009, 80:014301.

[9] Wallquist M, Shumeiko V S, Wendin G. Selective coupling of superconducting charge qubits mediated by a tunable stripline cavity [J]. Phys Rev B, 2006, 74:224506.

[10] Castellanos-Beltran M A, Irwin K D, Hilton G C, et al. Amplification and squeezing of quantum noise with a tunable Josephson metamaterial [J]. Nat Phys, 2008, 4:929.

[11] Castellanos-Beltrana M A, Lehnert K W. Widely tunable parametric amplifier based on a superconducting quantum interference device array resonator [J]. Appl Phys Lett, 2007, 91:083509.

[12] Zhou L, Gong Z R., Liu Y X, et al. Controllable scattering of a single photon inside a one-dimensional resonator waveguide [J]. Phys Rev Lett, 2008, 101:100501.


# Single-Photon Transport inside a One-Dimensional Coupled-Resonator Waveguide


Lan Lili

(Capital Normal University, Beijing 100048)



**Abstract**

We Analyze the transport of a single photon, which propagates in a one-dimensional coupled-resonator waveguide and propose that the single photon with arbitrary wave can transport in a controllable way in this system.



**Key words:** J-C hamiltonian, schrödinger equation, one-dimensional coupled-resonator waveguide, the transport of a single photon.




(C)1994-2020 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net