

单个二能级超冷原子在多个单模腔场间的 共振隧穿和光子辐射*

孙宇航^{1,2)} 李福利¹⁾

1) 西安交通大学应用物理系, 西安 710049)

2) 西安邮电学院应用数理系, 西安 710061)

(2005 年 7 月 6 日收到, 2005 年 7 月 23 日收到修改稿)

考虑单个二能级超冷原子穿过多个空间分离的单模腔场, 研究原子质心运动的动能、腔长和腔间距对原子透射率和光子辐射率的影响. 在腔间距等于原子质心运动 de Broglie 波的半波长整数倍时, 结果表明, 原子透射率和光子辐射率在多腔系统中出现多共振峰结构. 这一结果说明, 可以通过一系列腔的安排在宏观上实现对超冷原子质心运动波函数的调制.

关键词: 超冷原子, 单模腔场, 共振隧穿

PACC: 4250

1. 引 言

单原子微激射器作为研究原子与量子化光场相互作用量子特性的有效工具, 长期以来吸引了人们大量的关注. 利用单原子微激射器相继发现了坍塌-恢复^[1]、光子亚泊松分布^[2]、压缩态^[3-6]、量子跃迁^[7]和陷阱态^[8]等量子化光场独有的现象. 近年来, 人们发现如果微激射器中的原子束为超冷原子, 则微激射器会呈现出一系列全新的性质. Scully^[9-11]与其合作者研究了二能级超冷原子与一个高品质谐振腔中单模场的相互作用, 发现腔场与原子的相互作用对超冷原子质心运动的影响类似于一个粒子在势阱或势垒中的散射. Agarwal 等人^[12]研究了单个二能级超冷原子在两个高品质谐振腔间的量子隧穿, 发现原子的透射率与电子在量子阱中的隧穿非常类似. 由这些结果可以想象, 多个共轴排列的腔场对入射的超冷原子而言, 等效于一周期排列的势垒(阱), 像在晶体中电子运动的波函数受到晶格调制一样, 如果原子质心运动的 de Broglie 波的波长比腔长和腔间距还要大的话, 质心运动的波函数将会受到腔场的强烈调制, 从而产生新的效应. 基于这一物理思想, 本文考虑一个二能级超冷原子在多个空间分离的单模腔场间的隧穿, 研究原子质心运动的动能、腔长和

腔间距对原子穿透概率和辐射光子概率的影响.

2. 模 型

图 1 是由一个二能级原子与 N 个高品质单模腔构成的系统. 原子的两个能级为上能级 $|e\rangle$ 和下能级 $|g\rangle$, 其能量差为 $\hbar\omega$. 在进入第一个腔前, 原子处于上能级. 微腔的长度为 b , 两个腔之间的距离为 a , 每一个腔的共振频率为 ω_c . 初始时刻所有的腔都处于真空态. 采用 $J-C$ 模型^[13]来描述原子与单个腔场间的相互作用. 在腔与腔之间原子自由运动. 原子与 N 个腔场所组成的系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega\sigma^+\sigma + \hbar\omega_c \sum_{m=1}^N a_m^+ a_m + \frac{P_z^2}{2M} + \hbar \sum_{m=1}^N g_m u_m(z) (\sigma^+ a_m + \sigma a_m^+), \quad (1)$$

这里

$$u_m(z) = \begin{cases} 1 & (m-1)(a+b) < z < (m-1)(a+b) + b \\ 0 & \text{其他} \end{cases} \quad m = 1, 2, 3, \dots, N, \quad (2)$$

是第 m 个腔场的模式函数. 其中 $\sigma = |g\rangle\langle e|$ ($\sigma^+ = |e\rangle\langle g|$) 是原子的下降算符(提升算符), a_m (a_m^+) 是第 m 个腔中光子的湮没(产生)算符, M 是原子的

* 国家自然科学基金(批准号: 10274058)资助的课题.

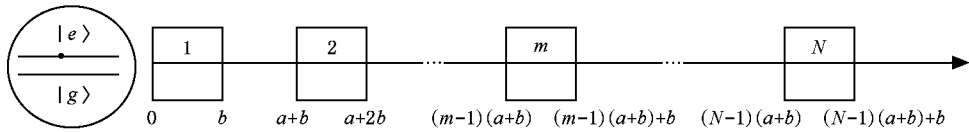


图 1 多腔系统示意图

质量 P_z 是原子质心运动的动量, g_m 是超冷原子与第 m 个腔场的耦合常数. 在共振 ($\omega = \omega_c$) 条件下相互作用表象的哈密顿量为

$$H_I = \frac{P_z^2}{2M} + \hbar \sum_{m=1}^N g_m u_m(z) (\sigma^+ a_m + \sigma a_m^+). \quad (3)$$

原子与场的波函数由 Schrödinger 方程

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi\rangle = H_I |\Psi\rangle \quad (4)$$

确定.

3. 原子质心运动波函数

如图 1 所示, 选择第 m 个腔作为研究对象, 分别求解在腔内、外区域中原子质心运动的波函数.

1) 在第 m 个腔左边区域, 即 $(m-1)(a+b) < z < (m-1)(a+b)+b$, 原子自由运动, 方程 (4) 为

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_m(t)\rangle = -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 |\Psi_m(t)\rangle. \quad (5)$$

让 $|e, 0\rangle$ 表示原子处在上能级而所有的腔场处于真空态, $|g, l\rangle$ 表示原子处在下能级, 第 l 个腔场中有一个光子而其余腔场处于真空态. 系统的波函数可以用这样的基矢展开成

$$|\Psi_m(t)\rangle = |\Phi_m^e(z, t)\rangle |e, 0\rangle + \sum_{l=1}^N |\Phi_m^g(z, t)\rangle |g, l\rangle. \quad (6)$$

把 (6) 式代入方程 (5) 中, 得到

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_m^e(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi_m^e(z, t), \quad (7)$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_m^g(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi_m^g(z, t),$$

其中, $\Phi_m^e(z, t) = \langle z | \Phi_m^e(z, t) \rangle$ 和 $\Phi_m^g(z, t) = \langle z | \Phi_m^g(z, t) \rangle$ 是原子质心运动态矢在 z 表象中的波函数. 方程组 (7) 的解为

$$\begin{aligned} \Phi_m^e(z, t) &= A_m e^{i(kz - \omega_k t)} + B_m e^{-i(kz + \omega_k t)}, \\ \Phi_m^g(z, t) &= C_m e^{-i(kz + \omega_k t)}, \quad l \geq m, \\ \Phi_m^g(z, t) &= D_m e^{i(kz - \omega_k t)}, \quad l < m, \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $\hbar\omega_k = \hbar^2 k^2 / 2M$ 是原子质心运动的动能, B_{N+1}

$= 0$ 和 $C_{N+1, l} = 0$.

2) 在第 m 个腔中, 即 $(m-1)(a+b) < z < (m-1)(a+b)+b$, 原子和腔场相互作用, 方程 (4) 为

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\Psi_m(t)\rangle &= -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 |\Psi_m(t)\rangle \\ &+ \hbar g_m (\sigma^+ a_m + \sigma a_m^+) |\Psi_m(t)\rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

把 (6) 式代入 (9) 式得到质心运动波函数 $\Phi_m^e(z, t)$ 和 $\Phi_m^g(z, t)$ 所满足的方程.

① 如果 $l \neq m$, 有

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_{ml}^g(z, t) = -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi_{ml}^g(z, t), \quad (10)$$

其解为

$$\begin{aligned} \Phi_{ml}^g(z, t) &= C_{ml} e^{-i(kz + \omega_k t)}, \quad l > m, \\ \Phi_{ml}^g(z, t) &= D_{ml} e^{i(kz - \omega_k t)}, \quad l < m. \end{aligned} \quad (11)$$

② 如果 $l = m$, 有

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_m^e(z, t) &= -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi_m^e(z, t) \\ &+ \hbar g_m \Phi_{mm}^g(z, t), \\ i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Phi_{mm}^g(z, t) &= -\frac{\hbar^2}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi_{mm}^g(z, t) \\ &+ \hbar g_m \Phi_m^e(z, t), \end{aligned} \quad (12)$$

其解为

$$\begin{aligned} \Phi_m^e(z, t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma=1}^2 \left[T_{\sigma m} e^{i(k_{\sigma}^m z - \omega_k t)} \right. \\ &\quad \left. + F_{\sigma m} e^{-i(k_{\sigma}^m z + \omega_k t)} \right], \\ \Phi_{mm}^g(z, t) &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma=1}^2 (-1)^{\sigma-1} \left[T_{\sigma m} e^{i(k_{\sigma}^m z - \omega_k t)} \right. \\ &\quad \left. + F_{\sigma m} e^{-i(k_{\sigma}^m z + \omega_k t)} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

其中, $k_{\sigma}^m = \sqrt{k^2 \mp z M g_m / \hbar}$, 根式中 ' - ' 和 ' + ' 分别对应于 $\sigma = 1$ 和 $\sigma = 2$.

在 (8) 式中将 m 代为 $m+1$, 即可得到区域 $(m-1)(a+b)+b < z < m(a+b)$ 内的原子质心运动波函数. 利用波函数 $\Phi_m^e(z, t)$ 和 $\Phi_m^g(z, t)$ 在 $z = (m-$

1) $(a+b)$ 和 $z = (m-1)(a+b) + b$ 处光滑衔接条件, 得到确定(8)(11)和(13)式中待定系数 $A_m, B_m, C_{ml}, D_{ml}, T_{\sigma m}, F_{\sigma m}$ 的方程组

$$\frac{1}{2} \sum_{\sigma} \tau_{\sigma}^{m-1} e^{i(m-1)(a+b)k} + \rho_{\sigma}^m e^{-i(m-1)(a+b)k} = T_{\sigma,m} e^{i(m-1)(a+b)k_{\sigma}^m} + F_{\sigma,m} e^{-i(m-1)(a+b)k_{\sigma}^m}, \quad (14a)$$

$$k \left(\frac{1}{2} \sum_{\sigma} \tau_{\sigma}^{m-1} e^{i(m-1)(a+b)k} - \rho_{\sigma}^m e^{-i(m-1)(a+b)k} \right) = k_{\sigma}^m \left(T_{\sigma,m} e^{i(m-1)(a+b)k_{\sigma}^m} - F_{\sigma,m} e^{-i(m-1)(a+b)k_{\sigma}^m} \right), \quad (14b)$$

$$\tau_{\sigma}^m e^{i(m-1)(a+b)+b}k + \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \rho_{\sigma}^{m+1} e^{-i(m-1)(a+b)+b}k = T_{\sigma,m} e^{i(m-1)(a+b)+b}k_{\sigma}^m + F_{\sigma,m} e^{-i(m-1)(a+b)+b}k_{\sigma}^m \quad (14c)$$

$$k \left(\tau_{\sigma}^m e^{i(m-1)(a+b)+b}k - \frac{1}{2} \sum_{\sigma} \rho_{\sigma}^{m+1} e^{-i(m-1)(a+b)+b}k \right) = k_{\sigma}^m \left(T_{\sigma,m} e^{i(m-1)(a+b)+b}k_{\sigma}^m - F_{\sigma,m} e^{-i(m-1)(a+b)+b}k_{\sigma}^m \right), \quad (14d)$$

其中

$$\rho_{\sigma}^m = \frac{1}{\sqrt{2}} (B_m \pm C_{m,m}), \quad (15)$$

$$\tau_{\sigma}^m = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_{m+1} \pm D_{m+1,m}). \quad (16)$$

式中, $\sigma=1$ 对应于括号中取“+”; $\sigma=2$ 对应于括号中取“-”. ρ_{σ}^m 和 τ_{σ}^m 分别是原子的内态处于第 σ 个 dressed state 时其质心运动在第 m 腔形成的势中的反射和透射系数^[9]. 注意到, 在我们所考虑的情况中, $\tau_{\sigma}^0 = 1$ 和 $\rho_{\sigma}^{N+1} = 0$. 另外, 在以下的讨论中, 取 $g_1 = g_2 = \dots = g_N = g$.

4. 结果与讨论

4.1. 原子透射率

原子由图 1 所示的最左端入射经过与 N 个腔场的相互作用从第 N 腔出射的概率为

$$T = \frac{|\Phi_{N+1}^e(z = (N-1)(a+b) + b, t)|^2 + \sum_{l=1}^N |\Phi_{N+1}^g(z = (N-1)(a+b) + b, t)|^2}{|\Phi_0^e(z = 0, t)|^2} = \frac{1}{4} \left| \sum_{\sigma=1}^2 \tau_{\sigma}^N \right|^2 + \frac{1}{4} \sum_{m=1}^N \left| \sum_{\sigma=1}^2 (-1)^{\sigma-1} \tau_{\sigma}^m \right|^2, \quad (17)$$

其中 $\Phi_0^e(z = 0, t) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma=1}^2 \tau_{\sigma}^0 = \sqrt{2}$ 是入射波的波幅.

图 2 是原子的透射率随入射动能的变化. 腔场对原子质心运动形成的势垒(阱)的高(深)度为 $\hbar g$ ^[9]. 本文用 $k_0 = \sqrt{2Mg/\hbar}$ 来量度原子的入射动

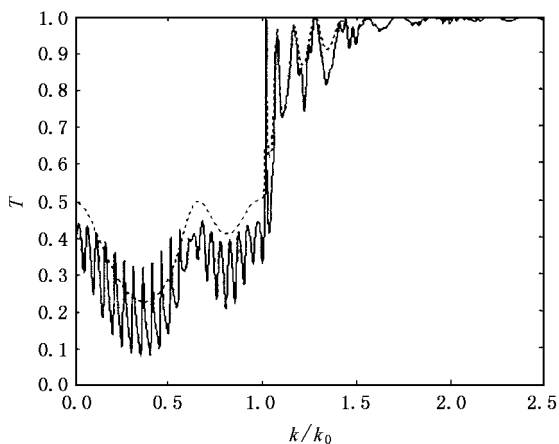


图 2 原子透射率随原子动能的变化. 腔长和腔间距分别为 $b k_0$ 和 $a k_0$, $a k_0 = 6\pi$ (虚线为单腔情况, 实线为双腔情况)

能. 由图 2 可以看出, 当 $k/k_0 > 1$ 时, 原子的动能远大于 $\hbar g$, 腔场对原子质心运动影响很小, 原子可以完全透射且单腔与双腔透射情况一样, 这表明由双腔形成的两个势对原子在腔间的波函数没有明显的限制. 当 $k/k_0 < 1$ 时, 原子的动能小于 $\hbar g$, 腔场对原子质心运动产生明显的影响, 此时双腔情况与单腔完全不同, 透射概率显现出一系列共振峰.

在 $k/k_0 \ll 1$ 的条件下, 原子与腔场相互作用对处于正能量 dressed state 的原子形成势垒, 将处于该态的原子完全反射, 而对处于负能量 dressed state 的原子形成势阱, 处于该态的原子有可能透射^[9]. 因此, 对图 1 所示的腔排布, 透射的原子看到的是等间距排列的 N 个势阱. 对每一势阱, 共振透射的条件是^[9]

$$k_0 b = N\pi \quad (N = 1, 2, \dots). \quad (18)$$

图 3(a) 是单腔时透射率随腔长的变化, 可以看到在满足条件(18)处出现一共振峰. 图 3(b)–(d) 分别是二、三和四腔时透射率随腔长的变化, 可以看到, 原来的单腔共振峰分裂成数目等于腔的数目的多个共振峰. 但是, 仔细的计算发现, 这种共振峰的分裂

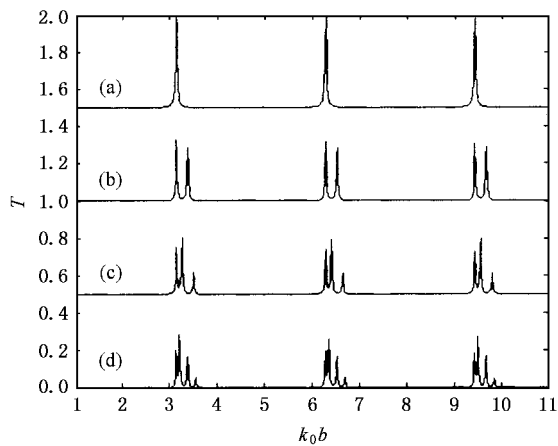


图3 原子透射率随腔长的变化. 其中, $ak_0 = 3, k/k_0 = 0.01$, (a)–(d)分别为单腔 $T+1.5$, 双腔 $T+1.0$, 三腔 $T+0.5$, 四腔 T 的情况

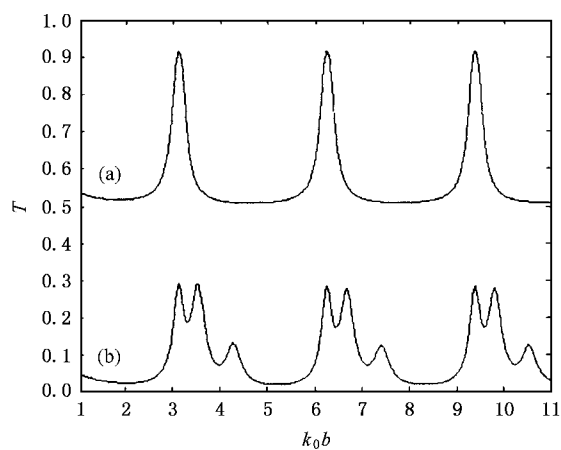


图5 三腔系统中原子透射率随腔长的变化. 其中 $k/k_0 = 0.1$. (a) $ak_0 = 5\pi, T+0.5$ (b) $ak_0 = 10\pi, T+0.0$

现象在多腔情况下并不总是存在,而只有当腔间距为原子质心运动 de Broglie 波的半波长的整数倍,即

$$ka = n\pi (n = 1, 2, \dots) \quad (19)$$

时,才出现共振峰的分裂.图4至图6是在给定入射原子质心动能而腔间距取不同值时二、三和四腔系统中原子透射率随腔长的变化.在图4(a),5(a),6(a)中,条件(19)不满足,在满足条件(18)处透射率呈现单一的共振峰.对比单腔情况,说明在条件(19)不满足时,每一个腔的透射互不干扰,独立行事,换句话说讲,呈“简并”状态.如图4(b),5(b),6(b)所示,当条件(19)满足时,“简并”解除,原来的单个共振峰分裂成数目等于腔数目的多个峰.

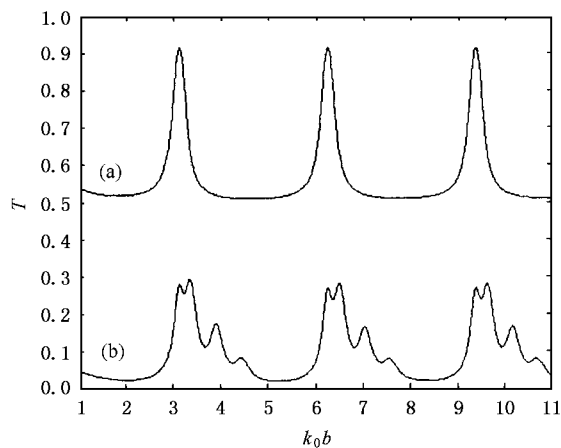


图6 四腔系统中原子透射率随腔长的变化. 其中 $k/k_0 = 0.1$. (a) $ak_0 = 5\pi, T+0.5$ (b) $ak_0 = 10\pi, T+0.0$

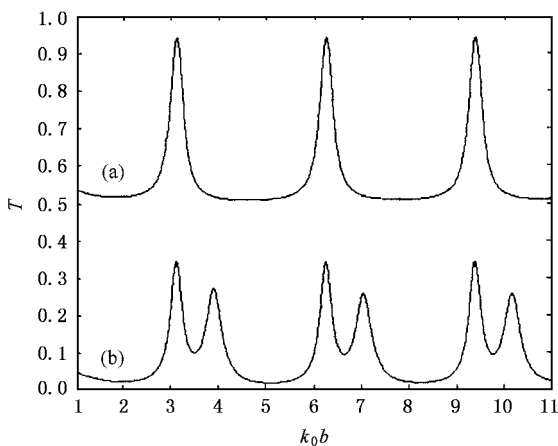


图4 双腔系统中原子透射率随腔长的变化. 其中 $k/k_0 = 0.1$. (a) $ak_0 = 5\pi, T+0.5$ (b) $ak_0 = 10\pi, T+0.0$

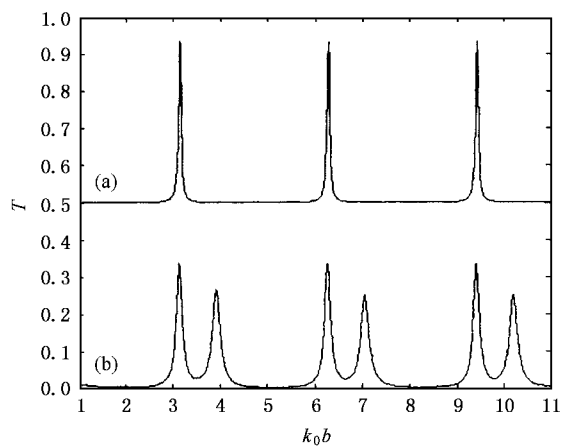


图7 二腔系统中原子透射率随腔长的变化. 其中 $ak_0 = 20\pi$. (a) $k/k_0 = 0.02, T+0.5$ (b) $k/k_0 = 0.05, T+0.0$

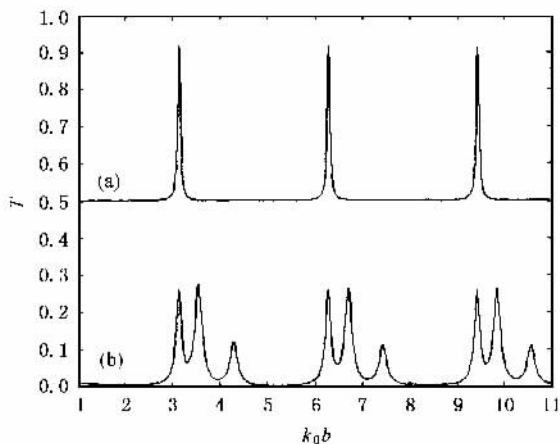


图8 三腔系统中原子透射率随腔长的变化. 其中 $ak_0 = 20\pi$. (a) $k/k_0 = 0.02, T + 0.5$ (b) $k/k_0 = 0.05, T + 0.0$

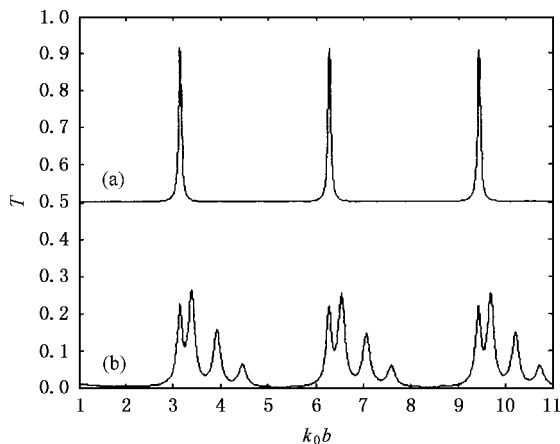


图9 四腔系统中原子透射率随腔长的变化. 其中 $ak_0 = 20\pi$. (a) $k/k_0 = 0.02, T + 0.5$ (b) $k/k_0 = 0.05, T + 0.0$

除了可以通过腔间距来改变条件(19)外,还可以在固定腔间距的情况下通过入射原子动能取不同的值来变化条件(19).图7至图9是给定腔间距而入射动能取不同值时二、三和四腔系统中原子透射率随腔长的变化,显示出与图4至图6相同的特征.

4.2. 原子的光子辐射率

原子辐射光子的概率为

$$P = \sum_{l=1}^N \frac{|\Phi_{l,N}^g(z=0,t)|^2}{|\Phi_0^g(z=0,t)|^2} + \sum_{l=1}^N \frac{|\Phi_{N,l}^g(z=(N-1)(a+b)+b,t)|^2}{|\Phi_0^g(z=0,t)|^2}$$

$$= \frac{1}{4} \sum_{m=1}^N \left(\left| \sum_{\sigma=1}^2 (-1)^{\sigma-1} \rho_{\sigma}^m \right|^2 \right)$$

$$+ \left| \sum_{\sigma=1}^2 (-1)^{\sigma-1} \tau_{\sigma}^m \right|^2 \Big)^2, \quad (20)$$

其中,第一项是被反射原子在第一个腔入射端处于基态的概率,第二项是原子由第 N 腔透射出来处于基态的概率.

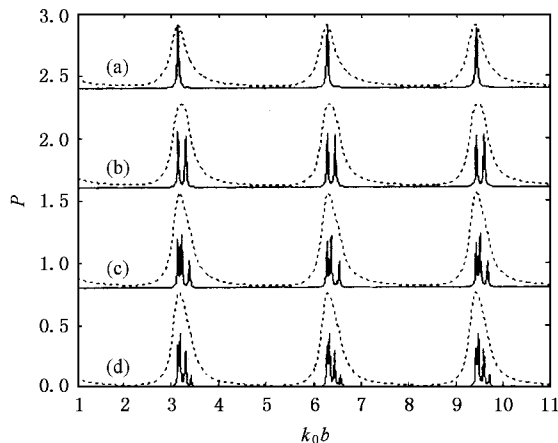


图10 光子辐射率随腔长的变化. 其中,腔间距 $ak_0 = 5$. 虚线为 $k/k_0 = 0.1$, 实线为 $k/k_0 = 0.01$. (a) — (d) 分别为单腔 $P + 2.4$; 双腔 $P + 1.6$; 三腔 $P + 0.8$; 四腔 $P + 0.0$

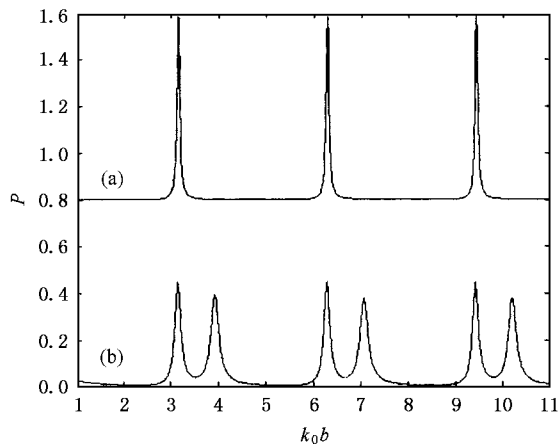


图11 双腔系统中原子透射率随腔长的变化. $ak_0 = 20\pi$. (a) $k/k_0 = 0.02, P + 0.8$ (b) $k/k_0 = 0.05, P + 0.0$

图10至图12是固定腔间距下光子辐射概率随腔长的变化.图13至图15是给定原子入射动能时光子辐射概率随腔长的变化.比较这些图可以发现,当条件(19)满足时,对多腔系统光子辐射概率在条件(18)附近呈现多共振峰结构,否则为单共振峰.

原子的透射概率和光子辐射概率随腔长的变化呈现出单或多共振峰结构与各腔之间的关联密切相联系.当条件(18)满足时,腔长恰好等于原子在腔中

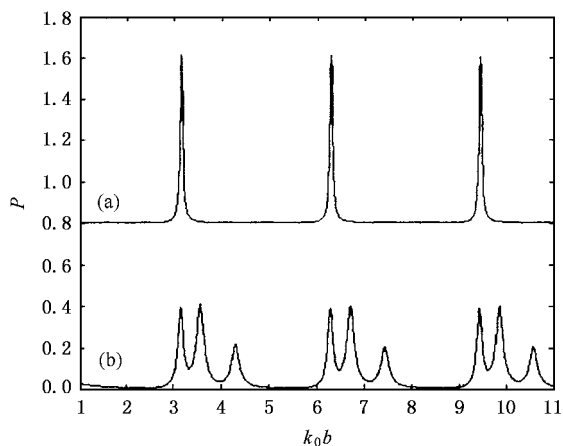


图 12 三腔系统中原子透射率随腔长的变化. $ak_0 = 20\pi$. (a) $k/k_0 = 0.02, P + 0.8$ (b) $k/k_0 = 0.05, P + 0.0$

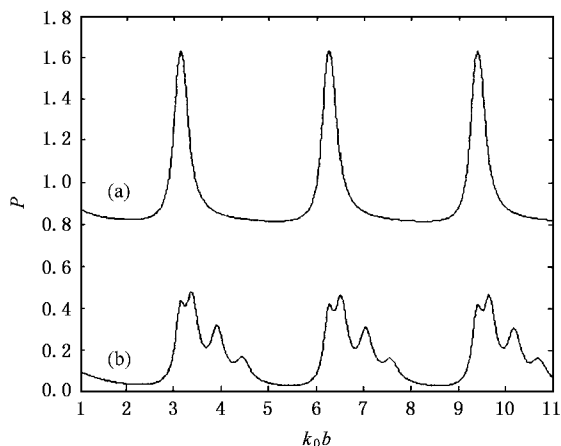


图 15 四腔系统中光子辐射率随腔长的变化. 其中 $k/k_0 = 0.1$. (a) $ak_0 = 15\pi, P + 0.8$ (b) $ak_0 = 20\pi, P + 0.0$

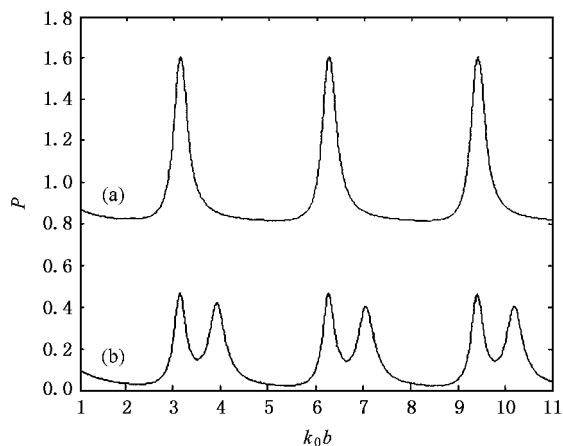


图 13 双腔系统中光子辐射率随腔长的变化. 其中 $k/k_0 = 0.1$. (a) $ak_0 = 15\pi, P + 0.8$ (b) $ak_0 = 20\pi, P + 0.0$

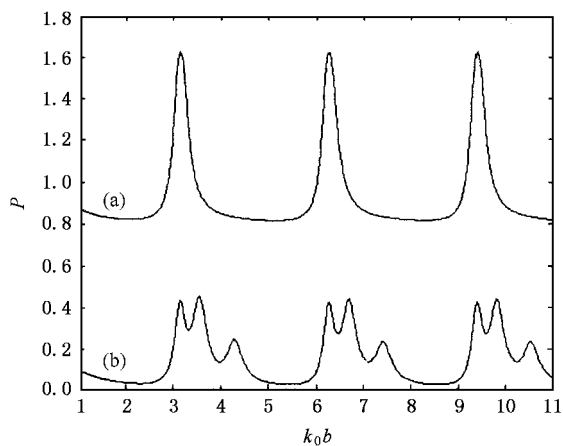


图 14 三腔系统中光子辐射率随腔长的变化. 其中 $k/k_0 = 0.1$. (a) $ak_0 = 15\pi, P + 0.8$ (b) $ak_0 = 20\pi, P + 0.0$

运动的 de Broglie 波的半波长的整数倍,对单个腔来讲,原子可以共振透射.条件(19)说明腔间距等于原子在两个腔之间运动的 de Broglie 波的半波长的整数倍.因此,当条件(18)和(19)同时满足时,原子在各个腔中的 de Broglie 波有完全确定的相位关系,各腔的透射和光子辐射相互关联.反之,当条件(19)不满足时,原子在各个腔中的 de Broglie 波不存在确定的相位关系,各腔的透射和光子辐射没有关联,相互独立.在这种情况下,各腔的透射和辐射光子呈现“简并”.因此,我们看到,正是腔之间的关联导致各腔的透射和辐射光子“简并”的消除,从而形成如上面各图所示的多峰结构.

5. 结 论

考虑一个处于激发态的二能级超冷原子与 N 个初始为真空态的高品质谐振腔间的相互作用,研究了原子质心运动的动能、腔长和腔间距对原子透射率和光子辐射率的影响.结果表明,当原子质心 de Broglie 波的半波长的整数倍等于腔间距时,各腔对原子质心运动波函数的调制不再独立,各腔中的波函数发生了强烈的相互关联,从而使得原子透射率和光子辐射率在多腔系统中随腔长的变化呈现多共振峰结构.同时还发现,改变原子质心的动能和腔间距使得腔间距与原子质心运动的 de Broglie 波的半波长的整数倍相差越小,腔对原子质心运动波函数限制作用越强.上述结果说明,超冷原子的质心运动具有明显的波动行为,有可能像通过晶体的晶格对电子运动进行调制一样,可以通过一系列共振腔实现在宏观尺度上对原子质心运动的调制.

- [1] Rempe G ,Walther H , Klein N 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 353
 [2] Rempe G ,Schmidt-Kaler F , Walther H 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2783
 [3] Qamar S ,Zubairy M S 1993 *Phys. Rev. A* **48** 1559
 [4] Orszag M ,Ramirez R ,Retamal J C , Roa L 1992 *Phys. Rev. A* **45** 6717
 [5] Li F L , Wang S J 1990 *Phys. Lett. A* **148** 320
 [6] Li F L 1995 *Phys. Lett. A* **202** 271
 [7] Benson O ,Raithel G , Walther H 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 3506
 [8] Weidinger M ,Varcoe B T H ,Heerlein R , Walther H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3759
 [9] Meyer G M , Scully M O , Walther H 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4142
 [10] Löffler M , Meyer G M , Schröder M , Scully M O , Walther H 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4153
 [11] Schröder M ,Vogel K ,Schleich W P ,Scully M O , Walther H 1997 *Phys. Rev. A* **56** 4164
 [12] Agarwal G S , Arun R 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5098
 [13] Scully M O , Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge : Cambridge University Press) p151

Resonant tunneling and photon emission of an ultracold two-level atom passing through multi single-mode cavity fields *

Sun Yu-Hang^{1,2)} Li Fu-Li¹⁾

¹ *Department of Applied Physics , Xi 'an Jiaotong University , Xi 'an 710049 , China)*

² *Department of Applied Mathematics and Physics ,Xi 'an Institute of Telecommunications ,Xi 'an 710061 ,China)*

(Received 6 July 2005 ; revised manuscript received 23 July 2005)

Abstract

We consider that an ultracold two-level atom passes through multi spatially separated single-mode cavity fields and investigate the influence of the center-of-mass motion of the atom , the length of the cavity and the separation between two cavities on the transmission and photon emission probabilities of the atom. We find that both the transmission and photon emission probabilities as functions of the cavity length have multi-resonance peaks when the separation between two cavities is equal to an integer multiple of half the de Broglie wavelength of the atomic center-of-mass motion. The present work shows that the wave function of the atomic center-of-mass motion may be modulated in a macroscopic level by arranging the cavities.

Keywords : ultra-cold atom , single-mode cavity field , resonant tunneling

PACC : 4250

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant No.10274058).