

# 单电子在含有双能级原子的空腔中的输运行为

史宏云 陈贺胜<sup>†</sup>

(扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225009)

(2011年1月3日收到; 2011年5月6日收到修改稿)

本文构造了一个含有双能级原子的空腔系统, 用来模拟一个含有双能级量子点的微腔系统, 并研究其对电子输运行为的影响. 通过对该系统输运方程的求解, 给出了系统输运系数的具体表达式, 然后通过调整空腔及原子的本征特性以及两者的耦合性质, 研究了电子在腔体中的输运行为对腔体本征属性的依赖关系. 这些结果可以为如何操控电子在微观结构器件中的输运特性提供一定的理论支持.

**关键词:** 单电子, 输运, 双能级原子

**PACS:** 03.65.NK, 42.50.Pq, 25.30.Bf, 72.10.-d

## 1 引言

量子点是纳米尺度下的准零维结构, 一般是由几个原子或几十个原子构成, 由于其在生命科学、半导体科学、量子光学、量子信息等领域存在着广阔的应用前景, 因而对其物理特性的研究是现代介观物理研究中的一个前沿课题. 而基于微空腔量子效应的固体微腔系统是一类典型的介观系统, 现在已经可以利用纳米加工技术加工出多种形状的微腔系统, 利用微空腔系统可以构造各种量子点结构<sup>[1-3]</sup>. 由于近年来量子信息和量子计算的相关研究发展迅速, 而量子点的光量子效应又是实现量子信息可控传输和计算的一个有效方法, 特别是借用成熟的光纤传输技术实现量子信息保密传输, 是一个重要研究方向, 所以在关于量子点的光学输运性质方面, 国内外都开展了一系列的研究工作<sup>[4-12]</sup>.

利用不同性质的原子或原子团与微腔系统耦合可以构造出多种形式量子点系统, 而采用少能级原子或原子团来构造量子点, 由于系统的本征属性较为简单, 容易讨论和分析, 所以近年来关于这类系统的研究工作逐渐开展起来, 例如 Srinivasan 等详细讨论了二能级量子点与微腔耦合系统的光学输运行为, 主要讨论了微腔系统与量子点间的耦合特征对光子输运行为的影响<sup>[13]</sup>, 国内柏江湘等讨论了三能级量子点与微腔耦合系统的输运行为, 显

示出了更多的耦合新特征, 并更加靠近实际的介观系统<sup>[14]</sup>.

但是考虑到现有的技术条件, 在硅片上构建完整的光学系统还比较困难, 所以, 我们认为应该对量子点中电子输运行为的研究加以关注, 而构建固态的纳米电子输运器件和测量器件可以利用传统的硅加工工艺得以实现, 所以这样的研究工作有利于在硅片上实现量子信息的处理和传递. 现阶段, 在低温环境下, 已经可以在纳米结构尺度下利用库仑阻塞现象实现精确到单电子传输控制的单电子晶体管 (SET)<sup>[15,16]</sup>, 并且可以实现大规模的集成, 显然这对于未来量子计算的设计和实现具有潜在的推动作用, 现在这方面的相关工作也比较多<sup>[17-20]</sup>. 本文构建了一个双能级原子与空腔耦合系统, 用来模拟一个含有双能级量子点的微空腔系统. 我们主要研究了单电子在该空腔系统中的输运行为, 以此了解双能级量子点对电子输运行为的影响, 并通过改变量子点的本征属性以及量子点与空腔的耦合特性实现对电子输运的量子调控.

## 2 输运系统模型及理论公式

如图 1 所示, 系统由一个空腔体和两段细导管构成, 细导管对称地连接在腔体的两端, 而在腔体

<sup>†</sup> E-mail: chenjs@yzu.edu.cn

中, 放置有一个双能级原子, 腔体也具有两个本征能级, 电子从其中一个导管注入, 并进入腔体, 在腔体中与原子进行相互作用, 最终电子从两端的导管中输运出来。

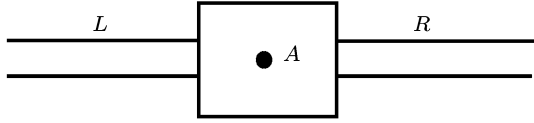


图1  $L, R$  分别为左右导管部分, 中间部分为谐振腔,  $A$  为腔体中的二能级原子

为了讨论的方便, 这里考虑输入的电子流密度极小, 在忽略了电子间的相互作用后, 可以近似为单电子入射情形, 而腔体的几何尺寸相对于电子的波长来说要小得多, 可以近似为一个  $\delta$  势, 而导管的宽度远小于电子的波长, 因而细导管可以近似为一个准一维结构. 在这样的考虑下, 系统的哈密顿可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{1}{\hbar} \hat{H} = & \omega \hat{c}^\dagger \hat{c} + \sum_{i=1}^2 \omega_i \hat{a}_i^\dagger \hat{a}_i + \sum_k \sum_{i=1}^2 V_{ik} (\hat{c}^\dagger \hat{a}_i + \hat{a}_i^\dagger \hat{c}_k) \\ & + g (\hat{b}_e^\dagger \hat{b}_g \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{b}_g^\dagger \hat{b}_e \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1) \\ & + \Omega_e \hat{b}_e^\dagger \hat{b}_e + \Omega_g \hat{b}_g^\dagger \hat{b}_g, \end{aligned} \quad (1)$$

这里的  $\omega$  是导管中传输电子的圆频率,  $\hat{c}^\dagger (\hat{c})$  导管中传输电子的产生(湮没)算符,  $\omega$  为腔体中电子的第  $i$  个能级的圆频率,  $\hat{a}_i^\dagger (\hat{a}_i)$  是腔体的第  $i$  个能级的产生(湮没)算符,  $V_i$  是腔体的第  $i$  个能级与导管之间的交换能,  $\hat{b}_g^\dagger (\hat{b}_g)$  是基态原子的基态产生(湮没)算符,  $\hat{b}_e^\dagger (\hat{b}_e)$  是原子的激发态产生(湮没)算符,  $\Omega_g, \Omega_e$  分别为原子基态和激发态的圆频率,  $g$  是电子和原子之间作用强度。

为了计算方便, 我们将导管中的电子分为左行态电子和右行态电子  $\varepsilon_R = \hbar\omega_{k_R}, \varepsilon_L = \hbar\omega_{k_L}$ , 这里的  $R$  和  $L$  下标分别表示导管中电子的左行态和右行态. 在平面波基下, 系统整体的哈密顿可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{1}{\hbar} H = & \int dx \hat{c}_R^\dagger(x) (-v_g \frac{\partial^2}{\partial x^2}) \hat{c}_R(x) \\ & + \int dx \hat{c}_L^\dagger(x) (-v_g \frac{\partial^2}{\partial x^2}) \hat{c}_L(x) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \int dx \delta(x) \sum_i V_i [\hat{c}_R^\dagger(x) \hat{a}_i \\ & + \hat{c}_L^\dagger(x) \hat{a}_i + \hat{c}_R(x) \hat{a}_i^\dagger + \hat{c}_L(x) \hat{a}_i^\dagger] \\ & + \omega_1 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \omega_2 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 + \Omega_e \hat{b}_e^\dagger \hat{b}_e \\ & + \Omega_g \hat{b}_g^\dagger \hat{b}_g + g (\hat{b}_e^\dagger \hat{b}_g \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 + \hat{b}_g^\dagger \hat{b}_e \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_1). \end{aligned} \quad (2)$$

若系统的状态函数用  $|\Psi_k(x, t)\rangle = e^{i\varepsilon t/\hbar} |\phi(x)\rangle$  表示, 则由定态薛定谔方程有

$$H |\phi(x)\rangle = \varepsilon |\phi(x)\rangle, \quad (3)$$

这里的  $\varepsilon$  是整个系统的总能量。

假设电子是从左导管导入, 对于单电子入射的情况, 系统的状态函数可以表示为

$$\begin{aligned} |\phi(x)\rangle = & \int dx [\psi_R(x) \hat{c}_R^\dagger(x) + \psi_L(x) \hat{c}_L^\dagger(x)] \hat{b}_g^\dagger |0\rangle \\ & + \int dx [\varphi_R(x) \hat{c}_R^\dagger(x) + \varphi_L(x) \hat{c}_L^\dagger(x)] \\ & \times \hat{b}_e^\dagger |0\rangle + n \hat{a}_2^\dagger \hat{b}_g^\dagger |0\rangle + m \hat{a}_1^\dagger \hat{b}_e^\dagger |0\rangle, \end{aligned} \quad (4)$$

这里  $|0\rangle$  表示整个腔体中无传导电子. (4) 式中的第一项表示导管中的输入电子态和弹性散射后的传导电子, 第二项表示导管内非弹性散射后的传导电子, 第三、第四项表示电子在腔体内的状态和原子的状态。

将 (4) 式代入到定态薛定谔方程 (3) 中可得

$$\begin{aligned} (\Omega_g - \varepsilon - v_g \frac{\partial^2}{\partial x^2}) \psi_R(x) + \delta(x) V_2 n &= 0, \\ (\Omega_g - \varepsilon - v_g \frac{\partial^2}{\partial x^2}) \psi_L(x) + \delta(x) V_2 n &= 0, \\ (-v_g \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \Omega_e - \varepsilon) \varphi_R(x) + \delta(x) V_1 m &= 0, \\ (-v_g \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \Omega_e - \varepsilon) \varphi_L(x) + \delta(x) V_1 m &= 0, \\ (\psi_R(0) + \psi_L(0)) V_2 + (\omega_2 + \Omega_g - \varepsilon) n + gm &= 0, \\ gn + (\omega_1 + \Omega_e - \varepsilon) m &= 0. \end{aligned} \quad (5)$$

假定电子是由左导管导入, 则导管内的波函数可以表示为

$$\begin{aligned} \psi_R(x) &= e^{ikx} [\theta(-x) + t\theta(x)], \psi_L(x) = r e^{-ikx} \theta(-x), \\ \varphi_R(x) &= t' e^{ik'x} \theta(x), \varphi_L(x) = r' e^{-ik'x} \theta(-x), \end{aligned} \quad (6)$$

其中  $t, r$  为电子经与空腔体进行弹性散射后的透射幅和反射幅,  $t', r'$  为相应的非弹性透射幅和反射幅. 将 (6) 式代入到 (5) 式中可解得

$$t = \frac{(\varepsilon - \omega) \left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) - g^2}{\left( \varepsilon - \omega - \frac{V_2^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1) v_g}} \right) \left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_{rmg}}} \right) - g^2},$$

$$\begin{aligned}
 r &= \frac{\left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) \frac{V_2^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1) v_g}}}{\left( \varepsilon - \omega - \frac{V_2^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1) v_g}} \right) \left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) - g^2}, \\
 t' &= r' \\
 &= \frac{\frac{gV_1V_2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}}}{\left( \varepsilon - \omega - \frac{V_2^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1) v_g}} \right) \left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) - g^2}, \\
 n &= \frac{\left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) V_2}{\left( \varepsilon - \omega - \frac{V_2^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1) v_g}} \right) \left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) - g^2}, \\
 m &= \frac{gV_2}{\left( \varepsilon - \omega - \frac{V_2^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1) v_g}} \right) \left( \varepsilon - \Omega - \frac{V_1^2}{i\sqrt{(\varepsilon + \omega_1 - \Omega) v_g}} \right) - g^2}. \tag{7}
 \end{aligned}$$

这里为了方便, 参数重新标度为  $\varepsilon - \Omega_g - \omega_1 \rightarrow \varepsilon, \omega = \omega_2 - \omega_1, \Omega = \Omega_e - \Omega_g$ .

### 3 结果与讨论

当  $g = 0$  时, 由于腔体内的电子与原子无相互作用, 系统无非弹性散射过程, 输入电子的能量  $\varepsilon/\hbar \approx \omega$  时, 即为空腔体的跃迁频时, 电子与空腔体之间出现共振全反射, 透射率  $|t|^2 = 0$ , 反射率  $|r|^2 = 1$ , 系统只有弹性散射过程. 随着  $g$  逐步增加, 如图 2 所示, 电子在空腔中与原子相互作用强度也逐渐加大, 从图中可以看出, 当入射电子的能量分别为  $\varepsilon/\hbar \approx \omega \pm g$  时, 系统显示出两个共振点, 但在共振点处的反射率远小 1, 由图 3 可以看出, 此时的非弹性反射和透射率也不再为 0, 系统开始出现非弹性散射过程, 两个共振点之间的间距约为  $\Delta\varepsilon/\hbar \approx 2g$ , 当  $g \rightarrow 0$  时, 两个共振峰逐渐靠近并合并为一个共振峰, 系统回归到  $g = 0$  时的情形.

这里需要说明的是系统的输运特性曲线与空腔体的基频  $\omega_1$  有着较为明显的依赖关系, 如图 4 所示, 共振点的位置随着  $\omega_1$  变化基本不变, 基本上还是处于  $\varepsilon = \omega \pm g$  两点, 但从图中可以明显看出, 当  $\omega_1$  较小时, 共振峰变得较为丰满, 弹性反射率的峰值点的高度比  $\omega_1$  较大时的情形要低矮的多. 这主要是由于传输曲线在共振点附近的特性严重依赖于状态函在空腔体两端的相位差, 而状态函的相

位又正比于传输电子的动量  $\hbar k$ , 而自由粒子的能量色散关系为抛物线, 因而在低能区, 状态函的相位随能量的变化较为平缓, 而较小的腔体基频  $\omega_1$  将系统的共振点推向低能端, 这使得较小  $\omega_1$  情形下的传输特性曲线在共振点附近的变化较为平缓, 共振峰就显得较为肥胖; 而在高能端恰恰相反, 状态函的相位对能量的变化极为敏感, 相对于共振点的较小能量便宜都意味着相位的急剧变化, 并意味着系统的严重失谐, 而较大的腔体基频  $\omega_1$  将系统的共振点推向高能端, 这就使得较大  $\omega_1$  情形下的输运特性曲线在共振点附近的变化极为剧烈, 并形成尖锐的共振峰.

另外, 若空腔体与导管之间的交换能  $V_1$  和  $V_2$  比电子与原子之间的交换能  $g$  大的多时, 空腔体中的电子与原子之间的交换作用对系统的输运特性的影响就会变得非常微弱. 如图 5 所示, 逐渐增加  $V_1$  和  $V_2$ , 输运曲线在  $\varepsilon/\hbar = \omega$  附近的反射率逐渐增加, 且共振峰的宽度加大, 随着  $V_1$  和  $V_2$  继续增加, 由电子与原子的交换作用所形成的双峰结构也逐渐融合为在  $\varepsilon/\hbar = \omega$  处的一个单峰结构, 且峰值点的反射率逐渐趋近于  $|r|^2 \rightarrow 1$ , 而透射率趋近  $|t|^2 \rightarrow 0$ , 这种情形显然类似于  $g = 0$  时的输运特性, 系统的输运特性可以近似理解为忽略掉电子与原子的相互作用后的输运行为.

在非调谐的情形下  $\omega \neq \Omega$ , 令  $\Delta\omega = \omega - \Omega$ , 并定义失谐度为  $|\Delta\omega|$ , 图 6 所示为  $\Delta\omega > 0$  和  $\Delta\omega < 0$

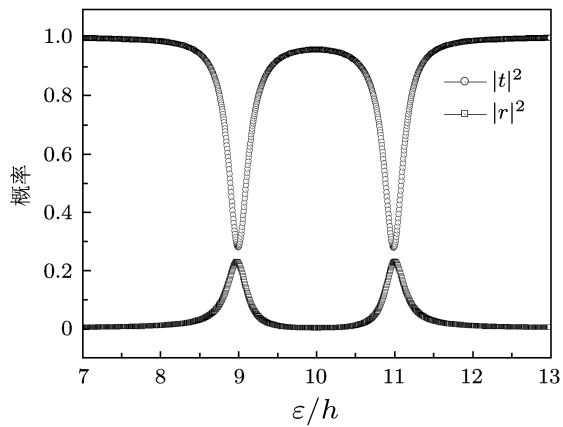


图2 当  $\omega = \Omega = 10, g = 1, V_1 = V_2 = 1, \omega_1 = 40$  时, 弹性透射率  $|t|^2$  和弹性反射率  $|r|^2$  与入射电子能量的依赖关系

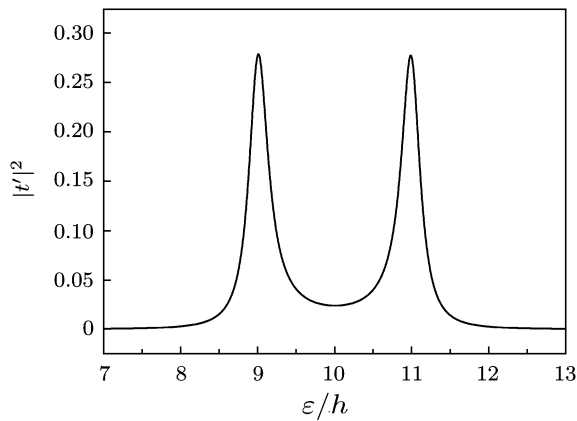


图3 当  $\omega = \Omega = 10, g = 1, V_1 = V_2 = 1, \omega_1 = 40$  时, 非弹性透射率  $|t'|^2$  与入射电子能量的依赖关系

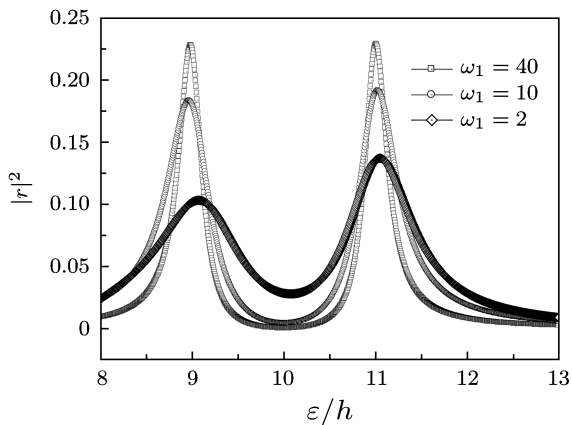


图4 当  $\omega = \Omega = 10, g = 1, V_1 = V_2 = 1$  时, 对不同的  $\omega_1$ , 弹性反射率  $|r|^2$  随入射能量  $\varepsilon/h$  的变化

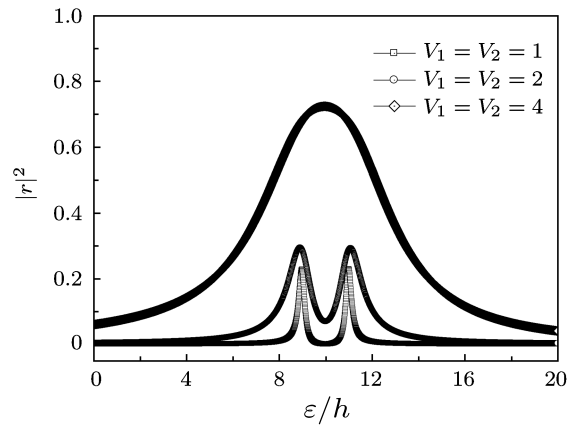


图5 当  $\omega = \Omega = 10, g = 1, \omega_1 = 40$  时, 对不同的  $V_1, V_2$ , 弹性反射率  $|r|^2$  随入射能量  $\varepsilon/h$  的变化

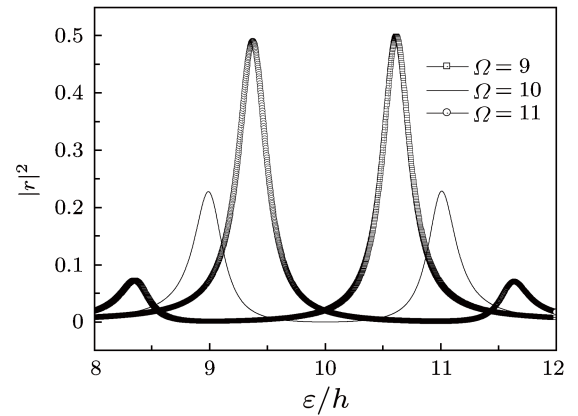


图6 当  $\omega = 10, g = 1, \omega_1 = 40, V_1 = V_2 = 1$  时, 对于不同的  $\Omega$ , 弹性反射率  $|r|^2$  与入射电子能量  $\varepsilon$  的依赖关系

两种情形下的透射率曲线, 从图中可以看出, 若维持  $\omega$  不变: 对于  $\Delta\omega > 0$ , 通过减小  $\Omega$  而增加失谐度, 两个共振点都集体向左发生偏移, 且右边共振峰的峰值反射率要远大于左边共振峰的峰值反射率; 而当  $\Delta\omega < 0$  时, 情况正好相反, 随着加大  $\Omega$  而增加失谐度, 两个共振点集体向右边迁移, 且左边共振点处的峰值透射率要远大于右边共振点处的峰值透射率. 图7所示为固定  $\omega = 10$ , 将  $\Omega$  从10开始逐渐增加, 观察两个共振峰随  $\Omega$  变化发生偏移的情况以及两个共振峰处反射率的变化, 从图(a)和图(c)可以看出, 当  $\Omega = 0$  时, 两个共振点处于  $\varepsilon/h \approx \omega \pm g$  处, 即调谐时的情形, 而当  $\Omega \rightarrow \infty$  时: 左边共振点的逐渐靠向  $\varepsilon_{LP}/h \rightarrow \omega$ , 且从图(b)可以看出, 该点处的弹性反射率逐渐增大直至于  $|r|^2 \rightarrow 1$ ; 而右边共振点逐渐靠向  $\varepsilon_{RP}/h \rightarrow \Omega$ , 且从图7(d)可以看出, 该点处的弹性反射率逐渐减小直至于  $|r|^2 \rightarrow 0$ . 从图6也可以直观地看出这种变化, 当失谐度较大时, 在透射曲线上, 靠近  $\Omega$  的共

振峰非常矮小, 可测度较低, 直至严重失谐时完全无法观测, 而靠近  $\omega$  共振峰却随着失谐度增加逐渐隆起, 直至严重失谐时趋近于完全共振反射. 从这个结果可以看出, 在严重失谐时, 系统的输运行为逐渐偏离调谐情形下的输运特性而逐渐靠近  $g = 0$

的情形, 这可以理解为, 随着失谐度的增加, 空腔体中的电子与原子的交换作用逐渐减弱, 当严重失谐时, 这种交换作用基本上可以忽略不计, 这时系统的输运行为完全等价于无原子存在时的特性, 原子和空腔系统等价为两个完全独立系统.

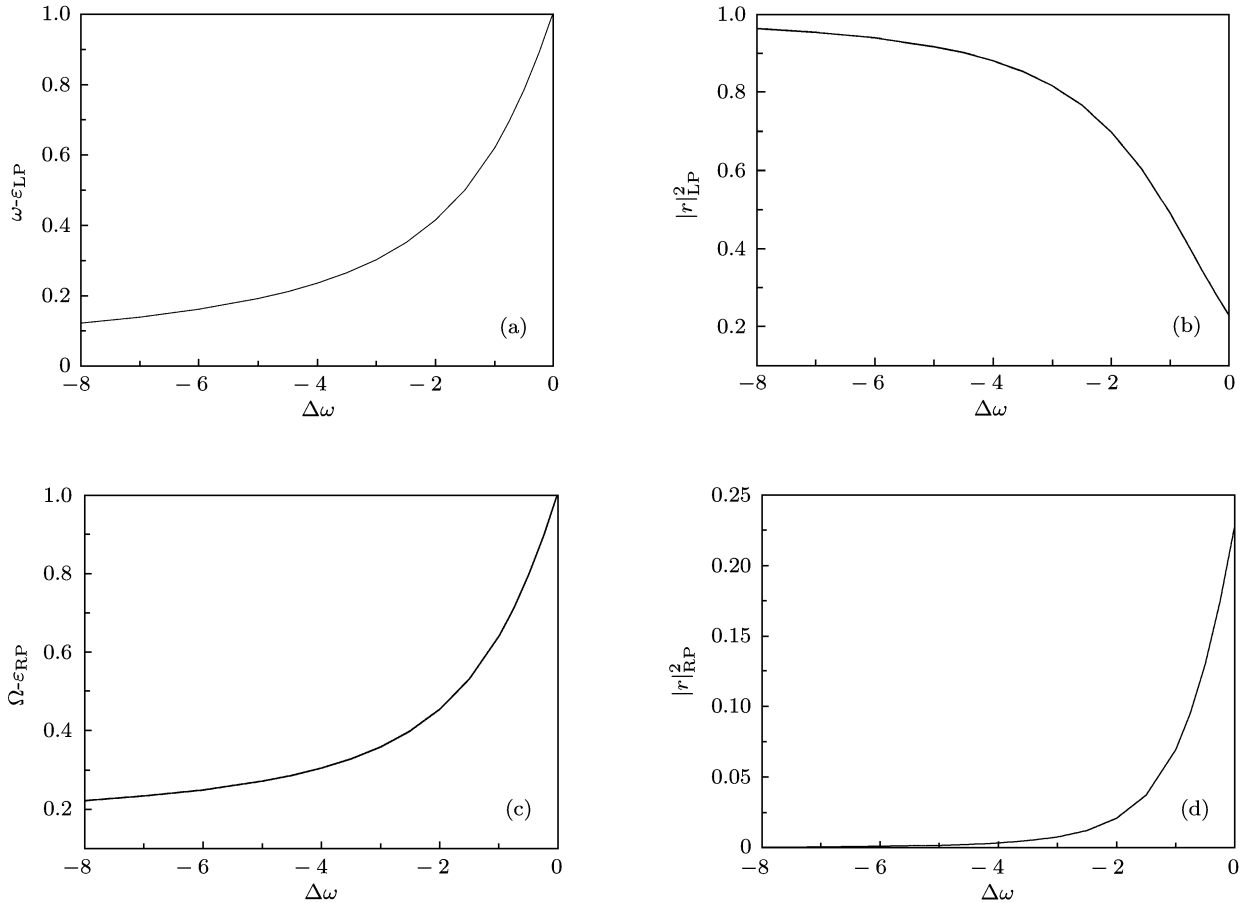


图 7 当  $g = 1, \omega_1 = 40, V_1 = V_2 = 1, \omega = 10$  时, 将  $\Omega$  从 10 开始逐渐增加 (a) 左边共振点的位置相对于  $\omega$  的变化量,  $\epsilon_{LP}$  代表左边共振点的能量; (b) 左边共振点处的弹性透射率的变化; (c) 右边共振点的位置相对于  $\Omega$  的变化量; (d) 右边共振点处的透射率的变化,  $\epsilon_{RP}$  代表右边共振点的能量

## 4 结论

通过我们的讨论可以看出, 单电子在含有二能级原子空腔中的输运特性严重依赖于空腔体的本征特性和原子的本征特性. 当空腔体的跃迁频与原子的跃迁频处于调谐的情形下, 随着电子与原子相互作用的加强, 原来一个共振峰被劈裂为两个共振峰, 且随着耦合强度的加大, 两个峰之间的间距也不断加大, 同时开始出现非弹性散射过程, 非弹性透射幅与反射幅都在共振点处出现明显的共振峰, 且幅度随着原子与电子的耦合强度的加强而加大. 而当腔体的跃迁频和原子的跃迁频开始失谐时, 原来的共振点开始发生漂移, 随着失谐度的加大, 其

中一个共振点靠向腔体的跃迁频  $\omega$ , 且弹性反射率也逐渐增加到 1; 而另外一个共振点靠向原子的跃迁频  $\Omega$ , 且弹性反射率也逐渐减小至 0. 也就是在严重失谐的情况下, 电子与原子的相互作用极小, 系统的输运特征主要由空腔体的本征特性决定, 而不再受到原子的影响.

我们的结果说明, 通过调控空腔体的本征特性以及原子的本征特性, 可以达到调控电子输运行为的目的. 虽然我们的模型是指单电子在含有二能级原子空腔体中的输运, 但我们的研究对电子在量子点中的输运行为以及电子在准一维晶体中受到杂质的散射行为都具有一定的诠释意义.

- [1] Reithmaier J P, Sek G, Löffler A, Hofmann C, Kuhn S, Reitzenstein S, Keldysh L, Kulakovskii V, Reinecke T L, Forchel A 2004 *Nature* **432** 197
- [2] Peter E, Senellart P, Martrou D, Lematre A, Hours J, Gérard J M 2005 *Bloch. J. Phys. Rev. Lett.* **95** 067401
- [3] Srinivasan K, Painter O 2007 *Nature*(London) **450** 862
- [4] Wolfgang Merkel, Holger Mack, Schleich W P, Eric Lutz, Paulus G G, Bertrand Girard *Phys. Rev. A* **76** 023417
- [5] Zhou L, Lu J, Sun C P 2007 *Phys. Rev. A* **76** 012313
- [6] Liao J Q, Huang J F, Liu Y X, Kuang L M, Sun C P 2009 *Phys. Rev. A* **80** 014301
- [7] Shen J T, Fan S H 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023837
- [8] Paolo Longo, Peter Schmitteckert, Kurt Busch 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 023602
- [9] Liao J Q, Law C K 2010 *Phys. Rev. A* **82** 053836
- [10] Fan S H, Sukru Ekin Kocabas, Shen J T 2010 *Phys. Rev. A* **82** 063821
- [11] Wu S Q, Chen X W, Sun W L, Wang X J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 2336(in Chinese) [吴绍全, 谌雄文, 孙威立, 王顺金 2004 物理学报 **53** 2336]
- [12] Peter E, Senellart P, Martrou D, Lemaitre A, Hours J, Gérard J M, Bloch J 2005 *Phys. Rev. Letts.* **95** 067401
- [13] Kartik Srinivasan, Oskar Painter 2007 *Phys. Rev. A* **75** 023814
- [14] Bai J X, Mi X W, Li D J 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6205(in Chinese) [柏江湘, 米贤武, 李德俊 2010 物理学报 **59** 6205]
- [15] Likharev K 1987 *IEEE Trans. Magn.* **23** 1142
- [16] Fulton T A, Dolan G J 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 109
- [17] Laakso M A, Heikkilä T T, Nazarov Y V 2010 *Phys. Rev. B* **82** 205316
- [18] Wang L J, Cao G, Tu T, Li H O, Zhou C, Hao X J, Su Z, Guo G C, Jiang H W, Guo G P 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 262113
- [19] Stampfer C, Schurtenberger E, Molitor F, Guettinger J, Ihn T, Ensslin K 2008 *Nano. Lett.* **8** 2378
- [20] David M, Kuo T 2006 *Phys. Rev. B* **73** 155331

# Single electron transport in a cavity containing a two-level atom

Shi Hong-Yun Chen He-Sheng<sup>†</sup>

(College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225009, China)

(Received 3 January 2011; revised manuscript received 6 May 2011)

## Abstract

Quantum dot is a typical nano functional device, which has a very attractive prospect in biotechnology, semiconductor technology, quantum optics and other fields. In this paper, we construct a cavity containing a two-level atom to simulate a nano cavity coupling a two-level quantum dot, and study the electrical transmission in the cavity. We solve the transfer function of a single electron and obtain the formulas of transportation and reflection. By adjusting the intrinsic properties of the cavity and the atom and coupling between them, we study the transmission characteristics of a single electron in the cavity and understand the role of the two-level atom and the cavity in the electrical transport. The results can provide some theoretical support for quantum control of the electron transport in a nano device.

**Keywords:** single electron, transport, two-level atom

**PACS:** 03.65.NK, 42.50.Pq, 25.30.Bf, 72.10.-d

---

<sup>†</sup> E-mail: chenjs@yzu.edu.cn