

文章编号:1004-4213(2011)05-0746-7

# 量子点腔非谐振耦合系统纯退相干的特性及应用

陈翔,米贤武

(吉首大学 物理科学与信息工程学院,湖南 吉首 416000)

**摘要:**采用非相干泵浦、受激辐射和纯退相干的量子主方程研究了量子点腔耦合系统,得出腔与量子点发射光谱解析解.理论分析显示,在非谐振耦合系统中纯退相干能使腔发射谱产生明显的移位效应,从而可以解释“非谐振耦合腔有效发射”效应.为了进一步研究纯退相干在量子点腔耦合系统上的应用,引入了系统有效耦合率和单光子源效率,并通过比较有效耦合率与腔耗散定义出好腔与坏腔机制.选取两组依据实验数据作为参量,在共振与失谐时研究了纯退相干对系统有效耦合率和单光子源效率的影响.结果表明:纯退相干可提高失谐系统有效耦合率与单光子源效率,从而可能使坏腔转变为好腔;两组参量中有较大耦合效率一组在一定范围内满足好腔机制,其单光子源效率明显优于另一组.在非谐振耦合系统比较了好腔机制与坏腔机制的激光,好腔机制是实现单量子点激光的必要条件;由于非谐振耦合系统 Fano 因子无最大值出现,从而该系统可能无激光阈值.

**关键词:**非谐振耦合;纯退相干;量子主方程;单光子源

中图分类号:O431.2

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20114005.0746

## 0 引言

单量子点与高品质因子腔谐振弱耦合<sup>[1-2]</sup>和强耦合<sup>[3-5]</sup>实验已经实现.一般情况下,不相关联的二能级量子点和腔在 J-C 模型相互作用绘景中,较强的耦合效应和相干能量交换要求量子点与腔满足严格的谐振条件.但文献[6-10]的实验研究发现量子点与腔即使在大失谐(3~10 meV)情况下腔仍然能够有效地发射,多次实验观察到不同类型腔中所谓的“非谐振耦合腔有效发射”效应.这表明在固态系统光与物质相互作用强烈并且复杂,涉及到单光子源和量子信息应用,其详细机理目前仍在讨论之中.最近有的研究小组把失谐时驱动腔模归因于量子点纯退相干机制<sup>[11-12]</sup>.Cui 和 Raymer 最早研究了单原子腔耦合系统纯退相干,他们得到纯退相干具有增宽耦合系统发射光谱和软化共振时发射光谱的性质<sup>[13]</sup>.

通过对文献[14-17]的理论扩展,引入了量子点腔耦合系统有效耦合率、单光子源效率和好腔与坏腔机制.其中文献[14]研究表明激子泵浦对腔发射光谱有明显影响,而文献[15]作为他们后续工作引入了有效耦合强度和两模交换粒子率.文献[16]在腔量子电动力学强耦合机制下论证了单光子源量子效率与系统耦合强度和衰减之间的关系,而文献[17]通过系统有效耦合与腔衰减关系定义出好腔与

坏腔机制,在非谐振耦合系统本文研究了纯退相干与这些物理量之间的相互关系.由于纯退相干在量子信息处理和通信上面降低了潜在的信息而常被当作缺陷,而量子点腔系统作为最具潜力的单光子源<sup>[18-20]</sup>之一,所以对该耦合系统纯退相干物理特性研究显得非常重要.理论研究表明纯退相干可以提高非谐振耦合系统有效耦合和单光子源效率,由其在选取适当的参量时增加纯退相干甚至可以使量子点腔非谐振耦合系统由坏腔机制转变为好腔机制,从而纯退相干作为发展先进固态单光子源和固态激光新的资源.

## 1 理论模型及求解

图1为二能级量子点腔耦合系统的原理图.图中,|e>和|g>表示量子点激发态和基态,|1>和|0>表示激发和空的腔模.二能级量子点目标激子与单模

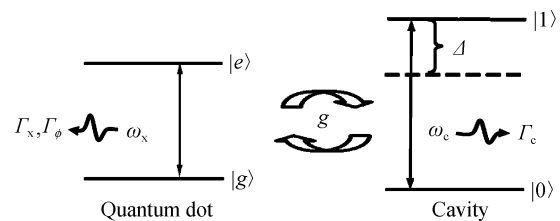


图1 二能级量子点腔耦合系统原理图  
Fig. 1 Schematic diagram of a two-level quantum dot-cavity coupling system

基金项目:国家自然科学基金(No. 10647132)和湖南省教育厅资助科研项目(No. 10A100)资助

第一作者:陈翔(1978-),男,硕士研究生,主要研究方向为腔量子电动力学. Email: chenxiang2011@hotmail.com

导师(通讯作者):米贤武(1973-),男,副教授,博士,主要研究方向为低维半导体物理与器件. Email: xwmi@yahoo.com.cn

收稿日期:2010-11-23;修回日期:2011-01-17

腔之间耦合强度为  $g$ , 腔的衰减率为  $\Gamma_c$ . 模型中本文把目标激子进行量子化处理, 并且考虑辐射衰变  $\Gamma_x$  和纯退相干  $\Gamma_\phi$ . 量子点腔系统被激子泵浦  $P_x$  (非相干泵浦产生的电子-空穴对给强耦合量子点提供一个有效电子泵浦) 和腔泵浦  $P_c$  (弱耦合时的量子点非相干泵浦时通过激子快速转换成腔光子而产生一个有效的腔泵浦) 同时驱动. 前者是由于较高能级电子-空穴对非相干弛豫所引起的; 后者是由于腔与非谐振激子(可能来自腔层另外量子点)耦合<sup>[15]</sup>. 对于非相干激发, 本文认为一个系统同库的相互作用满足马尔可夫近似<sup>[21]</sup>. 基于全量子理论, 量子动力学主方程中包括了非相干泵浦、受激辐射、量子点和腔模的衰减(包括激子的纯退相干)、激子的费米子特性或玻色子特性. 理论模型具有很强的灵活性, 通过简单的形式变换可用于激子为费米子或玻色子系统, 以及有无受激辐射和有无纯退相干等情况. 主方程为

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_S, \rho] + L(\rho) \quad (1)$$

在旋波近似下, 系统哈密顿量

$$H_S = \hbar\omega_x \sigma^+ \sigma^- + \hbar\omega_c a^+ a + \hbar g (\sigma^- a^+ + \sigma^+ a) \quad (2)$$

量子点腔系统被非相干泵浦  $P_{x/c}$  (激子泵浦/腔模泵浦) 同时驱动. 这里对激子和腔模进行量子化处理:  $a^+ / a$  对应腔模产生和湮灭算符,  $\sigma^+ / \sigma^-$  为目标激子泡利算符,  $\omega_x$  和  $\omega_c$  分别是目标激子的频率和腔模本征频率.

非相干泵浦过程满足 Tian 和 Carmichael 模型<sup>[22]</sup>. 式(1)超算符  $L(\rho)$  为

$$\begin{aligned} L(\rho) = & \frac{P_c}{2} (2a^+ \rho a - a a^+ \rho - \rho a a^+) + \\ & \frac{\Gamma_c + P_c}{2} (2a \rho a^+ - a^+ a \rho - \rho a^+ a) + \\ & \frac{P_{12}}{2} (2\sigma^+ \rho \sigma^- - \sigma^- \sigma^+ \rho - \rho \sigma^- \sigma^+) + \\ & \frac{P_{21}}{2} (2\sigma^- \rho \sigma^+ - \sigma^+ \sigma^- \rho - \rho \sigma^+ \sigma^-) + \end{aligned}$$

$$\frac{\Gamma_\phi}{4} (\sigma_z \rho \sigma_z - \rho) \quad (3)$$

激子泵浦时当作热浴模型<sup>[23]</sup>, 其中  $P_{12} = P_x$  和  $P_{21} = \Gamma_x + P_x$ ,  $P_x$  是目标激子泵浦率, 经推断与实验泵浦功率成一定比率. 在算符期望值推导时, 这里将用到一个近似处理<sup>[24]</sup>  $\langle \sigma_z a \rangle = -\langle a \rangle$  和费米统计  $[\sigma^-, \sigma^+]_+ = 1$ ,  $\rho$  的 6 个独立矩阵元期望值分成两组耦合方程

$$\partial_t \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma^- \rangle \end{bmatrix} = \mathbf{M} \times \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma^- \rangle \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\partial_t \begin{bmatrix} \langle a^+ a \rangle \\ \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a \sigma^+ \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_c \\ P_{12} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \mathbf{N} \times \begin{bmatrix} \langle a^+ a \rangle \\ \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a^+ \sigma^- \rangle \\ \langle a \sigma^+ \rangle \end{bmatrix} \quad (5)$$

式中

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} -(i\omega_c + \Gamma_c/2) & -ig \\ -ig & -i\omega_x - (P_{12} + P_{21} + \Gamma_\phi)/2 \end{bmatrix}$$

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} -\Gamma_c & 0 & -ig & ig \\ 0 & -(P_{12} + P_{21}) & ig & -ig \\ -ig & ig & i\Delta - \Gamma/2 & 0 \\ ig & -ig & 0 & -i\Delta - \Gamma/2 \end{bmatrix}$$

式中  $\Delta = \omega_c - \omega_x$ , 利用量子回归定理<sup>[21]</sup>

$$\begin{bmatrix} \langle a^+(t) a(t+\tau) \rangle \\ \langle a^+(t) \sigma^-(t+\tau) \rangle \end{bmatrix} = \mathbf{M} \times \begin{bmatrix} \langle (a^+ a)(t) \rangle \\ \langle (a^+ \sigma^-)(t) \rangle \end{bmatrix} \quad (6)$$

得出二次时间关联函数

$$d\langle a^+(t) a(t+\tau) \rangle / d\tau, d\langle a^+(t) \sigma^-(t+\tau) \rangle / d\tau \quad (7)$$

随后, 由维纳辛钦定理腔的稳态发射光谱为

$$S_C(\omega) \propto \lim_{t \rightarrow \infty} \text{Re} \int_0^\infty [e^{i\omega\tau} \langle a^+(0) a(\tau) \rangle] d\tau \quad (8)$$

把式(7)结果(令  $t=0$ )代入式(8)最终可得

$$S_C(\omega) = \text{Re}(C_1 \times \langle a^+ a \rangle_{ss} + C_2 \times \langle a^+ \sigma^- \rangle_{ss}) \quad (9)$$

同理可求出量子点发射光谱  $S_X(\omega)$

$$S_X(\omega) = \text{Re}(C_3 \times \langle \sigma^+ \sigma^- \rangle_{ss} + C_2 \times \langle \sigma^+ a \rangle_{ss}) \quad (10)$$

式(9)和(10)中

$$C_1 = \frac{2i(-i\Gamma - 2\omega + i\Gamma_c + 2\omega_x)}{4g^2 - 2i\Gamma\omega - 4\omega^2 - \Gamma_c^2 + \omega_c(2i\Gamma + 4\omega - 4\omega_x) + \Gamma_c(\Gamma - 2i\omega_c + 2i\omega_x) + 4\omega\omega_x} \quad (11)$$

$$C_2 = \frac{-4ig}{4g^2 - 2i\Gamma\omega - 4\omega^2 - \Gamma_c^2 + \omega_c(2i\Gamma + 4\omega - 4\omega_x) + \Gamma_c(\Gamma - 2i\omega_c + 2i\omega_x) + 4\omega\omega_x} \quad (12)$$

$$C_3 = \frac{2\Gamma_c - 4i(\omega - \omega_c)}{4g^2 - 2i\Gamma\omega - 4\omega^2 - \Gamma_c^2 + \omega_c(2i\Gamma + 4\omega - 4\omega_x) + \Gamma_c(\Gamma - 2i\omega_c + 2i\omega_x) + 4\omega\omega_x} \quad (13)$$

$$\langle a^+ a \rangle_{ss} = \frac{4g^2 \Gamma P_c + \Gamma^2 P_{12} P_c + 4\Delta^2 P_{12} P_c + \Gamma^2 P_{21} P_c + 4\Delta^2 P_{21} P_c + 4g^2 \Gamma P_x}{4g^2 \Gamma P_{12} + 4g^2 \Gamma P_{21} + 4g^2 \Gamma \Gamma_c + \Gamma^2 P_{12} \Gamma_c + 4\Delta^2 P_{12} \Gamma_c + \Gamma^2 P_{21} \Gamma_c + 4\Delta^2 P_{21} \Gamma_c} \quad (14)$$

$$\langle \sigma^+ \sigma^- \rangle_{ss} = \frac{4g^2 \Gamma P_c + 4g^2 \Gamma P_x + \Gamma^2 P_x \Gamma_c + 4\Delta^2 P_x \Gamma_c}{4g^2 \Gamma P_{12} + 4g^2 \Gamma P_{21} + 4g^2 \Gamma \Gamma_c + \Gamma^2 P_{12} \Gamma_c + 4\Delta^2 P_{12} \Gamma_c + \Gamma^2 P_{21} \Gamma_c + 4\Delta^2 P_{21} \Gamma_c} \quad (15)$$

$$\langle a^+ \sigma^- \rangle_{ss} = \frac{-2i(g\Gamma + 2ig\Delta)(P_{12} P_c + P_{21} P_c - P_x \Gamma_c)}{4g^2 \Gamma P_{12} + 4g^2 \Gamma P_{21} + 4g^2 \Gamma \Gamma_c + \Gamma^2 P_{12} \Gamma_c + 4\Delta^2 P_{12} \Gamma_c + \Gamma^2 P_{21} \Gamma_c + 4\Delta^2 P_{21} \Gamma_c} \quad (16)$$

$$\langle a\sigma^+ \rangle_{ss} = 2ig(\Gamma - 2i\Delta)(P_{12}P_c + P_{21}P_c - P_x\Gamma_c) / (4g^2\Gamma P_{12} + 4g^2\Gamma P_{21} + 4g^2\Gamma\Gamma_c + \Gamma^2 P_{12}\Gamma_c + 4\Delta^2 P_{12}\Gamma_c + \Gamma^2 P_{21}\Gamma_c + 4\Delta^2 P_{21}\Gamma_c) \quad (17)$$

式中,下标“SS”表示稳态,  $\Gamma = P_{21} + P_{12} + \Gamma_\phi + \Gamma_c$ , 玻色子统计只需将  $P_{21} + P_{12}$  换成  $P_{21} - P_{12}$ , 并调试  $\Gamma_\phi$  到 0, 由于退相干不包括在内, 取  $\Gamma_x \rightarrow \Gamma_x + \Gamma_\phi$ . 类似非相干泵浦模型, Ridolfo 等人<sup>[25]</sup>最近提出泵浦诱导受激辐射<sup>[26]</sup>, 但是他们主方程里忽略了纯退相干, 所以只适合于玻色子体系.

通过对文献[14-17]理论扩展, 引入了量子点腔耦合系统有效耦合率、单光子源效率和好腔与坏腔机制. 如果纯退相干足够大, 式(5)相干性可绝热地消除, 这时系统的动力可通过经典的概率来描述, 它符合量子盒子与腔盒子粒子扩散原理, 盒子分别以概率  $\Gamma_x$  或  $\Gamma_c$  每单位时间耗散粒子<sup>[17]</sup>. 该系统耦合率  $R$  为

$$R = 4g^2 / [\Gamma + (4\Delta^2) / \Gamma] \quad (18)$$

正如文献[17]所强调, 物理量  $R$  作为量子点与腔模的有效耦合率, 系统形式上等价于两个耦合盒子: 量子点盒子初始装有一个能量量子并以比率  $\Gamma_x$  进入环境而腔盒子以  $R$  进入. 或者说, 腔盒子以比率  $\Gamma_c$  耗散或者以概率  $R$  每单位时间返回量子点盒子. 参量  $R$  涉及的相应单光子源效率<sup>[16-17]</sup>  $\alpha$  为

$$\alpha = R\Gamma_c / [R\Gamma_c + \Gamma_x(R + \Gamma_c)] \quad (19)$$

有效耦合率  $R$  作为量子点腔耦合系统一个很重要的参量, 比较  $R$  与腔耗散关系可分为好腔机制 ( $R > \Gamma_c$ ) 与坏腔机制 ( $R < \Gamma_c$ ).

## 2 结果与分析

依据当前的理论模型, 本文研究了纯退相干在量子点腔失谐系统的物理特性, 很好地解释了“非谐振耦合腔有效发射”效应. 图 2 为量子点腔失谐系统在不同纯退相干时腔与量子点的发射光谱, 分别用  $S_c$  和  $S_x$  表示.

图 2 描述了非谐振耦合系统纯退相干和失谐对腔和量子点发射光谱的影响, 其中  $P_x = 1.1E^{-4}$  meV,  $P_c = 7P_x$ ,  $\Gamma_c = 0.08$  meV,  $\Gamma_x = 2E^{-4}$  meV. 图 2(a) 和 (b) 为  $\Delta = 0.4$  meV,  $\omega_c = 1331.4$  meV,  $\omega_x = 1331.0$  meV 时, 三个不同纯退相干所对应的腔与量子点的发射光谱. 纯退相干对量子点腔失谐系统的腔发射光谱影响很大, 共振时, 纯退相干增宽了腔发射光谱和模糊了拉比分裂<sup>[13]</sup>. 然而在量子点腔失谐系统, 图 2(a) 显示纯退相干更有利于腔在腔模频率发射(称之为移位效应), 而图 2(b) 量子点发射光谱右侧腔模频率处没有明显的移位效应. 最近实验上观察到“非谐振耦合腔有效发射”效应<sup>[6-10]</sup>, 也即图 2(a) 所示腔发射光谱强烈的移位效应, 实验表明即使在量子点与腔大失谐 ( $|\Delta| \gg g$ ) 时腔仍然能够

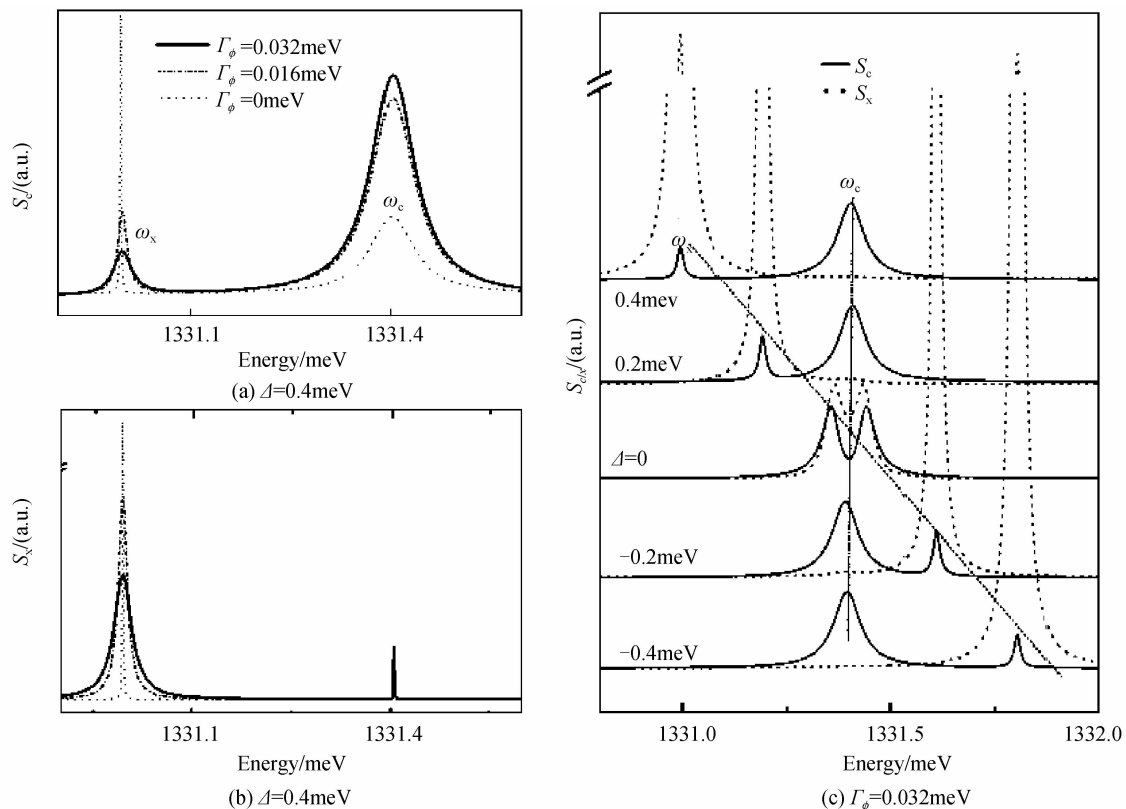


图 2 纯退相干和失谐对腔和量子点发射光谱的影响

Fig. 2 Influence of pure dephasing and detuning on cavity and quantum dot emission spectra

发射出腔模频率的光子.图 2(a)腔发射光谱这种明显的移位效应甚至在纯退相干很小时也可以观察到.“非谐振耦合腔有效发射”效应理解为高退相率由多个退相事件累积,不连续相变累积当到达腔频率时振荡瞬变,很像经典振动中的振铃效应,从而使腔在腔模频率处有效地发射<sup>[11]</sup>.图 2(c)中腔频率  $\omega_c = 1\,331.4\text{ meV}$ ,量子点频率从  $1\,331.0\text{ meV}$  递增至  $1\,331.8\text{ meV}$ (失谐量  $\Delta$  如图中所示),纯退相干对腔与量子点发射光谱的影响有着本质的不同:腔发射光谱在腔与量子点频率处随着失谐的不同出现了明显的移位效应(如图 2(a)已有说明),随着量子点频率远离腔频率,腔发射光谱中腔频率处的波峰越明显,由于腔线宽远大于量子点线的原因图中量子点发射光谱占主要.腔或量子点发射光强对所研究的耦合系统而言很重要,理论上,发射光强  $I$  对应光谱曲线与横轴所围的面积( $I = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{C/X}(\omega) d\omega$ ),总的辐射强度相当于单位时间发射的光子数.图 3 显示了失谐系统腔与量子点发射光强随纯退相干或失谐量的关系.

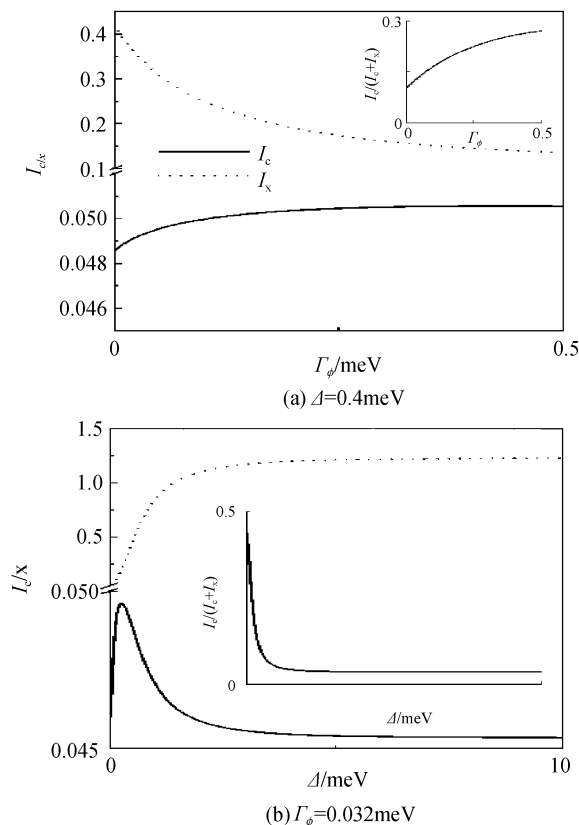


图 3 纯退相干和失谐对腔和量子点发射光强的影响  
 Fig. 3 Influence of pure dephasing and detuning on cavity and quantum dot emission intensity

对于器件效率而言,腔发射强度与总的发射强度的比值  $I_c/(I_c + I_x)$  是一个很重要的物理量.图 3(a)中失谐  $\Delta = 0.4\text{ meV}$  时,腔与量子点发射强度分别随纯退相干单调递增和递减,插图显示了腔的发射强度

占总强度的比率随纯退相干单调递增.由于腔的线宽  $0.08\text{ meV}$  远大于量子点的线宽  $2E^{-4}\text{ meV}$ ,系统主要的发射来自于量子点.图 3(b)在控制纯退相干( $\Gamma_\phi = 0.032\text{ meV}$ )时,失谐对光强的影响非常明显:量子点发射强度随失谐量单调递增,插图中腔发射强度占总强度的比率单调递减,但显示出即使在失谐大到  $10\text{ meV}$  时腔仍然能有效地发射.理论结果显示纯退相干在量子点腔耦合系统中有明显的影响,特别是腔强度移位效应出现在强耦合或弱耦合以及非常大的失谐系统中,这也许是最近实验观察到量子点腔耦合系统大失谐时腔有效发射的原因.当前的理论模型给实验上观察到量子点腔非谐振时腔有效发射<sup>[6-10]</sup>和少许量子点纳腔在非谐振耦合时产生激光<sup>[27]</sup>一个理论依据.

为了进一步了解纯退相干在非谐振耦合系统物理特性和达到实际应用,引入了量子点腔耦合系统有效耦合率、单光子源效率和好腔与坏腔机制.

图 4 所选取的两组参量来源于实验数据,其中粗线(实线、点线)参量来源于文献[6]:  $g = 76\text{ }\mu\text{eV}$ ,  $\Gamma_c = 100\text{ }\mu\text{eV}$ ,  $\Gamma_x = 1\text{ }\mu\text{eV}$ ;细线(实线、点线)参量来源于文献[7]:  $g = 35\text{ }\mu\text{eV}$ ,  $\Gamma_c = 85\text{ }\mu\text{eV}$ ,  $\Gamma_x = 1\text{ }\mu\text{eV}$ .本文分别在共振和失谐时研究了纯退相干对系统有效耦合和单光子源效率的影响.图 4(a)在系统共振时,随着纯退相干递增所选取的两种参量的有效耦合率均递减.由于所选取的参量有本质的不同:粗线与细线组所对应的腔耗散率分别为  $0.1\text{ meV}$  和  $0.085\text{ meV}$ ,粗线组的有效耦合率  $R$  可超过  $\Gamma_c$ (好腔机制条件)而细线组不能,插图显示了粗线所处的好腔机制范围.图 4(b)失谐系统与共振情况明显不同:随纯退相干递增有效耦合率并不是同共振时单调的递减关系,两组有效耦合率曲线在递减前均出现了一个递增关系,这一重要的变化关系在选取合适的参量时可使我们获得一个从坏腔机制到好腔机制有意义地转变.图 4(c)和(d)作为单光子源效率同纯退相干或失谐的函数关系.图 4(c)在共振情况时纯退相干从  $0$  递增到  $0.5\text{ meV}$  时,粗(细)点线单光子源效应从  $98.5\%$  递减到  $96.5\%$  ( $97\%$  到  $88\%$ );然而在失谐时却分别从  $37\%$  递增到  $75.5\%$  ( $9.5$  到  $39.6\%$ ),并且在两者  $1.9\text{ meV}$  时分别达到最大值  $84.5\%$  ( $54.7\%$ ).图 4(d)为在纯退相干  $\Gamma_\phi = 0$  和  $\Gamma_\phi = 0.1\text{ meV}$  时单光源效率随失谐  $\Delta$  的演变关系,纯退相干对失谐系统单光子源效率的影响非常明显.比较粗的实线和点线(参量来源于文献[6]):在失谐从  $0$  到  $0.1\text{ meV}$  时有(无)纯退相干时单光子源效率从  $98.2\%$  下降到  $81\%$  ( $98.5\%$  到  $69.3\%$ );细的实线和点线(参量来源于文献[7])则

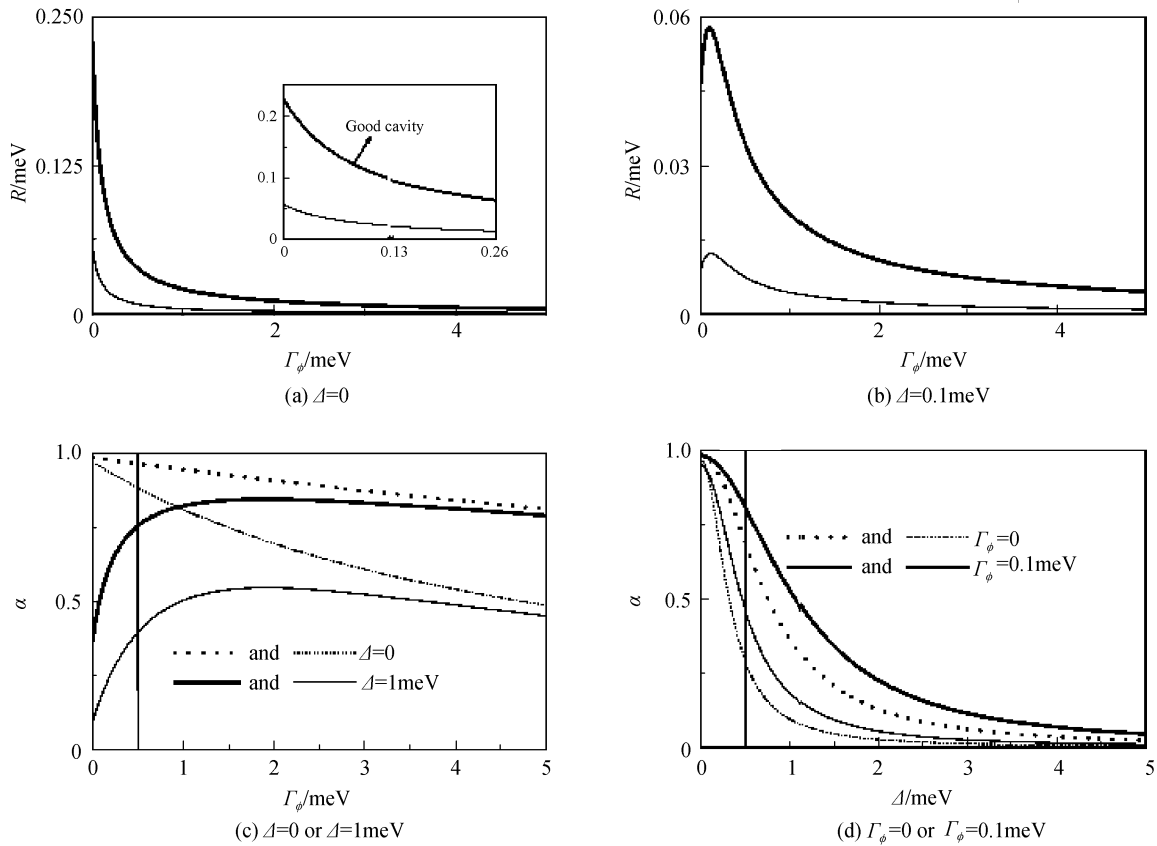


图 4 有效耦合  $R$  在共振和失谐时随纯退相干变化关系, 以及单光子源效率随纯退相干与失谐变化关系  
 Fig. 4 The effective coupling  $R$  in resonant and detuned cases, as a function of the pure dephasing and the single photon source efficiency as a function of the pure dephasing and the detuning

对应分别从 95.3% 到 46.6% 和从 97.1% 到 29.4%。纯退相干在非谐振耦合时可提高有效耦合和单光子源效率, 从而作为量子通信一种新的资源。

关于单量子点激光实验已经开始<sup>[28-31]</sup>。随着最近腔量子电动力学实验腔品质因子的巨大提高, 使得腔衰减与量子点辐射衰减进入等数量级的好腔机制探索, 甚至更小, 在好腔与坏腔机制下失谐系统需要依靠泵浦光致发光来实现单量子点激光。

图 5 在所选取的两种参量中, 其中实数一组始终满足好腔机制而虚线一组始终为坏腔机制。两种机制

下激光发射(光子数  $n_c = \langle a^+ a \rangle_{ss}$ ) 在好腔机制明显优越于坏腔机制, 这正如文献<sup>[17]</sup>所证明的好腔机制为单发射物激光必要的条件, 在好腔内易达到受激辐射而使多光子存储于其中。作为衡量强度波动的物理量 Fano 因子<sup>[32]</sup>  $F(F = \langle (a^+ a - \langle a^+ a \rangle)^2 \rangle / \langle a^+ a \rangle)$ , 其中  $(a^+ a - \langle a^+ a \rangle)^2$  为光子数方差)。图 5 的插图为 Fano 因子  $F$  与泵浦功率的关系,  $F$  没有显示出最大值, 因此这个系统没有激光阈值。

### 3 结论

本文研究了两能级系统纯退相干物理性质, 其中理论主方程还包括了非相干泵浦和受激辐射。经研究得到纯退相干使失谐系统腔发射光谱移向于腔频率处, 并增宽了谱线和模糊了拉比分裂。通过理论考虑纯退相干特性可以很好地解释“非谐振耦合腔有效发射”效应。为了进一步研究纯退相干在量子点腔耦合系统上的应用, 引入了系统有效耦合率和单光子源效率。比较有效耦合率与腔耗散可定义出好腔与坏腔机制, 选取两种依据实验数据作为参量在共振与失谐时研究了纯退相干对系统有效耦合和单光子源效率的影响; 纯退相干可提高失谐系统有效耦合与单光子源效率, 从而可能使坏腔转变为好腔。两组参量中有较大耦合效率一组在一定范围内满足

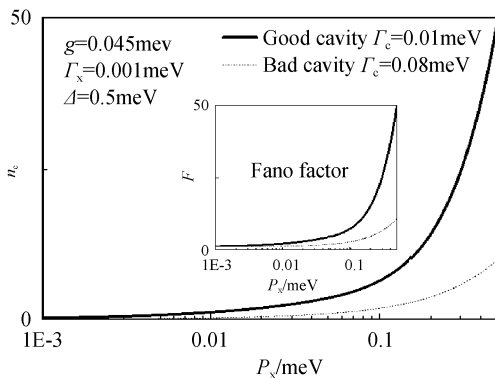


图 5 单量子点激光与无阈值激光: 好腔机制与坏腔机制时的平均光子数  
 Fig. 5 Single quantum-dot lasing and thresholdless lasing: mean photon number for good cavity regime and bad cavity regime

好腔机制其单光子源效率明显优于另一组. 我们在非谐振耦合系统比较了好腔机制与坏腔机制的激光,好腔机制是实现单量子点激光的必要条件;由于非谐振耦合系统 Fano 因子无最大值出现,从而该系统可能无激光阈值.

#### 参考文献

- [1] MICHLER P, KIRAZ A, BECHER C, *et al.* A quantum dot single-photon turnstile device[J]. *Science*, 2000, **290**(5500): 2282-2285.
- [2] SANTOR C, FATTAL D, VUCKOVIC J, *et al.* Indistinguishable photons from a single-photon[J]. *Nature*, 2002, **419**(6907): 594-597.
- [3] REITHMAIER J P, SEK G, LÖFFLER A, *et al.* Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system[J]. *Nature*, 2004, **432**(11): 197-200.
- [4] YOSHIE T, SCHERER A, HENDRICKSON J, *et al.* Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity[J]. *Nature*, 2004, **432**(11): 200-203.
- [5] PETER E, SENELLART P, MARTROU D, *et al.* Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity[J]. *Physics Review Letters*, 2005, **95**(6): 067401(4).
- [6] HENNESSY K, BADOLATO A, WINGER M, *et al.* Quantum nature of a strongly-coupled single quantum dot-cavity system[J]. *Nature*, 2007, **445**(7130): 896-899.
- [7] PRESS D, GOTZINGER S, REITZENSTEIN S, *et al.* Photon antibunching from a single quantum-dot-microcavity system in the strong coupling regime[J]. *Physics Review Letters*, 2007, **98**(11): 117402.
- [8] KANIBER M, LAUCHT A, NEUMANN A, *et al.* Investigation of the nonresonant dot-cavity coupling in two-dimensional photonic crystal nanocavities[J]. *Physics Review B*, 2008, **77**(16): 161303.
- [9] ENGLUND D, MAJUMDAR A, FARAON A, *et al.* Resonant excitation of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal nanocavity[J]. *Physics Review Letters*, 2010, **104**(7): 073904.
- [10] ATES S, ULRICH S M, ULHAQ A, *et al.* Non-resonant dot-cavity coupling and its potential for resonant single quantum-dot spectroscopy[J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(12): 724-728.
- [11] NAESBY A, SUHR T, KRISTENSEN P T, *et al.* Influence of pure dephasing on emission spectra from single photon sources[J]. *Physics Review A*, 2008, **78**(4): 045802(4).
- [12] AUFFÈVES A, GÉRARD J M, POIZAT J P. Pure emitter dephasing: A resource for advanced solid-state single-photon sources[J]. *Physics Review A*, 2009, **79**(5): 053838(5).
- [13] GUOQIANG C, RAYMER M. Emission spectra and quantum efficiency of single-photon sources in the cavity-QED strong-coupling regime[J]. *Physics Review A*, 2006, **73**(5): 053807(14).
- [14] LAUSSY F P, VALLE E D, TEJEDOR C. Strong coupling of quantum dots in microcavities[J]. *Physics Review Letters*, 2008, **101**(8): 083601(4).
- [15] LAUSSY F P, VALLE E D, TEJEDOR C. Luminescence spectra of quantum dots in microcavities. I. Bosons[J]. *Physics Review B*, 2009, **79**(23): 235325(17).
- [16] GUOQIANG C, RAYMER M. Quantum efficiency of single-photon sources in the cavity-QED strong-coupling regime[J]. *Optics Express*, 2005, **13**(24): 9661-9665.
- [17] AUFFÈVES A, GÉRARD J M, POIZAT J P, *et al.* Controlling the dynamics of a coupled atom-cavity system by pure dephasing[J]. *Physics Review B*, 2010, **81**(24): 245419(10).
- [18] MICHLER P, KIRAZ A, BECHER C, *et al.* A quantum dot single-photon turnstile device[J]. *Science*, 2000, **290**(5500): 2282-2285.
- [19] MOREAU E, ROBERT I, GERARD M, *et al.* Sing-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities[J]. *Applied Physics Letters*, 2001, **79**(18): 2865-2867.
- [20] SANTORI C, FATTAL D, VUCKOVIĆ J, *et al.* Indistinguishable photons from a single-photon device[J]. *Nature*, 2002, **419**(6907): 594-597.
- [21] CARMICHAEL H J. Statistical methods in quantum optics [M]. Heidelberg: Springer-Verlag, 1999: 19-26.
- [22] TIAN L, CARMICHAEL H J. Incoherent excitation of the Jaynes-Cummings system[J]. *Quantum Optics*, 1992, **4**(2): 131-144.
- [23] YAO PEIJUN, PATHAK P K, ILLES E, *et al.* Nonlinear photoluminescence spectra from a quantum-dot-cavity system: Interplay of pump-induced stimulated emission and anharmonic cavity QED[J]. *Physics Review B*, 2010, **81**(3): 033309.
- [24] AUFFÈVES A, BESGA B, GÉRARD J M, *et al.* Spontaneous emission spectrum of a two-level atom in a very-high-Q cavity[J]. *Physics Review A*, 2008, **77**(6): 063833(9).
- [25] RIDOLFO A, STEFANO O D, PORTOLAN S, *et al.* Photoluminescence of single quantum dot in microcavities[J]. *Journal of Physics*, 2010, **210**(1): 012025.
- [26] LIAO Qing-hong, LIU Zheng-dong, YOU Su-ping, *et al.* Stimulated emission behavior of single quantum dot in microcavity[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(5): 883-886.  
廖庆洪,刘正东,尤素萍,等. 微腔中单量子点的受激辐射行为研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(5): 883-886.
- [27] STRAUF S, HENNESSY K, RAKHER M T, *et al.* Self-tuned quantum dot gain in photonic crystal lasers[J]. *Physics Review Letters*, 2007, **96**(12): 127404.
- [28] XIE Z G, GÖTZINGER S, FANG W, *et al.* Influence of a single quantum dot state on the characteristics of a microdisk laser[J]. *Physics Review Letters*, 2007, **98**(11): 117401.
- [29] REITZENSTEIN S, BÖCKLER C, BAZHENOV A, *et al.* Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(7): 4848-4857.
- [30] NOMURA M, KUMAGAI N, IWAMOTO S, *et al.* Photonic crystal nanocavity laser with a single quantum dot gain[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(18): 15975-15982.
- [31] NOMURA M, KUMAGAI N, IWAMOTO S, *et al.* Laser oscillation in a strongly coupled single-quantum-dot-nanocavity system[J]. *Nature Physics*, 2010, **6**(4): 279-283.
- [32] LÖFFLER M, MEYER G M, WALTHER H. Spectral properties of one-atom laser[J]. *Physics Review A*, 1997, **55**(5): 3923-3930.

## Characteristics of Pure Dephasing on Non-resonant Quantum Dot-cavity Coupling System and its Application Prospect

CHEN Xiang, MI Xian-wu

(College of physics science and Information Engineering, Jishou University, Jishou, Hunan 416000, China)

**Abstract:** The quantum dot-cavity system was investigated using a quantum master equation that took incoherent pumping, stimulated emission and pure dephasing into consideration, and analytical emission spectra at cavity and dot were presented. The theoretical analysis results show that the pure dephasing shifts the emission intensity towards the cavity frequency in non-resonant coupling system and thus can be a very good explanation of the non-resonantly coupled cavity effective emission effect. In order to further study the application of pure dephasing in the quantum dot-cavity coupled systems, the effective quantum dot-cavity coupling rate and the efficiency of the single photon source for detuned systems were introduced, and good cavity and bad regime were able to be defined through comparing the effective quantum dot-cavity coupling rate and the cavity decay rate. Influence of the pure dephasing on the effective coupling rate and the efficiency of the single photon source were investigated in resonance and detuning selected two set of theoretical parameters according to the experimental data. The results show that the pure dephasing can increase the effective quantum dot-cavity coupling and the efficiency of single photon source for detuned system and thus may make a transition from bad cavity to good cavity regime; a set of parameters having larger coupling efficiency in a certain range can meet good cavity regime that its single photon sources efficiency is obviously better than the other set. Compared with bad cavity regime laser in non-resonant coupling system, the good cavity regime is a necessary condition to achieve single quantum dot lasers; the Fano function shows no evidence of a maximum in the non-resonant coupling system and thus there is no laser threshold in this system.

**Key words:** Non-resonant coupling; Pure dephasing; Quantum master equation; Single photon sources