

# 量子点腔系统中抽运诱导受激辐射与非谐振腔量子电动力学特性的研究\*

陈翔 米贤武†

(吉首大学物理科学与信息工程学院, 吉首 416000)

(2010年3月18日收到; 2010年5月28日收到修改稿)

从量子点和腔相互作用的哈密顿量出发, 利用包括非相干抽运, 退相干项主方程, 并结合量子回归定理, 考虑相关初始条件, 理论推导和数值计算相结合得出量子点多光子发射光谱精确数值结果. 分析多光子发射光谱(费米子统计)和相应单光子情况(玻色子统计)时, 得到依据费米子统计, 退相干和热浴模型的多光子发射光谱同最近文献[22]量子点——微柱腔实验结果符合得非常好. 结合理论和当前实验, 显示了量子点腔系统中抽运诱导受激辐射和非谐振腔量子电动力学.

**关键词:** 量子点, 微腔, 受激辐射, 发射光谱

**PACS:** 42.50.Ct, 42.50.Pq, 78.67.Hc, 32.70.Jz

## 1. 引言

单量子点腔系统促进了固态量子比特的实现, 它应用于单光子产生<sup>[1-3]</sup>和光子纠缠<sup>[4,5]</sup>, 也广泛用在激光实验更深刻探索半导体腔量子电动力学弱耦合和强耦合上面. 经典的腔量子电动力学包括了 Purcell 效应和真空 Rabi 振荡, 对原子光学腔<sup>[6]</sup>现象众所周知, 但在半导体腔里实现真空拉比分裂却在几年前才实现<sup>[7-9]</sup>. 我们研究的动机来自最近急增的量子点腔系统实验, 和许多研究人员正在努力工作发展新的理论工具来理解半导体腔量子电动力学系统. 例如, 在激子和腔模大失谐<sup>[10,11]</sup>时测量持续的腔模激发<sup>[12,13]</sup>; 通过扩展理论方法定性地说明腔模和激子之间的耦合, 并显示腔中的发射光谱<sup>[14-18]</sup>. 最初认为低抽运功率在激发激子或漏腔模是有效的, 但最近提出一些有趣的问题<sup>[19-21]</sup>: 谁是非相干抽运光致发光光谱中的主角? 抽运在哪儿能够激发激子或腔模? 最近两个实验小组做了光谱依赖抽运实验: Münch 等人<sup>[22]</sup>报道了关于量子点——微柱腔系统的结果; Laucht 等人<sup>[23]</sup>报道了量子点——光子晶体系统结果. 这些测量结果表明: 激发功率的增强驱使激子与

光子的耦合强度变小, 量子点腔系统的相互作用由强耦合转向弱耦合<sup>[22,23]</sup>.

由于所取的模型和受激辐射<sup>[24]</sup>对激子密度和光子密度影响很大, 只有模型 1 并且考虑到受激辐射时才没有负激子密度和负光子密度产生, 故主方程<sup>[25,26]</sup>包括了非相干抽运, 受激辐射, 退相干项. 最终得出多光子光谱精确数值结果并分析相应单光子情况. 通过对 Münch 等人实验<sup>[22]</sup>分析, 当前的理论模型与以往忽略了受激辐射影响的理论模型存在很大的差异. 对于非相干抽运的激子, 主方程分成两种模型讨论: 模型 1 为热浴模型(相当二能级系统); 模型 2 为有着较大负温度的热浴模型(相当多能级激光系统). 根据费米统计, 退相干和热浴模型, 理论同已有的实验结果<sup>[22]</sup>符合得非常好.

## 2. 模型与理论计算

图 1 数据来源于文献[7]. 我们研究了单模腔, 腔和目标激子之间耦合强度为  $g$ , 腔的衰减率为  $\Gamma_c$ ; 在理论模型中我们把目标激子进行量子化处理, 并且考虑辐射衰变  $\Gamma_x$  和退相干  $\Gamma'_x$ . 量子点腔系统被激子抽运  $P_x$  (非相干抽运产生的电子——空穴

\* 国家自然科学基金(批准号:10647132)湖南省教育厅科研项目(批准号:05B014)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xwmi@yahoo.com.cn

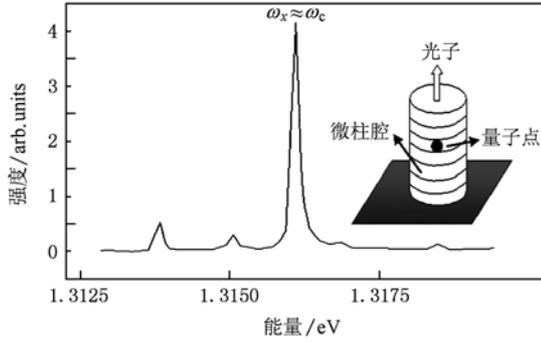


图1 经典的宽带光致发光光谱,是由一个量子点目标激子同腔模接近共振时所发出的;远离目标激子频率时这儿还是有另外一些激子也能够同腔模进行非谐振耦合

对给强耦合量子点提供一个有效电子抽运<sup>[21]</sup>和腔抽运 $P_c$  (弱耦合时的量子点在非相干抽运时通过激子快速转换成腔光子而产生一个有效的腔抽运<sup>[21]</sup>)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. 对于非相干激发,我们认为一个系统同库的相互作用<sup>[27]</sup>满足马尔可夫近似,上面腔和目标激子抽运库的主方程<sup>[25,26]</sup>为

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

在旋波近似下,系统哈密顿量为

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

其中 $a^+ / a$ 对应腔模算符, $\sigma^+ / \sigma^-$ 为目标激子泡利算符, $\omega_x$ 和 $\omega_c$ 分别是目标激子频率和漏腔模本征

频率. 目标激子和腔模通过相应的库达到非相干抽运. 库的态写成 $\rho_p^0 = \sum_k \rho_{kk}^0 |n_k^0\rangle \langle n_k^0|$ , 其中 $O = x, c$ ;  $\rho_{kk}^0$ 是库模的密度, $n_k^0$ 是波矢 $K$ 模的光子数. 相关的光子库算符 $a_k^c$ 通过 $\langle a_k^c \rangle = 0$ ,  $\langle (a_k^c) a_{k'}^c \rangle = n_k^c \delta_{kk'}$ 和 $\langle a_k^c (a_k^c)^+ \rangle = (n_k^c + 1) \delta_{kk'}$ 给出. 定义在腔模频率周围的平均抽运光子数 $n^c = n_k^c$ , 在 $k = \omega/c$ 时产生有效非相干腔抽运率: $P_c = \Gamma_c n^c$ . 这种非相干抽运过程满足 Tian 和 Carmichael 模型<sup>[28]</sup>, 方程(1)超算符为

$$\begin{aligned} L(\rho) = & \frac{P_c}{2}(2a^+ \rho a - a a^+ \rho - \rho a a^+), \\ & + \frac{\Gamma_c + P_c}{2}(2a \rho a^+ - a^+ a \rho - \rho a^+ a), \\ & + \frac{P_{12}}{2}(2\sigma^+ \rho \sigma^- - \sigma^- \sigma^+ \rho - \rho \sigma^- \sigma^+), \\ & + \frac{P_{21}}{2}(2\sigma^- \rho \sigma^+ - \sigma^+ \sigma^- \rho - \rho \sigma^+ \sigma^-) \\ & + \frac{\Gamma'_x}{4}(\sigma_x \rho \sigma_x - \rho). \end{aligned} \quad (3)$$

激子抽运时分成两组模型: 模型1(热浴模型):  $P_{12} = P_x$ 和 $P_{21} = \Gamma_x + P_x$ ; 模型2(较大负温度热浴模型<sup>[29]</sup>):  $P_{12} = P_x$ 和 $P_{21} = \Gamma_x$ , 其中 $P_x$ 是目标激子抽运率, 经推断与实验抽运功率成一定比率. 接下来分析热浴模型中多光子光谱, 随后跟以往理论模型<sup>[20,29]</sup>作比较. 在算符期望值推导时, 这里将用到一个近似处理<sup>[14]</sup> $\langle \sigma_z a \rangle = -\langle a \rangle$ 和费米统计 $[\sigma^-, \sigma^+]_+ = 1$ 公式,  $\rho$ 的6个独立矩阵元期望值分成两组耦合方程

$$\partial t \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma^- \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\omega_c - G_c/2 & -ig \\ -ig & -i\omega_x - (R_{12} + R_{21} + G'_x/2) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma^- \rangle \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\partial t \begin{bmatrix} \langle a^+ a \rangle \\ \langle s^+ s^- \rangle \\ \langle a^+ s^- \rangle \\ \langle a s^+ \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_c \\ P_{12} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + M \times \begin{bmatrix} \langle a^+ a \rangle \\ \langle s^+ s^- \rangle \\ \langle a^+ s^- \rangle \\ \langle a s^+ \rangle \end{bmatrix}, \quad (5)$$

其中

$$M = \begin{bmatrix} -\Gamma_c & 0 & -ig & ig \\ 0 & -(P_{12} + P_{21}) & ig & -ig \\ -ig & ig & i\Delta_{cx} - \frac{(P_{12} + P_{21} + \Gamma_c + G'_x)}{2} & 0 \\ ig & ig & 0 & -i\Delta_{cx} - \frac{(P_{12} + P_{21} + G_c + G'_x)}{2} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

这里  $\Delta_{cx} = \omega_c - \omega_x$ , 利用量子回归定理<sup>[27]</sup>

$$\begin{bmatrix} \langle a^+(t)a(t+t) \rangle \\ \langle a^+(t)\sigma^-(t+t) \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -(i\omega_c - \Gamma_c/2) & -ig \\ -ig & -[i\omega_x + (P_{12} + P_{21} + \Gamma'_x)/2] \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \langle a^+ a(t) \rangle \\ \langle a^+ \sigma^-(t) \rangle \end{bmatrix}, \quad (7)$$

得出二次时间关联函数

$$d\langle a^+(t)a(t+\tau) \rangle/d\tau$$

和

$$d\langle a^+(t)\sigma^-(t+\tau) \rangle/d\tau, \quad (8)$$

随后, 腔的稳态发射光谱公式如下<sup>[30]</sup>:

$$S^{SS}(\omega) = \frac{1}{p} \frac{1}{n_a^{SS}} \lim_{Y \rightarrow 0} \text{Re} \int_0^Y e^{i\omega t} \langle a^+(0)a(t) \rangle dt, \quad (9)$$

(8)式结果 (令  $t=0$ ) 代入(9)式可得

$$S^{SS}(\omega) = \frac{1}{\pi} \times \frac{1}{\langle a^+ a \rangle_{SS}} \times \frac{SS_1}{SS_2}, \quad (10)$$

其中

$$SS_2 = [-4(w - w_x)(w - w_c) + 4g^2 + G_c(G_x + P_{12} + P_{21})]^2 + 4[(G_x + P_{12} + P_{21})(w - w_c) + G_c(w - w_c)]^2, \quad (11)$$

$$SS_1 = [\langle a^+ a \rangle_{SS}(G_x + P_{12} + P_{21}) + 4\text{Im}\langle a^+ s^- \rangle_{SS}g] \times [-4(w - w_x)(w - w_c) + 4g^2 + G_c(G_x + P_{12} + P_{21})] + 8[g\text{Re}\langle a^+ s^- \rangle + \langle a^+ a \rangle_{SS}(w - w_x)] \times [(G_x + P_{12} + P_{21}) \times (w - w_c) + G_c(w - w_x)]. \quad (12)$$

下标“ss”为(5)式的稳态解, 由下式给出:

$$\langle a^+ a \rangle_{SS} = \frac{g^+ 2G(P_{12} + P_c) + P_c(P_{12} + P_{21})\left(\frac{G^+}{4} + D_{cx}^1\right)}{g^2 G(P_{12} + P_{21} + \Gamma_c) + \Gamma_c(P_{12} + P_{21})\left(\frac{G^2}{4} + D_{cx}^2\right)}, \quad (13)$$

$$\langle a^+ s^- \rangle_{SS} = -\frac{ig\left(\langle a^+ a \rangle_{SS} - \frac{P_{12}}{P_{12} + P_{21}}\right)\left(iD_{cx} + \frac{G}{2}\right)}{\frac{G^2}{4} + D_{cx}^2 + \frac{G^2 G}{P_{12} + P_{21}}}, \quad (14)$$

$$\langle s^+ s^- \rangle_{SS} = \frac{P_{12}\left(\frac{G^2}{4} + D_{cx}^2\right) + g^2 \Gamma \langle a^+ a \rangle_{SS}}{(P_{12} + P_{21})\left(\frac{G^2}{4} + D_{cx}^2\right) + g^2 \Gamma}. \quad (15)$$

其中  $\Gamma = P_{12} + P_{21} + \Gamma'_x + \Gamma_c$ , 恢复到玻色统计时, 只需将  $P_{21} - P_{12}$  用  $P_{21} + P_{12}$  代替, 并调试  $\Gamma'_x$  到 0. 我们得到上述公式的模型是明显不同于先前忽略了受激辐射的模型<sup>[20, 21, 23]</sup>. 特别是在  $\Gamma_c = P_c$  时, 模型中不会出现非物理行为, 并且取得了量子点激子饱和度行为质的不同. 类似非相干抽运模型, 随着抽运诱导受激辐射最近被 Ridolfo 等人<sup>[31]</sup>提出. 尽管他们完全专注于模型 2 激子抽运, 但是他们忽略了退相干, 因此其解析公式只适合于玻色子体系.

### 3. 结果与分析

为了突出抽运诱导光致发光物理机理, 模型中按比例改变  $P_x$  和  $P_c$ , 并且保持其他参数 (即  $g, \Gamma_x, \Gamma'_x$ ) 不变. 控制参数要很了解实验系统 (比如  $\Gamma_x = 0.002 \text{ meV}$ )<sup>[32]</sup>, 或者数据是从低功率时满足实验条件所获得的, 这里取  $g = 0.045 \text{ meV}$  和  $\Gamma_c = 0.08 \text{ meV}$ , 还包括了激子退相干衰减率  $\Gamma'_x = 0.035 \text{ meV}$ . 由于电子-声子散射和光谱扩散,  $P_x$  的取值不能过大, 这里取  $P_c = 1.6 P_x$ . 要求  $P_c$  满足激光功率条件

是因为已有的微柱腔测量结果同腔模功率显示出一个明确的线性关系. 至于其他量子点微腔系统, 比如几个量子点在光子晶体腔中,  $P_c$  也许在低时就饱和了.

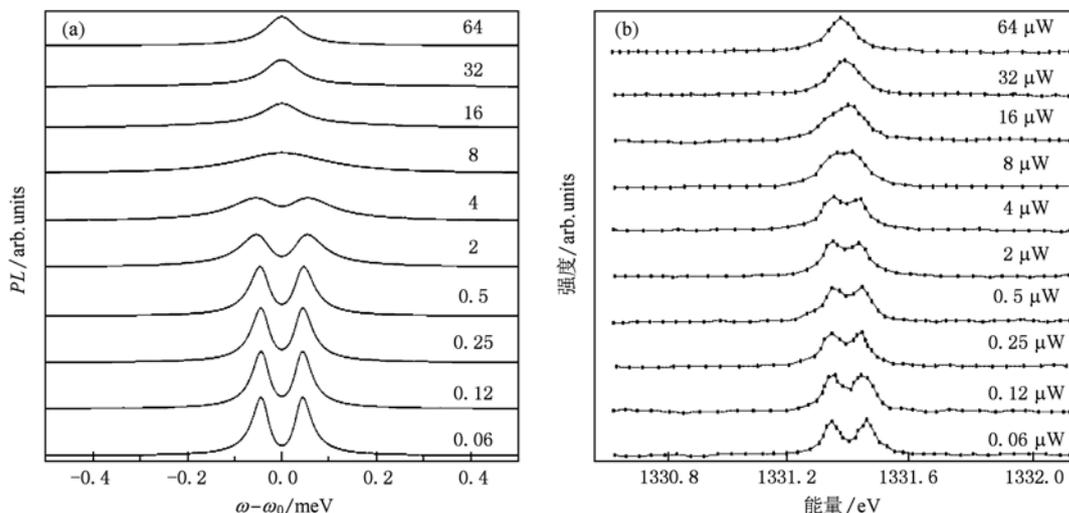


图2 共振 ( $\omega_c \approx \omega_x$ ) 时不同激发功率条件下的光致发光谱 (a) 为费米子系统中由模型 1 并考虑了受激辐射时得到的多光子光谱, 自下而上  $P_x$  的取值分别为  $[0.06, 0.12, 0.25, 0.5, 2, 4, 8, 16, 32, 64] \times 0.4g$ ,  $P_c = 1.6 P_x$ ; (b) 由最近量子点-微柱腔实验数据所得光谱图像<sup>[22]</sup>, 其中激发功率分别为  $[0.06, 0.12, 0.25, 0.5, 2, 4, 8, 16, 32, 64] \mu\text{W}$

图 2(a) 为模型 1 考虑了受激辐射时多光子功率光谱, 图像随激子抽运率自下而上逐渐增大由明显的双峰逐渐变成单峰, 这说明量子点与腔的耦合强度在变弱. 图 2(b) 引用了最近量子点——微柱腔实验光谱图像, 图像自下而上对应的实验抽运率分别为  $[0.06, 0.12, 0.25, 0.5, 2, 4, 8, 16, 32, 64] \mu\text{W}$ , 很明显随抽运率逐渐增加耦合强度在减弱即双峰变单峰. 比较图 2 理论结果 (a) 和实验结果 (b) 发现: 从理论 (费米模型 1 并考虑了受激辐射) 到实验只通过一个比例常数 ( $0.4g$ ), 它们的图象符合得非常好. 虽然  $\Gamma'_x$  也许依赖抽运, 但发现增加  $\Gamma'_x$  值 1—2 个数量级对高功率光致发光影响不大. 为了进一步增加对理论的信心, 模型应在谐振或非谐振, 以及综合光致发光时均要符合正常化光致发光很重要. 无需改变其他参数, 当腔同激子非谐振以及综合光致发光<sup>[22]</sup> (显示在图 2 (b)) 时, 理论同实验符合得非常好.

图 3(a) 和 (b) 两图显示了多光子情况下平均激子数 (虚线) 和平均光子数 (实线), 如果忽略了受激辐射 (图 (b)), 在预测密度上我们看到了巨大的影响, 即抽运率较大时会出现负激子密度和负光子密度, 尽管模型 1, 模型 2 给出了类似的非物理特性结果, 负光子密度和负激子密度的出现显然是非物

理特性. 随着模型中受激辐射被忽略,  $P_c > \Gamma_c$  机理是不允许的现象<sup>[21]</sup>, 但有趣的是, 即使抽运小到  $P_x = 0.085g$ , 多光子态 (J-C 模型)<sup>[27]</sup> 对非线性光谱是很重要的贡献, 发现只要 2—4 个光子态就足以获得

好的会聚. 由于实验的量子点足够大, 比如拉伸其长度至 100 nm 宽度至 30 nm, 很自然显示出非线性玻色子统计光致发光<sup>[7]</sup>. 图 (c), (d), (e), (f) 为模型 1 和模型 2 激子抽运时, 玻色子系统中考虑有受激辐射和无受激辐射情况时的平均激子数和平均光子数密度. 其中 (c) 和 (e) 为模型 1 时密度图像而 (d) 和 (f) 为模型 2 时密度图像; (c) 和 (d) 考虑了受激辐射而 (e) 和 (f) 忽略了受激辐射. 由于退相干不包括在内, 取  $\Gamma'_x \rightarrow \Gamma'_x + \Gamma'_x$ . 显然, 所有抽运只有热浴模型 (模型 1) 在考虑了受激辐射时密度数才无负值出现 (即图像 (a) 与 (c)). 图 4 (a) 为玻色子系统在理论模型 1 并考虑受激辐射而得到的发射光谱, 图像中激子抽运率自下而上逐渐增大但图像并没有从双峰变成单峰, 这与最近量子点——微柱腔实验<sup>[22]</sup> 图像 (图 2 (b)) 不相符合, 故玻色子系统中光致发光光谱不遵循实验结果. 图 3 (b), (d), (e), (f) 出现了激子与光子负密度, 图 3 (c) 虽然无激子与光子负密度产生, 但由图 3 (c) 条件下 (玻色系统中模型 1 并考虑受激辐射) 所得到的光谱图像 (图 4 (a)) 同最近量子点——微柱腔实验光谱图像 (图 2 (b)) 不相符合, 所以只有图 3 (a) (费米子系统中理论模型 1 并考虑受激辐射时) 符合基本物理特性.

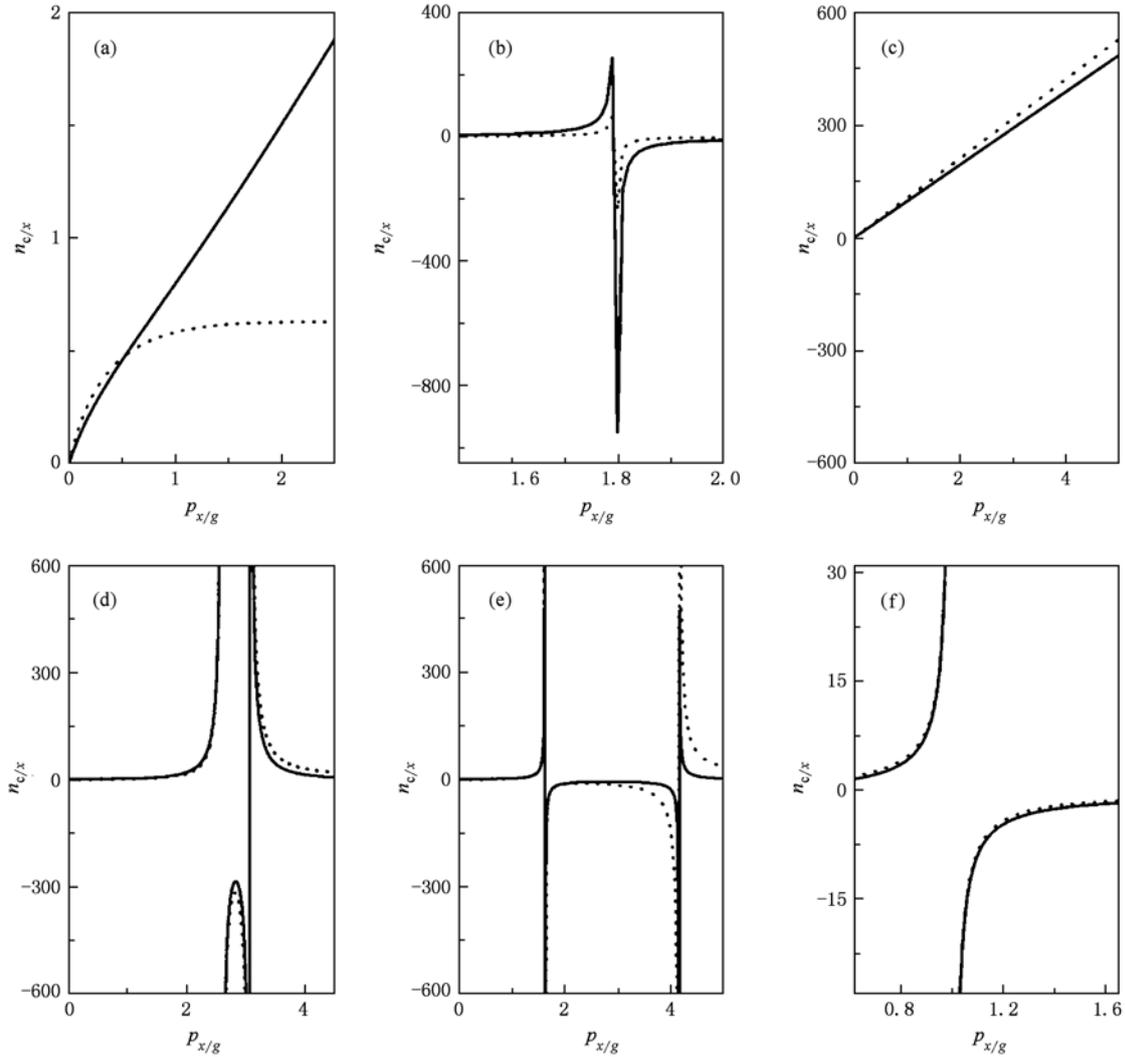


图3 共振 ( $\omega_c \approx \omega_x$ ) 时 (a)和(b)为费米子系统中由模型1得到的平均光子数(实线)和平均激子数(虚线),其中(a)考虑了受激辐射而(b)忽略了受激辐射;(c)(d)(e)(f)为玻色子系统中平均光子数(实线)和平均激子数(虚线)密度图像,其中(c)(e)为模型1时密度图像而(d)(f)为模型2时密度图像;(c)和(d)考虑了受激辐射而(e)(f)忽略了受激辐射.图像(c)密度乘以了100

图4(b)为激子与腔模非谐振时的发射光谱图像,腔模固有频率  $\omega_c = 1323.35$  meV,目标激子的频率  $\omega_x$  从 1323.05 meV 取到 1323.65 meV,每次增加 0.02 meV 共取了 31 个值,故光谱曲线自上而下第 1 根失谐  $\Delta_{cx} = \omega_c - \omega_x = 1323.35$  meV - 1323.05 meV = 0.3 meV,第 2 根失谐为 0.28 meV,第 3 根为 0.26 meV……第 31 根为 -0.3 meV,总共 31 根光谱曲线其失谐成等差数列(公差为 0.02 meV).最中间一根(自上而下第 16 根)为激子与腔模频率相等谐振时的光谱曲线(即  $\Delta_{cx} = 0$ ),激子抽运率  $P_x = 0.5 \times 0.4g$ ,腔模抽运率  $P_c = 1.6 P_x$  ( $g$  取 0.045 meV),看到明显的双峰图像.而位于谐振时两侧的其他光谱曲线由于目标激子的频率与腔模频率不等,故激

子与腔模的相互作用变为非谐振.图4(b)自上而下分两种失谐情况:1)目标激子同腔模之间的失谐  $\Delta_{cx} = \omega_c - \omega_x$  为正 ( $\omega_c \geq \omega_x$ ,自上而下第 1 根到第 16 根曲线)且逐渐变小到零,由于失谐量在变小得到两峰间距也在变小且激子峰位于图像左侧.2)目标激子同腔模之间的失谐  $\Delta_{cx} = \omega_c - \omega_x$  为负 ( $\omega_c \leq \omega_x$ ,自上而下第 16 根到第 31 根曲线)且失谐量逐渐增大到 -0.3 meV,由于失谐量在变大得到两峰间距也在变大且激子峰位于图像右侧.综合图4(b)两种失谐情况得到在改变失谐量而其它参数(激子抽运率和腔模抽运率)固定时,两峰间距离随失谐量减小而减小,失谐越小激子峰高度越大,并且在谐振处(第 16 根曲线)激子峰与腔模峰完全左右对

称,之后激子峰与腔模峰在方向上左右交换了位置. 我们回到图 1, 可以看到光谱图像中除了谐振时锐利的峰之外周围还有一些其他的小峰, 它是由一个量子点目标激子同腔模接近共振时所发出的光谱曲线, 但由于远离目标激子频率时这儿还

有另外一些激子也能够同腔模进行非谐振耦合, 因而图 1 的光谱曲线图像可通过非谐振理论得到解释, 所以量子点腔系统非线性光谱满足当前的费米子模型, 同时我们也进入了非谐振腔量子电动力学机理.

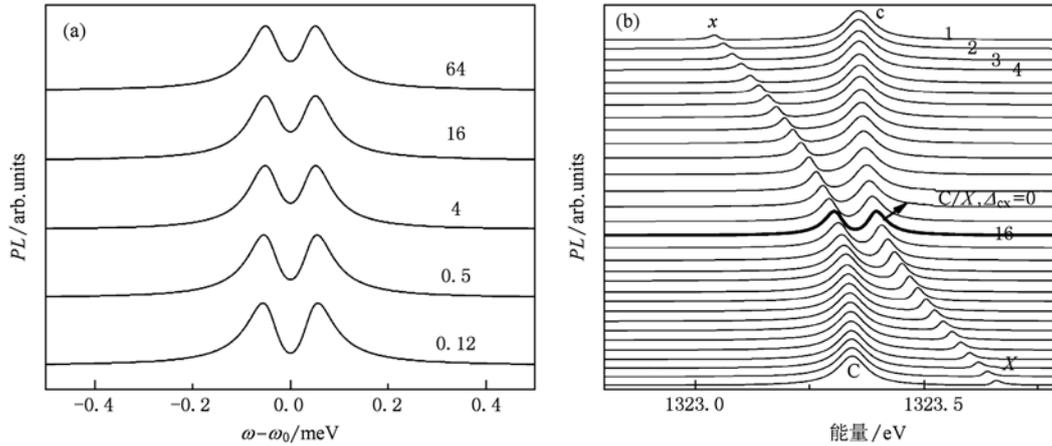


图 4 (a) 为共振 ( $\omega_c \approx \omega_x$ ) 时, 玻色子系统中经模型 1 考虑了受激辐射时得到的发射光谱, 自下而上  $P_x = [0.12, 0.5, 4, 16, 64] \times 0.4 g$ ,  $P_c = 1.6 P_x$ ; (b) 为费米系统由模型 1 并考虑了受激辐射激子与腔模非谐振时的发射光谱图像, 其中目标激子频率  $\omega_x$  在区间  $[1323.05, 1323.65]$  meV 范围内等差取值, 公差为 0.02 meV; 腔模频率  $\omega_c$  的值 1323.35 meV 来源于文献 [7] 中的数据

## 4. 结 论

我们在量子费米子模型中, 当主方程包括了非相干抽运, 退相干项时研究抽运条件下稳态时单量子点——微腔系统的发射光谱. 通过同最近在半导体微柱腔的实验数据和图像比较来验证待选的热

浴模型, 仅仅只改变理论中的激子抽运率  $P_x$  得到的光谱就能同相应的实验光谱符合得非常好. 待选的理论模型对图 1 的说明显示了非谐振腔量子电动力学机理. 此外, 当前的热浴模型显示了在所有抽运范围内没有负激子密度和负光子密度非物理特性产生.

- [1] Michler P, Kiraz A, Becher C, Schoenfeld W V, Petroff P M, Lidong Zhang, Hu E, Imamoglu A 2000 *Science* **290** 2282
- [2] Moreau E, Robert I, Gérard J M, Abram I, Manin L, Thierry-Mieg V 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 2865
- [3] Santori C, Fattal D, Vuckovic J, Solomon G S, Yamamoto Y 2002 *Nature* **419** 594
- [4] Ellis D P J 2008 *New J. Phys.* **10** 043035
- [5] Johne R, Gippius N A, Pavlovic G, Solnyshkov D D, Shelykh I A, Malpuech G 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 240404
- [6] McKeever J, Boca A, Boozer A D, Miller R, Buck J R, Kuzmich A, Kimble H J 2004 *Science* **303** 1992
- [7] Reithmaier J P, Sek G, Löffler A, Hofmann C, Kuhn S, Reitzenstein S, Keldysh LV, Kulakovskii V D, Reinecke T L, Forchel A 2004 *Nature* **432** 197
- [8] Yoshie T, Scherer A, Hendrickson J, Khitrova G, Gibbs H. M, Rupper G, Ell C, Shchekin O B, Deppe D G 2004 *Nature* **432** 200
- [9] Peter E, Senellart P, Martrou D, Lemaître A, Hours J, Gérard J M, Bloch J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 067401
- [10] Xiang S H, Song K H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1190 (in Chinese) [向少华, 宋克慧 2005 物理学报 **54** 1190]
- [11] Song K H, Guo G C 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 0661 (in Chinese) [宋克慧, 郭光灿 1999 物理学报 **48** 0661]
- [12] Hennessy K, Badolato A, Winger M, Gerace D, Atature M, Gulde S, Falt S, Hu E L, Imamoglu A 2007 *Nature* **445** 896
- [13] Press D, Gotzinger S, Reitzenstein S, Hofmann C, Löffler A, Kamp M, Forche A, Yamamoto Y 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 117402

- [14] Cui G Q, Raymer M G 2006 *Phys. Rev. A* **73** 053807
- [15] Auffeves A, Besga B, Gérard J M, Poizat J P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063833
- [16] Yamaguchi M, Asano T, Noda S 2008 *Opt. Express* **16** 18067
- [17] Naesby A, Suhr T, Kristensen P T, Mørk J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 045802
- [18] Hughes S, Peijun Y 2009 *Opt. Express* **17** 3322
- [19] Keldysh LV 2006 *JETP Lett.* **84** 494
- [20] Laussy F P, Valle E D, Tejedor C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 083601
- [21] Laussy F P, Valle E D, Tejedor C 2009 *Phys. Rev. B* **79** 235325
- [22] Münch S, Reitzenstein S, Franek P, Löffler A, Heinde T, Hofling S, Worschech L, Forchel A 2009 *Opt. Express* **17** 12821
- [23] Laucht A, Hauke N, Villas-Boas J M, Hofbauer F, Bohm G, Kaniber M, Finley J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 087405
- [24] Liu S Q, Liu Z D, Li F Q 1991 *Acta Phys. Sin.* **40** 1049 (in Chinese) [刘三秋、刘正东、李佛铨 1991 物理学报 **40** 1049]
- [25] Cheng G P, Ke S S, Zhang L H, Li G X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 0830 (in Chinese) [程桂平、柯莎莎、张立辉、李高翔 2007 物理学报 **56** 0830]
- [26] Peijun Y, Pathak K, Illes E, Hughes S 2009 arXiv:0909.5642v3 [cond-mat.mes-hall]
- [27] Carmichael H J 1999 *Statistical Methods in Quantum Optics* (Springer – Verlag Berlin Heidelberg)
- [28] Tian L, Carmichael H J 1992 *Quantum Opt.* **4** 131
- [29] Löffler M, Meyer G M, Walther H 1997 *Phys. Rev. A* **55** 3923
- [30] Mandel L, Wolf E 1995 *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge University Press, Cambridge, England)
- [31] Ridolfo A, Stefano O D, Portolan S, Savasta S 2009 arXiv:0906.1455v1 [cond-mat.mes-hall]
- [32] Reitzenstein S, Münch S, Franek P, Rahimi I, Löffler A, Höflling L, Worschech L, Forchel A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 127401

## Study of characteristics for pump-induced emission and anharmonic cavity-QED in quantum dot-cavity systems\*

Chen Xiang Mi Xian-Wu<sup>†</sup>

(College of Physics Science and Information Engineering Jishou University, Jishou 416000, China)

(Received 18 March 2010; revised manuscript received 28 May 2010)

### Abstract

Theoretical derivation and numerical calculation achieve the quantum dot numerically exact multi-photon emission spectra starting from the interaction of quantum dot and cavity, using the master equation that includes incoherent pumping and pure dephasing and combines with the quantum regression theorem, and considering the relevant initial conditions. Then comparing the multi-photon (fermion statistics) spectra with the one-photon (boson system) correlation level, our analysis shows that according to the fermion statistics the pure dephasing, and the thermal bath model, an excellent fitting to the data is obtained with the recent experimental of Ref[22] results in a quantum dot-micropillar cavity system. The theory and the recent experiments both show pump-induced stimulated emission and anharmonic cavity-QED in quantum dot-cavity systems.

**Keywords:** quantum dot, cavity, stimulated-emission, emission spectra

**PACS:** 42.50.Ct, 42.50.Pq, 78.67.Hc, 32.70.Jz

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10647132), the Scientific Research Fund of Hunan Provincial Education Department, China (Grant No. 05B014).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xwmi@yahoo.com.cn