

二能级原子与高品质因子腔的自发辐射特性*

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9月8日收到; 2010年12月23日收到修改稿)

用全量子理论研究二能级原子单模腔耦合系统, 通过理论推导和数值计算得出系统的自发辐射光谱和平均粒子数密度. 共振时腔与原子的发射光谱在强耦合与弱耦合区域有所不同, 腔发射光谱分裂只出现于强耦合区域, 而原子发射光谱由于腔感应透明效应在弱耦合区域出现了缺口. 本文系统地研究了原子与腔在失谐时的发射光谱, 在好腔机理(腔线宽小于原子线宽 g) 原子与腔即使在大失谐时腔发射出腔频率的光子, 这给当前实验上困惑的特性提供了一个理论依据. 为了给腔感应透明效应一个新的深入了解, 还研究了原子与腔平均粒子数密度随时间的演化, 以及平均粒子数密度与光强度之间的关系.

关键词: 自发辐射, 强耦合, 腔感应透明, 好腔机理

PACS: 42. 50. Ct, 42. 50. Gy, 32. 70. Jz, 42. 50. Pq

1. 引言

二能级系统自发辐射性质主要依赖于它的电磁场环境, 自由空间中原子与许许多多真空电磁场的模式相互耦合, 原子的自发辐射正比于辐射频率处电磁密度^[1,2]. Purcell 首次预言, 在一定条件下腔内原子的自发辐射率会发生改变, 这是由于腔内电磁场的模式密度受到了腔的几何尺度影响, 从而影响了腔内原子与电磁场的耦合, 进而改变了原子的自发辐射^[1-4]. 如果耦合系统内的相互作用很强, 腔模将会发生分裂, 即所谓的真空拉比分裂, 早在 1992 年 Kimble 等人通过实验观察腔的透射谱发现了这种现象^[2,5]. 由于透射谱的分裂可以反映原子与腔场相互作用强弱, 因此进行强耦合区域腔量子电动力学 (cQED) 实验时, 人们会首先利用所观察到的腔透射谱进行分析^[6,7]. 如果它们相互作用的强度克服了原子与腔的线宽(分别用表示)则自发辐射变得可逆, 并定义为强耦合机理, 反之为弱耦合机理^[8]. 强耦合机理已经在一些系统中实现, 比如从早期 Meschede^[9], Rempe^[10,11], Haroche^[12,13] 等研究小组在微波段采用里德伯原子穿越共振腔或近共振腔并控制腔内的光子数而实

现强耦合, 到近期半导体器件强耦合实验^[14-19]. cQED 系统是目前为数不多能够在实验室观察单粒子量子行为的系统, 当原子与腔内光场相互作用进入强耦合区时, 原子、光场和腔就组成了一个纠缠系统, 它不仅可以作为探索量子物理世界若干非经典行为重要工具^[20], 而且在量子计算^[21,22]、量子态制备^[23,24] 以及量子通信^[25,26] 等领域具有重要价值^[2]. 除了强耦合与弱耦合两种机理外, 依据原子与腔的线宽关系还可划分为好发射机理 ($\gamma < k$) 和好腔机理 ($k < \gamma$). 至今, 已经实现了许多好发射机理实验. 随着提高腔品质因子 Q 的技术进步, 使得 cQED 实验进入了腔与原子线宽等数量级探索, 甚至比原子线宽更小. 关于品质因子 Q , 置于好光学腔里的铯、铷原子实验所对应的 Q 因子^[27-30] 可达到 10^8 ; 微波段 Q 因子^[31] 可高达 10^{10} 甚至更高; 固态光学腔领域如硅球腔^[32] 和微环腔^[33] Q 值也达到了 10^8 以上; 最近半导体腔技术进展迅速, 如微柱^[34], 微盘^[35] 和光子晶体腔^[36]. 的品质因子得到显著提高对标准 InAs 自组织量子点而言其线宽对应的 Q 值为 10^6 左右, 对于 InGaAs/GaAs^[14] 或 GaAs/AlAs 量子点系统, 甚至在较小范围 10^5 — 10^4 能获得较大的耦合强度. 继 Purcell 开创性工作之后, 文献^[37] 从理论上研究了原子与腔系统发射光谱, 它首先计

* 国家自然科学基金(批准号:10647132)和湖南省教育厅科研项目(批准号:10A100)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xwmi@yahoo.com.cn

算了置于腔中的里德伯原子在没有考虑损耗时的发射光谱,并且预言了真空拉比双峰的存在.文献[38]研究了有损耗的腔与理想二能级原子发射谱和吸收谱,文献[39,40]计算了原子和腔均有损耗时的荧光谱和自发辐射谱.二能级原子囚禁于外势阱同单模腔强耦合的研究也极为活跃,尤其是新的和有效的冷却机理得到证实^[41,42],并计算出了冷却过程中原子和腔的荧光谱^[43].

本文中我们计算了原子和腔在任意线宽和频率的自发辐射光谱和平均粒子数密度,虽然是在普通理论框架下得到的结果,但我们通过比较原子和腔发射光谱,可以用来研究新的物理机理.我们的方法基于容易处理的全量子动力学主方程,它给先前的一些物理现象比如腔感应透明效应^[40,44,45]和瑞利散射^[46,47]提供一个新的深入了解.据我们了解,这方法能广泛系统地研究原子与腔耦合时的自发辐射特性.而且,通过原子和腔的发射光谱可以衡量前面所提到的好发射机理和好腔机理,在原子和腔失谐时尤为明显:在好发射机理时,原子和腔发射出原子频率的光子;然而在好腔机理时,发射光谱截然不同.尤其是我们得到了在腔频率处的光子特性,这给文献[14—18]中的实验结果提供了理论依据.

2. 物理模型与理论计算

图1所示的系统是在一个相干的,可逆演化的时间尺度与原子自发辐射和腔镜损耗引起不可逆衰减的时间尺度区域内^[2].包括了二能级原子和腔系统损耗的林德布拉德形式的量子动力学主方程为^[39]

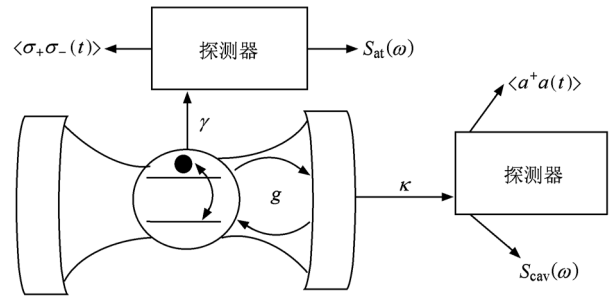


图1 二能级原子与高品质腔耦合系统.一个被初始激发的原子同腔耦合,它们的线宽分别用 γ 和 κ 表示.有关它们的平均粒子数密度和发射光谱可通过时间分辨探测器和频率分辨探测器进行观测

$$\begin{aligned} d\rho/dt = (1/i\hbar)[H, \rho] + \frac{\gamma}{2}(2\sigma_- \rho \sigma_+ \\ - \sigma_+ \sigma_- \rho - \rho \sigma_+ \sigma_-) \\ + \frac{\kappa}{2}(2a\rho a^\dagger - a^\dagger a \rho - \rho a^\dagger a), \quad (1) \end{aligned}$$

在旋波近似下, Jaynes-Cummings 模型的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega_c a^\dagger a + \hbar\omega_a \sigma_+ \sigma_- + \hbar g(a^\dagger \sigma_- + a \sigma_+), \quad (2)$$

式中 ρ 是相互作用绘景中的约化密度算符, a^\dagger 和 a 是腔模的产生、湮没算符, σ_+ 和 σ_- 是原子的泡利赝算符.方程(1)描述了一个混合的腔与原子发射系统,它包括了两个不同的渠道:从原子到自由空间模式耦合(此项正比于 γ),腔模本身的衰减(此项正比于 κ),为了描述任意值(κ, γ, g)的自发辐射光谱,在三个态 $|e, 0\rangle, |g, 1\rangle, |g, 0\rangle$ 基础上解方程(1),这儿 $|e\rangle$ 和 $|g\rangle$ 是原子较高态和较低态, $|1\rangle$ 和 $|0\rangle$ 是1个光子和0个光子的 Fock 态.我们通过以下方程求解原子与腔的发射光谱和平均粒子数密度:

$$\partial t \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma_- \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\omega_a - \kappa/2 & -ig \\ -ig & -i\omega_c - \gamma/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \langle a \rangle \\ \langle \sigma_- \rangle \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\partial t \begin{bmatrix} \langle a^\dagger a \rangle \\ \langle \sigma_+ \sigma_- \rangle \\ \langle \sigma_+ a \rangle \\ \langle a^\dagger \sigma_- \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\kappa & 0 & ig & -ig \\ 0 & -\gamma & -ig & ig \\ ig & -ig & -i\Delta - (\kappa + \gamma)/2 & 0 \\ -ig & ig & 0 & i\Delta - (\kappa + \gamma)/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \langle a^\dagger a \rangle \\ \langle \sigma_+ \sigma_- \rangle \\ \langle \sigma_+ a \rangle \\ \langle a^\dagger \sigma_- \rangle \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $\Delta = \omega_c - \omega_a$, 原子的发射光谱由下式求解^[39](同理可求出腔发射光谱)

$$2\pi S_{at}(\omega) = \left(\int_0^\infty dt \int_0^\infty dt' e^{i(\omega - \omega_0)(t'-t)} \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t') \rangle \right) / \left(\int_0^\infty dt \langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle \right), \quad (5)$$

式中 $t' \geq t, \tau = t' - t$, 求上式原子光谱则主要求解 $\langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle$ 和 $\langle \sigma_+(t) \sigma_-(t') \rangle$.对初始被激发的原

子,由(3)式和初始条件 $\langle (a^+ a)(0) \rangle = \langle (a^+ \sigma_-)(0) \rangle = \langle (a \sigma_-)(0) \rangle = 0$, $\langle (\sigma_+ \sigma_-)(0) \rangle = 1$ 可解出 $\langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle$. 但对 $\langle \sigma_+(t) \sigma_-(t') \rangle$ 的求解比 $\langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle$ 要复杂得多,需要用到量子回归定理. 由(2)式有

$$\partial t \begin{bmatrix} \langle \sigma_+(t) a(t+\tau) \rangle \\ \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+\tau) \rangle \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -i\omega_a - \kappa/2 & -ig \\ -ig & -i\omega_c - \gamma/2 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \langle \sigma_+(t) a(t+\tau) \rangle \\ \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+\tau) \rangle \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$M = \begin{bmatrix} -i\omega_a - \kappa/2 & -ig \\ -ig & -i\omega_c - \gamma/2 \end{bmatrix}, \quad (7)$$

所以有

$$\begin{bmatrix} \langle \sigma_+(t) a(t+\tau) \rangle \\ \langle \sigma_+(t) \sigma_-(t+\tau) \rangle \end{bmatrix} = e^{Mt} \begin{bmatrix} \langle (\sigma_+ a)(t) \rangle \\ \langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中 $\begin{bmatrix} \langle (\sigma_+ a)(t) \rangle \\ \langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle \end{bmatrix}$ 可通过(3)式结合初始条件得出,之后把 $\langle \sigma_+(t) \sigma_-(t') \rangle$ 代入(5)式得到在共振时原子自发辐射光谱

$$2\pi S_{\text{at}}(\omega) = \frac{4(\kappa^2 + 4\omega^2)(\gamma + \kappa)(\kappa\gamma + 4g^2)}{[(4g^2 + \kappa\gamma - 4\omega^2)^2 + 4\omega^2(\gamma + \kappa)^2][\kappa(\gamma + \kappa) + 4g^2]}, \quad (9)$$

同理在共振时腔模发射光谱为

$$2\pi S_{\text{cav}}(\omega) = \frac{4(\gamma + \kappa)(4g^2 + \gamma\kappa)}{16g^4 + 8g^2(\gamma\kappa - 4\omega^2) + (\kappa^2 + 4\omega^2)(\gamma^2 + 4\omega^2)}. \quad (10)$$

由方程(4)和初始条件,共振时原子和腔平均粒子数密度为

$$\langle (a^+ a)(t) \rangle = \frac{4g^2(-1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}})^2 e^{-\frac{t}{2}(\gamma + \kappa + \sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2})}}{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \langle (\sigma_+ \sigma_-)(t) \rangle &= (e^{-\frac{t}{2}(\gamma + \sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2} + \kappa)} (-8\gamma g^2 (1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}}) (-2(-1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}}) \\ &+ (1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}}) \sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2} + 2\kappa(-1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}})) \\ &+ (\gamma - \kappa)^2 (\gamma - \gamma e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}} + (1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}}) \sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2} \\ &+ \kappa(-1 + e^{\frac{t}{2}\sqrt{-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2}})))/(2(-16g^2 + (\gamma - \kappa)^2)^{3/2}). \end{aligned} \quad (12)$$

3. 数值计算结果与分析

初始激发原子,在共振时的自发辐射光谱对应前文的 $S_{\text{at}}(\omega)$ 和 $S_{\text{cav}}(\omega)$, 强耦合与弱耦合复合拉比频率 ($R = \sqrt{16g^2 - (\kappa - \gamma)^2}$) 分别对应实数和纯虚数^[14],也即在强耦合时必须满足 $16g^2 - (\kappa - \gamma)^2 > 0$ 而弱耦合时有 $16g^2 - (\kappa - \gamma)^2 < 0$, 故 $16g^2 - (\kappa - \gamma)^2 = 0$ 为强耦合与弱耦合的分界. 根据以前的理论,双峰谱线区域与单峰谱线区域的分界线由方程 $d^2 S_{\text{cav}}^{SS}(\omega)/d\omega^2|_{\omega=0} = 0$ 给出^[48]. 我们以耦合强度 g 为单位,在原子与腔线宽的参数空间 (κ, γ) 研究 $S_{\text{at}}(\omega)$ 和 $S_{\text{cav}}(\omega)$ (图2所示).

图2(a),(c)为根据划分强耦合与弱耦合和谱线分裂的依据得出的不同区域. 虽然它们耦合程度

的区域一样,但光谱分裂的区域范围明显不同,这说明系统的线宽对原子和腔光谱的影响是不一样的. 图2(a),(c)中所选取的参数我们分成好发射机理和好腔机理,在与(a)中参数所对应的原子发射光谱(b)中,当线宽不是很大时,好发射机理(图2(a)中A,B,C三点位置)更有利于光谱分裂,虽然A位于弱耦合区域但是原子发射光谱出现了一个缺口. 图2(a)中的D,E,F由于在好腔机理区域,虽然D,E在强耦合区域但也得不到分裂的光谱. 对于图2(c)与(a)有本质的不同,图2(c)所选取的七个点其中AG,BF,CE呈对称关系,它们所对应的光谱也完全重合. 与图2(a)图比较,(c)图波谱分裂区域明显减小了,且只出现于强耦合区域线宽较小的一小部分,因此对于腔模辐射光谱的拉比分裂出现在线宽较小的强耦合区域. 然而对原子发射光谱明显不

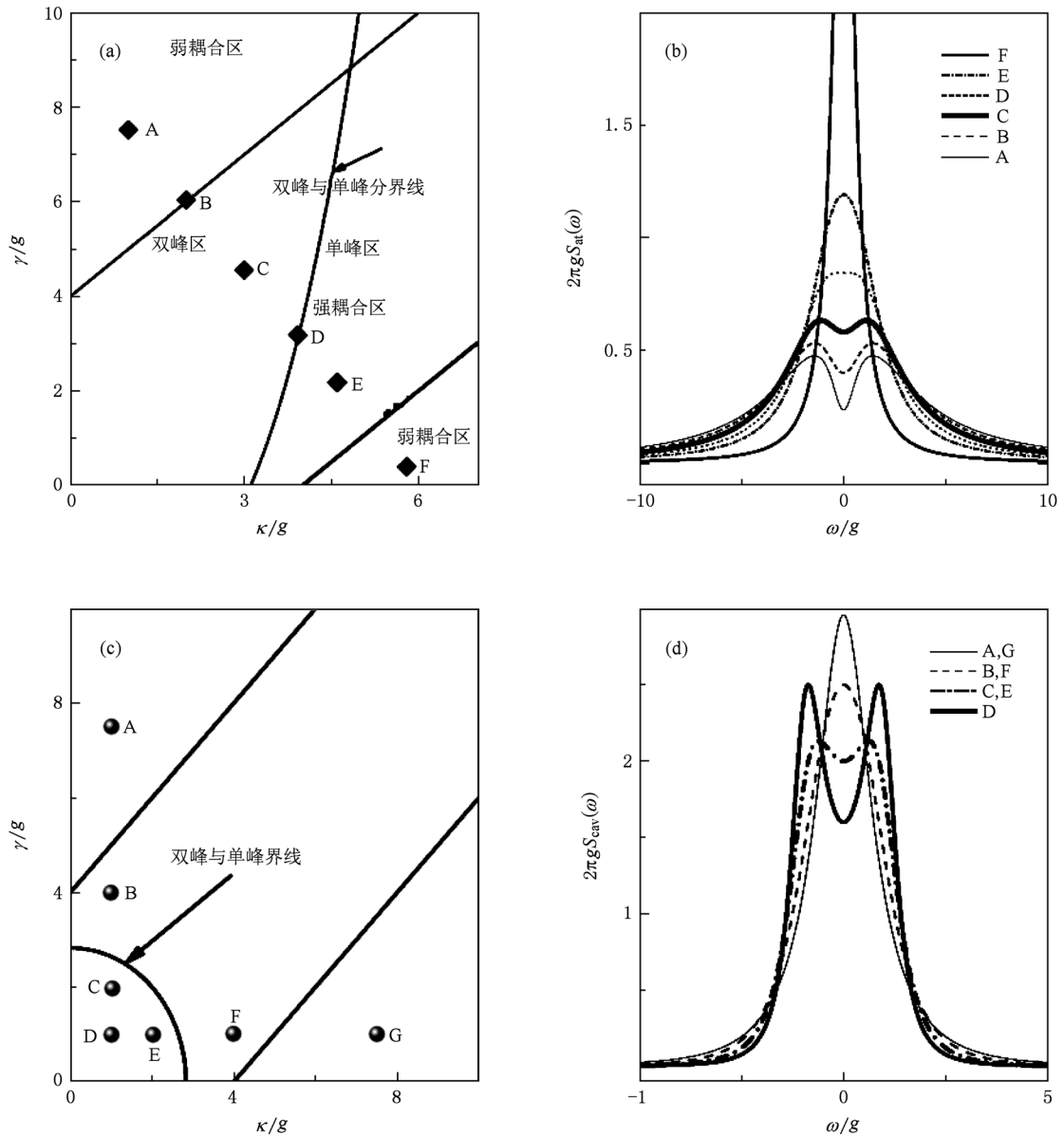


图2 原子和腔线宽空间强耦合与弱耦合的区域划分以及谱线分裂区域(左),左图点的参数所对应的光谱(右). (a), (b) 对应于原子情况, (a)中两直线把整个空间分成一个强耦合区和两个弱耦合区,中间一根曲线把空间分成左双峰右单峰区域, (b)图为(a)图六个参数点所对应的原子发射光谱(此六个参数被包括在强耦合与弱耦合,双峰与单峰以及它们的分界区域). (c), (d) 对应于腔情况,其中(c)与(a)虽然耦合程度区域划分一样,但光谱分裂的区域明显不同:腔发射光谱只能在强耦合区域分裂而原子发射光谱却在弱耦合区也能分裂. 我们发现在强耦合区域比较大的线宽处,得不到光谱分裂

同,文献[40]中曾指出在高 Q 值谐振器原子光谱产生一个缺口,它主要归因于驱动场与内腔场之间的消相干,从而导致原子解耦从而不再发光,这种现象称之为腔感应透明效应. 在好的发射机理下,由于弱耦合区域内腔感应透明效应原子发射光谱产生了一个缺口,对于图2光谱图象中我们发现在定义的强耦区域由于比较大的线宽也得不到谱线分裂. 对于初始激发腔情况(腔型光谱)与初始激发原

子情况(原子型光谱),两种情况下原子与腔发射光谱形成对称关系. 当原子与腔失谐时,我们对整个八种情况进行了系统的研究(如图3所示).

前文已经提到,原子型对应初始激发原子(初始原子平均粒子数为1而其他均为0)而腔型对应初始激发腔(初时腔平均粒子数为1而其他均为0). 根据原子与腔的线宽比较可定义出好腔机理($k < \gamma$)与好发射物机理($\gamma < k$). 上表中的八种发射光

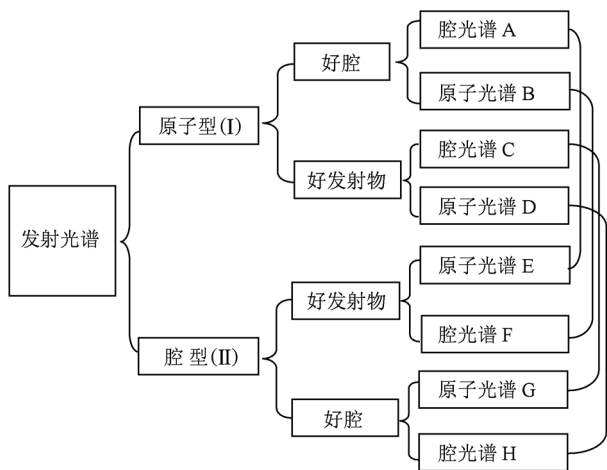


图3 原子与腔失谐的 8 种情况

谱在图 4 中进行了详细分析. 由于主方程中原子线宽与腔线宽具有同等地位, 再根据原子型与腔型以及好发射物机理与好腔机理的特点, 我们可以粗略地估计出上表中 AE, BF, CG, DH 之间的对称关系. 图 4 定量地研究了原子与腔失谐时各种情况下的自发辐射光谱.

我们在耦合系统失谐时, 分成原子型光谱(外场驱动始初激发的原子)和腔型光谱(外场驱动始初激发的腔)在好腔机理($k < \gamma$)和好发射机理($\gamma < k$)情况下, 对原子与腔发射光谱进行研究. 对原子型光谱(I)而言: 首先在好发射物机理(如图 4C, D 所示)时原子和腔都发射出原子频率的光子. 根据先前的理论解释, 腔模绝热地随动原子模, 对原子它表现一个弛豫的通道, 不过比起共振情况它的效率大大降低了^[8]. 其次对于图 4 中 A, B 所示的好腔机理, 其中图 B 原子还是发射出它自身频率的光子, 而图 A 腔发射光谱 $S_{cav}(\omega)$ 横向围绕着腔的频率展开. 对于图 4 原子型光谱(I)而言, A 与图 B, C, D 有本质的区别——它发射出了腔模频率的光子. 像在共振情况, 腔囚禁部分光子随它共振, 并在腔耗散通道以它的频率和线宽再发射. 原子——腔系统在腔频率处吸收通常归因于瑞利散射, 它是通过原子在腔模中光子非共振散射产生, 不断地反射可达到增强效果. 在自发辐射图像中可看作简单的缀饰态效应. 系统初始态为 $|e, 0\rangle$, 初始激发态同腔型缀饰态有一个标度为 g^2/Δ^2 交叠^[8]. 我们的结果超出了这些分析, 因为对于原子型好腔机理情况, 它可以鉴别是原子或者是腔所发射出的光子, 并显示腔型和原子型光子在它们对应的耗散通道所发

射. 对耗散的腔通道而言, 通过几何耦合超优探测器可以选择腔型光子而不是原子型光子. 在量子点腔系统强耦合实验中, 已经观察到明显的腔频率光子^[14-18], 对于这些结果更详细的分析还需考虑实验系统额外的激子去相干影响. 从图 4 可以看出, 腔型光谱(II)中的 E, F, G, H 与原子型光谱(I)中的 A, B, C, D 对称. 对于其中好腔机理腔型光谱(图 4G 和 H), 在实验上可通过可调频率的经典场驱动腔而显示出原子和腔的荧光谱, 或者用单光子饲料腔得到的自发辐射光谱. 在固态物理里这两个实验都很精致, 第一个实验需要能够滤出抽运的光, 第二个实验要求能够制备非经典态的腔. 相当于 Purcell 效应, 腔的线宽增加主要归因于腔同有耗损的原子的耦合^[8], 这个增加也可以简单理解为在原子耗散通道, 能够有效扩散腔模场. 对于好发射机理腔型波谱(图 4E 和 F), 文献[40]曾预言在腔原子耦合系统在腔的线宽小于耦合强度时共振谱会出现缺口, 在文献[45]中得到了证明, 尤其在一维腔情况, 提到是因为偶极子诱导反射. 文献[45]显示, 在二能级原子腔耦合系统, 媒质提供一个在单光子水平巨大的光学非线性感光介质. 这个特性最近在单量子点光子晶体强耦合系统中所观察到^[19].

对于耦合系统的辐射特性, 我们研究了不同参数时原子与腔粒子数随时间的演化(图 5), 以及腔粒子数与光强之间的函数关系(图 6).

图 5 为原子和腔的平均粒子数随时间演化的关系, 在自发辐射实验上它为腔感应透明效应提供了一个新的视野. 比起坏腔, 好腔情况时腔平均粒子数演化比原子平均粒子数演化更为缓慢, 主要原因是好腔在它的耗散通道再次辐射之前俘获了小部分光子, 而这些光子与好腔形成共振, 从而减慢了腔平均粒子数演化. 图 4(a)中是在共振情况下分别选取了图 2(a)中的 A, C, E, F 四个点作为参数, 在原子型从好腔机理到好发射机理过渡时原子与腔的平均粒子数演化. 由于腔的线宽增加我们发现原子平均粒子数的演化逐渐减慢, 而腔的平均粒子数演化 C, E, F 也明显减慢, 但由于 A 点腔感应透明效应, 比起 C, E, F 三点它的原子平均粒子数演化速度比腔平均粒子数演化速度更为明显的缓慢. 在非共振情况, 我们绘制了图 5(b), 其中我们选取了 C 点的参数(3, 4.5)作为控制量, 原子与腔的失谐分别取 2, 5, 8, 10. 失谐对原子平均粒子数密度的演化影响不大, 而对腔平均粒子数的演化影响很明显, 失

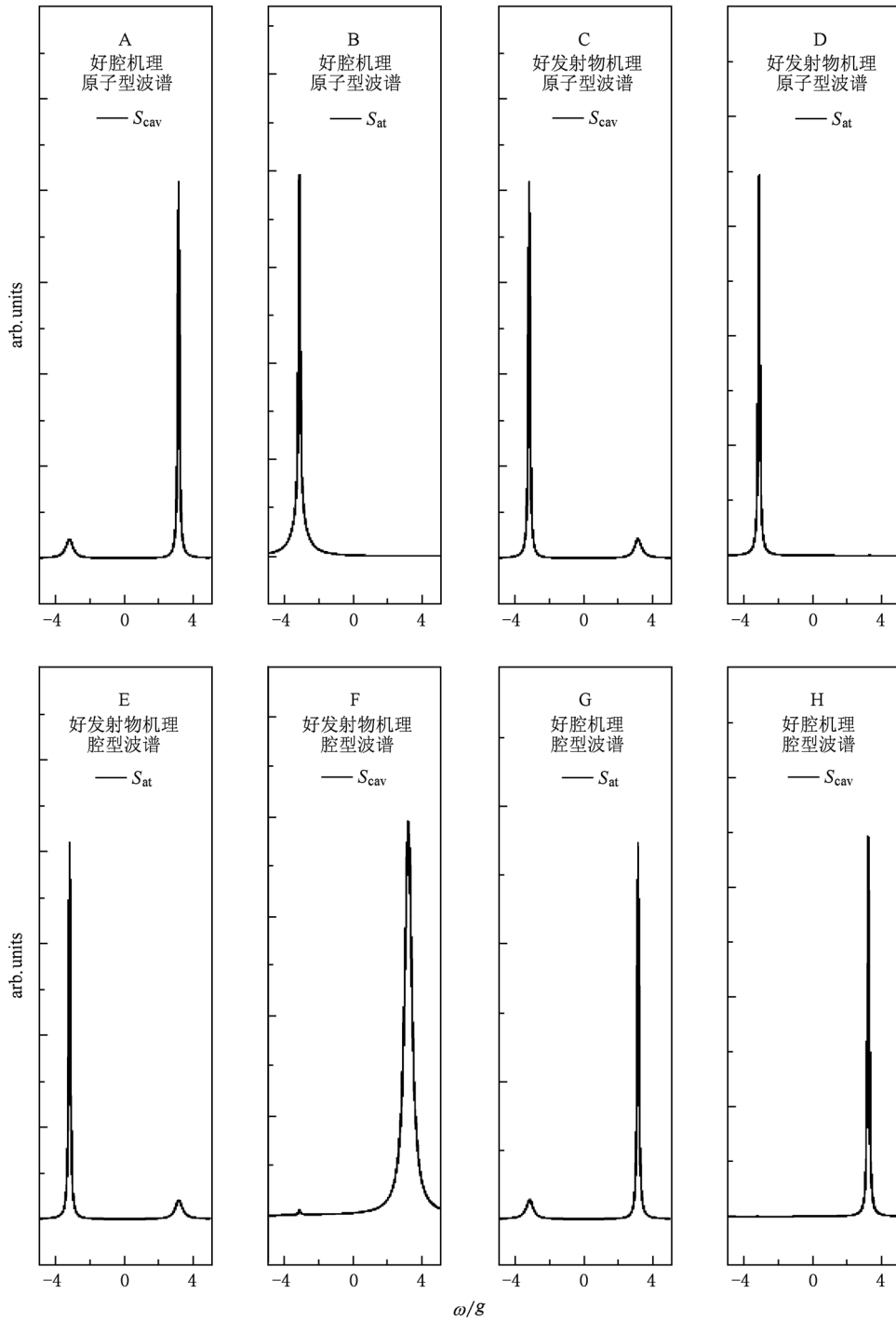


图4 原子和腔失谐时,在好腔机理或好发射物机理-原子型波谱或腔型波谱条件下,显示出的原子辐射谱和腔辐射谱.好腔机理取 $k=0.1, \gamma=0.5, g=1, D=6$. 好发射物机理 $k=0.5, \gamma=0.1, g$ 和 D 与前者一样. 图像中左侧峰处对应原子频率,右侧对应腔频率

谐越大腔平均粒子数密度演化越快. 为了更清楚表达这一物理意义,插图中腔光子数取对数标度,这相当于一个相关函数分析仪随一个无限局部最小数阻尼振荡,注意到最小失谐时它没有对应一个振荡或相干交换^[48]. 通过图1时间演化探测器观测每

个耗散通道并计算出总额,显示一个光子概率密度 $P(t)$ 满足以下表达式 $P(t) = \gamma \langle \sigma_+ \sigma_- (t) \rangle + k \langle \sigma_+ \sigma_- (t) \rangle$ 经我们检验,其中 $\gamma \int_0^\infty \langle \sigma_+ \sigma_- (t) \rangle dt + k \int_0^\infty \langle \sigma_+ \sigma_- (t) \rangle dt = 1$. 确保探测器确定记录一个

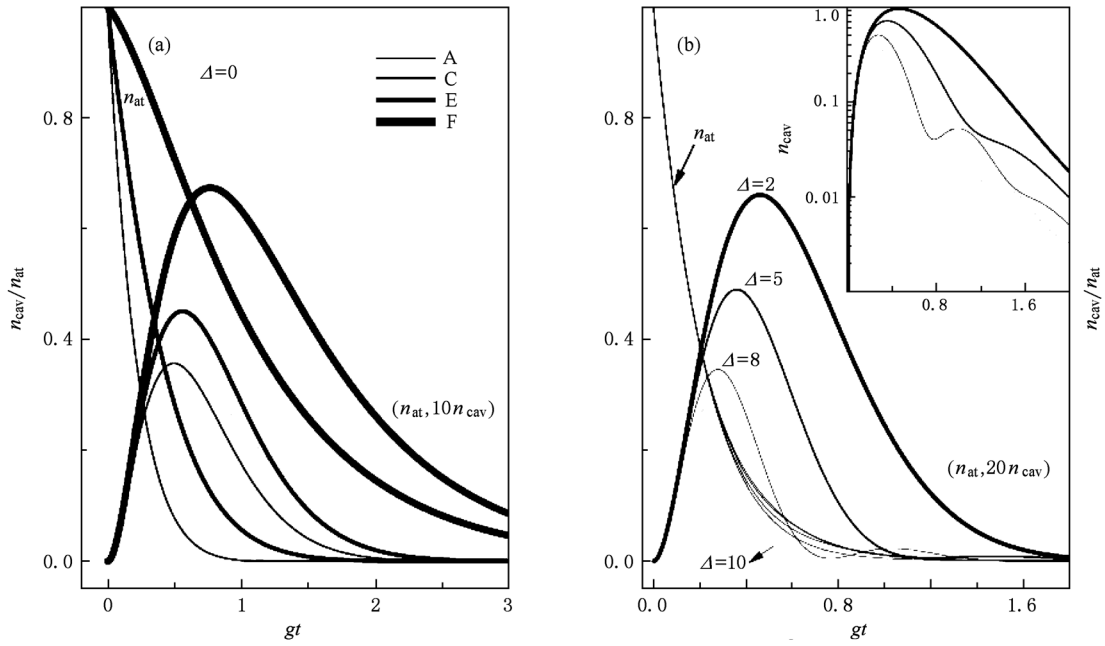


图5 (a)为共振时选取图2(a)中A,C,E,F点作为参数得到的原子与腔平均粒子数随时间的演化;(b)为C点参数在失谐失时原子与腔平均粒子数随时间的演化

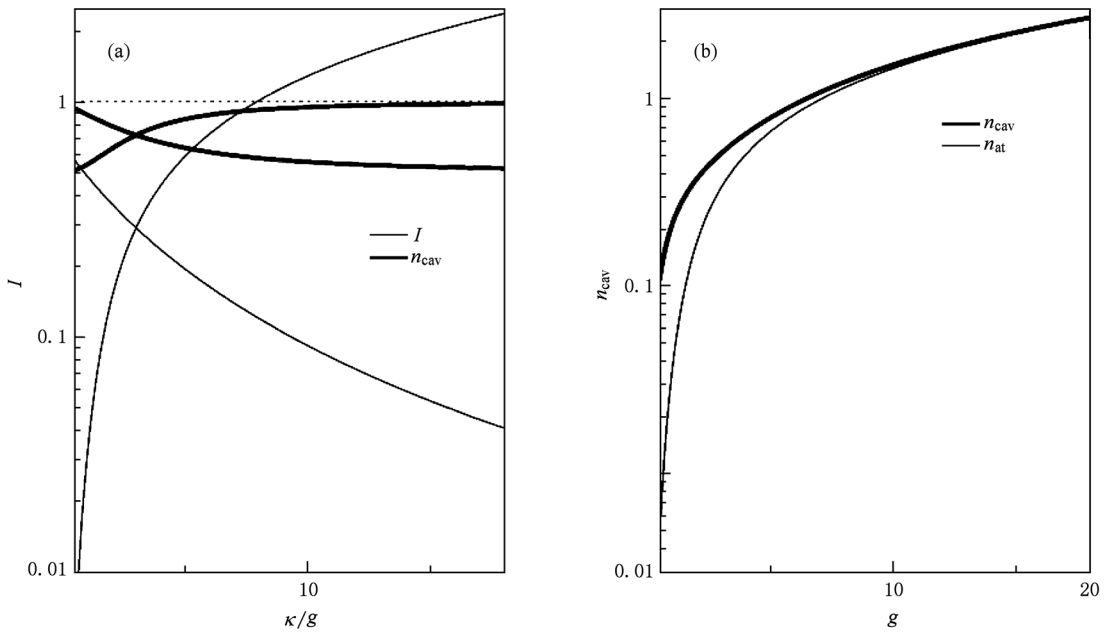


图6 (a)腔平均粒子数以及对应的光强度 I 随耦合强度和腔线宽递增时的函数关系,其中对光强度 I 进行了归一化处理,上升粗(细)线为原子与腔线宽 $k=3, \gamma=4.5$ 时耦合强度 g 递增时的光强度(腔平均粒子数)图像,下降粗(细)线表示 $k=3, \gamma=1$ 时随腔线宽 k 递增时的光强度(腔平均粒子数)图像;(b)图为腔线宽 $k=3, \gamma=4.5$ 时原子和腔粒子数在耦合强度 g 递增时的变化关系

光子,令 $P_{at} = \gamma \int \langle \sigma_+ \sigma_- (t) \rangle dt, P_{cav} = k \int \langle \sigma_+ \sigma_- (t) \rangle dt$ 分别表示能量量子逃出原子或腔耗散通道的概率.如果探测器为频率演化,可定义为显示一

个光子每频率单位 $P(\omega)$ 总密度概率,满足 $P(\omega) = P_{at} S_{at}(\omega) + P_{cav} S_{cav}(\omega)$.

光谱线的轮廓又称谱线形状或谱线轮廓,典型

的谱线形状有洛伦兹线形和高斯线形. 从初始态开始衰变的原子与腔发射光谱公式基本结构同其他强耦合描述一样, 包括了每个峰为洛伦兹部分和耗散部分两个峰的总和^[49]. 在光强度按频率分布的函数图上, 对于任意一组参数我们可以求解出它相应的光强度 I (光谱图像的面积 S), 即 $I = \int_{-\infty}^{+\infty} S_{\text{at/cav}}(\omega) d\omega$, 荧光谱是归一化的, 总的辐射强度相当于单位时间辐射的光子数. 图 6 我们研究了腔粒子数随耦合强度和腔衰减率关系以及光强度之间的函数关系, 从图中我们可以清楚地看出在控制原子与腔线宽的情况下增加耦合强度, 得到平均粒子数和光强度逐渐递增的变化关系. 通过这一原理在实验上可改变相应装置而得到我们所需要的输出结果, 但对于这些结果更详细的分析还需考虑实验系统额外的激子退相干以及各种复杂因素的影响. 有关原子与腔(或者量子点腔系统)的实验发展很快, 在接下来的工作中, 我们将用考虑更为详细的理论模型来探索腔量子电动力学系统的重要特性.

4. 结 论

我们通过全量子理论计算了原子和腔在任意线宽和频率的发射光谱和平均粒子数密度, 并显示原子与腔耦合系统的自发辐射有一个标准的对称. 存在标准对等的基本原因是在相关子空间

$|e, 0\rangle, |g, 1\rangle, |g, 0\rangle$ 原子非线性的消失, 由于弱激发时, 不能从单模腔两个较低态鉴别二能级系统两个态. 虽然是在普通理论框架下得到我们的结果, 比起先前的理论研究它可以在原子和腔发射光谱之间得出一个对比, 这个对比在原子与腔失谐时的光谱轮廓上面特别的鲜明: 在原子型好发射机理时原子与腔均发射出原子频率的光子, 而在好腔机理时腔发射出腔频率的光子. 第一种情况腔表现为一个弛豫的通道; 第二种情况腔模可当作一个狭窄的滤波器, 以它的频率和线宽在耗散通道俘获和再发射分馏光子. 由此特性鉴别原子或腔的发射, 并且可以有选择性地腔频率处得到光子. 除了以上基本概念, 由于好腔机理发射出腔模频率的光子这一性质, 我们可基于腔模调谐开发出光谱调谐单光子源的元件. 共振时原子型发射光谱在强耦合与弱耦合区域也表现得明显不同, 腔发射光谱只在强耦合区域出现分裂, 而原子发射光谱由于腔感应透明效应在弱耦合区域出现了缺口. 为了给腔感应透明效应一个新的深入了解, 本文进一步研究了原子与腔平均粒子数随不同参数的时间演化, 以及平均粒子数与光强之间的函数关系. 随着半导体异质结巨大的应用前景, 一套科学的理论模型对腔量子电动力学系统定量的认识非常重要, 当前的理论模型对实验上原子与腔大失谐时腔发射出腔模频率的光子这一费解的特性提供了理论依据.

-
- [1] Purcell E M 1946 *Phys. Rev.* **69** 681
- [2] Zhang J 2008 *Ph. D. Thesis* (Shanxi University) (in Chinese) [张 静 2008 博士学位论文(山西大学)]
- [3] Feher G, Gordon J P, Buehler E, Gere E A, Thurmond C D 1958 *Phys. Rev.* **109** 221
- [4] Drexhage K H 1974 *Progress in Optics* XII (New York: Morth-Holland)
- [5] Thompson R J, Rempe G, Kimble H J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 1132
- [6] Boca A, Miller R, Birnbaum K M, Boozer A D, McKeever J, Kimble H J 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 233603
- [7] Maunz P, Puppe T, Schuster I, Syassen N, Pinkse P W H, Rempe G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 033002
- [8] Auffeves A, Besga B, Gérard J M, Poizat J P 2008 *Phys. Rev. A* **77** 063833
- [9] Meschede D, Walther H, Müller G 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 551
- [10] Rempe G, Klein N, Walther H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 353
- [11] Rempe G, Kaler F S, Walther H 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2783
- [12] Brune M, Raimond J M, Goy P, Davidovich L, Haroche S 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1899
- [13] Bernardot F, Nussenzeig D, Brune M, Raimond J M, Haroche S 1992 *Europhys. Lett.* **17** 33
- [14] Reithmaier J P, Sek G, Löffler A, Hofmann C, Kuhn S, Reitzenstein S, Keldysh L V, Kulakovskii V D, Reinecke T L, Forchel A 2004 *Nature* **432** 197
- [15] 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
- [16] Peter E, Senellart P, Martrou D, Lemaître A, Hours J, Gérard J M, Bloch J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **2005** **95** 067401
- [17] Hennessy K, Badolato A, Winger M, Gerace D, Atature M, Gulde S, Falt S, Hu E L, Imamoglu A 2007 *Nature* **445** 896

- [18] Press D, Gotzinger S, Reitzenstein S, Hofmann C, Löffler A, Kamp M, Forche A, Yamamoto Y 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 117402
- [19] Englund D, Faraon A, Fushman I, Stoltz N, Petroff P, Vuckovic J 2007 *Nature* **450** 06234
- [20] Braginsky V B, Khalili F Y, Thorne K S 1992 *Quantum Measurement* (Cambridge: Cambridge University)
- [21] Pellizzari T, Gardiner S A, Cirac J I, Zoller P 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 3788
- [22] Turchette Q A, Hood C J, Lange W, Mabuchi H, Kimble H J 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4710
- [23] Parkins A S, Marte P, Zoller P, Kimble H J 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3095
- [24] Law C K, Kimble H J 1997 *J. Mod. Opt.* **44** 2067
- [25] Cirac J I, Zoller P, Kimble H J, Mabuchi H 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3221
- [26] Van Enk S J, Cirac J I, Zoller P, Mabuchi H, Kimble H J 1997 *J. Mod. Opt.* **44** 1727
- [27] Boozer A D, Boca A, Miller R, Northup T E, Kimble H J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 193601
- [28] Puppe T, Schuster I, Grothe A, Kubanek A, Murr K, Pinkse P W H, Rempe G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 013002
- [29] Wilk T, Webster S C, Kuhn A, Rempe G 2007 *Science* **317** 488
- [30] Wilk T, Webster S C, Specht H P, Rempe G, Kuhn A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 063601
- [31] Gleyzes S, Kuhr S, Guerlin C, Bernu J, Deléglise S, Hoff U B, Brune M, Raimond J M, Haroche S 2007 *Nature* **446** 297
- [32] Sandoghdar V, Treussart F, Hare J, Seguin V L, Raimond J M, Haroche S 1996 *Phys. Rev. A* **54** 1777
- [33] Armani D K, Kippenberg T J, Spillane S M, Vahala K J 2003 *Nature* **421** 925
- [34] Reitzenstein S, Hofmann C, Gorbunov A, Strauss M, Kwon S H, Schneider C, Löffler A, Höflling S, Kamp M, Forchel A 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 251109
- [35] Srivanasan K, Borselli M, Johnson T J, Barclay P E, Painter O, Stintz A, Krishna S 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3693
- [36] Weidner E, Combrie S, Rossi A D, Tran N V Q, Cassette S 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 101118
- [37] Mondragon J J S, Narozhny N B, Eberly J H 1983 *Phys. Rev. Lett.* **51** 550
- [38] Agarwal G S, Puri R R 1986 *Phys. Rev. A* **33** 1757
- [39] Carmichael H J, Brecha R J, Raizen M G, Kimble H J, Rice P R 1989 *Phys. Rev. A* **40** 5516
- [40] Rice P R, Brecha R J 1996 *Optics Communications* **126** 230
- [41] Hechenblaikner G, Gangl M, Horak P, Ritsch H 1998 *Phys. Rev. A* **58** 3030
- [42] Zippilli S, Morigi G 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 143001
- [43] Bienert M, Torres J M, Zippilli S, Morigi G 2007 *Phys. Rev. A* **76** 013410
- [44] Wang L, Song H Z 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 830 (in Chinese) [王丽, 宋海珍 2006 物理学报 **55** 830]
- [45] Garnier A A, Simon C, Gerard J M, Poizat J P 2007 *Phys. Rev. A* **75** 053823
- [46] Daniel J M, Joel M H 1986 *Phys. Rev. A* **34** 124829
- [47] Li T C, Xu Z Y 1978 *Acta Phys. Sin.* **27** 175 (in Chinese) [李铁诚, 许政一 1978 物理学报 **27** 175]
- [48] Laussy F P, Valle E D, Tejedor C 2009 *Phys. Rev. B* **79** 235325
- [49] Laussy F P, Valle E D, Tejedor C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 083601

Characteristics of spontaneous emission from a two-level atom in a very high Q cavity*

Chen Xiang Mi Xian-Wu[†]

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

(Received 8 September 2010; revised manuscript received 23 December 2010)

Abstract

In this paper we investigate a coupled system of an initially excited two-level atom coupled to a monomode cavity, and compute spontaneous emission spectrum and mean population density emitted by the atom and the cavity using the quantum theory that accounts for theoretical derivation and numerical calculation. The spectra emitted separately by the atom and the cavity in of strong coupling region are dramatically different from those in weak coupling region at resonance. The cavity spectrum line splitting in the strong coupling region, however, a hole exists in the atomic spectrum in the weak coupling region. We study systematically the emission spectra when the atom and the cavity are detuned, and the results show that if the cavity linewidth is much smaller than the atomic linewidth (good cavity regime), photons are emitted at the cavity frequency even if the atom and the cavity are strongly detuned, and provide theoretic foundation for the apparently puzzling feature observed in the recent experiment. In this paper we compute the atomic and the cavity mean population densities each as a function of time and their relation to the luminous intensity, and offer a new insight into cavity induced transparency effect.

Keywords: spontaneous emission, strong coupling, cavity induced transparency, good-cavity regime

PACS: 42. 50. Ct, 42. 50. Gy, 32. 70. Jz, 42. 50. Pq

* Project supported by the National Science Foundation of China (Grant No. 10647132), and the Scientific Research Fund of Hunan Provincial Education Department, China (Grant No. 10A100).

[†] Corresponding author. E-mail: xwmi@yahoo.com.cn