

doi:10.3788/gzxb20134203.0363

# 基于单边傅里叶变换的非马尔科夫自发辐射研究

刘景锋, 李凌燕

(华南农业大学 理学院 应用物理系, 广州 510642)

**摘 要:** 基于单边傅里叶变换, 本文提出一种研究辐射子的自发衰减动力学演化的普适方法. 利用该方法研究了辐射子处于均匀介质、理想微腔和泄露微腔中的自发辐射动力学演化问题, 最后并把这种方法用于处理光子带隙材料中的辐射动力学演化问题. 结果表明: 辐射子的自发辐射动力学特性由局域态密度决定, 可以通过调控辐射子周围的局域态密度来调控辐射子的自发辐射特性, 为实现新型的光电子器件提供了理论基础. 该方法不仅适用于马尔科夫热库的情况也适用于非马尔科夫热库的情况.

**关键词:** 自发辐射; 光与物质相互作用; 单边傅里叶变换; 局域态密度

**中图分类号:** O431.2

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2013)03-0363-5

## Non-Markovian Spontaneous Emission Research Based on One-sided Fourier Transformation

LIU Jing-feng, LI Ling-yan

(College of Science, South China Agriculture University, Guangzhou 510642, China)

**Abstract:** Based on one-sided Fourier transformation, a general method is presented to research the spontaneous decay dynamics of an emitter in homogeneous media, non-leaky cavity, leaky cavity and photonic band gap material. It is found that the spontaneous decay properties of the emitters are strongly dependent on the local density of states. The spontaneous emission properties of the emitters can be manipulated through engineering the local density of states and the high-performance optoelectronic device and quantum information processing device are obtained. This method can be used in Markovian or non-Markovian bath-reservoir environments.

**Key words:** Spontaneous emission; Light-matter interaction; One-sided Fourier transformation; Local density of states

## 0 引言

处于激发态的辐射子(原子, 分子, 量子点和金刚石色心等)经历一个自发的向基态跃迁并辐射出一个光子的过程就是自发辐射, 这是量子光学中的一种重要过程. 自发辐射特性决定了一系列光子电子器件的应用性能, 例如, 太阳能电池<sup>[1-5]</sup>的转换效率; 光通信和量子密钥分发用的单光子源<sup>[6-13]</sup>的量子效率; 发光二极管<sup>[14]</sup>的性能是由自发辐射到衬底

中的光子能否被有效萃取而决定; 激光器的阈值<sup>[15]</sup>大小和模式调制的速度也由自发辐射决定. 因而, 操控自发辐射(当不需要的时候抑制它)是量子光学领域非常重要的研究课题, 这将导致光电子器件性能的极大提高.

1946年, Purcell发现位于微腔中的辐射子的自发辐射会被增强(Purcell-效应)<sup>[16]</sup>. 此后, 人们发现自发辐射有很强的环境依赖特性. 因而, 要想控制自发辐射, 就要“剪裁”辐射子所在位置的电磁模式的

**基金项目:** 国家自然科学基金(Nos. 11204089, 11204385, 11104083)和华南农业大学校长基金(No. K08229)资助

**第一作者:** 刘景锋(1978-), 男, 讲师, 博士, 主要研究方向为光子晶体中自发辐射调控研究及光子晶体中纠缠动力学演化. Email: liujingfeng@scau.edu.cn

**通讯作者:** 李凌燕(1978-), 女, 讲师, 博士研究生, 主要研究方向为量子密钥分发研究及生物组织的光声成像. Email: lilingyan@scau.edu.cn

**收稿日期:** 2012-09-04; **录用日期:** 2012-12-10

局域态密度. 本文基于单边傅里叶变换方法, 推导出研究自发辐射问题的一个普适方法, 从中可以看出决定自发辐射性质的物理量就是局域态密度, 此方法可以有效地用来处理多中环境中的自发辐射问题.

## 1 辐射子动力学演化的理论描述

我们讨论二能级辐射子的演化动力学, 为了方便, 选择辐射子的基态能量为 0, 并采用偶极近似<sup>[17-18]</sup>, 则系统的哈密顿量为

$$H = \hbar\omega_0 |e\rangle\langle e| + \sum_{\mu} \hbar\omega_{\mu} a_{\mu}^{\dagger} a_{\mu} + \hbar \sum_{\mu} [g_{\mu}(\mathbf{r})\sigma_{-} a_{\mu}^{\dagger} + g_{\mu}^{*}(\mathbf{r})\sigma_{+} a_{\mu}] \quad (1)$$

其中  $\omega_0$  为辐射子的跃迁频率,  $\sigma_{+}$  和  $\sigma_{-}$  为电子的升降算符,  $\hbar$  为约化普朗克常量,  $g_{\mu}(\mathbf{r})$  为耦合常量

$$g_{\mu}(\mathbf{r}) = i\omega_0 (2\epsilon_0 \hbar\omega_{\mu})^{-1/2} \mathbf{E}_{\mu}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{d}_{eg} \quad (2)$$

系统的波函数的动态演化满足薛定谔方程

$$i\hbar \frac{d|\Psi(t)\rangle}{dt} = H|\Psi(t)\rangle \quad (3)$$

系统的态矢量为

$$|\psi(t)\rangle = C_e(t)|I\rangle + \sum_{\mu} C_{g,\mu}(t)|b_{\mu}\rangle \quad (4)$$

其中  $|I\rangle = |e, 0\rangle$  和  $|b_{\mu}\rangle = |g, 1_{\mu}\rangle$ . 初始时刻, 辐射子处于上能级, 辐射场中没有光子, 对应的初始条件为  $C_e(0) = 1$  和  $C_{g,\mu}(0) = 0$ , 我们把方程(4)代入方程(3), 得到  $C_e(t)$  和  $C_{g,\mu}(t)$  运动方程为

$$\dot{C}_e(t) = -i\omega_0 C_e(t) - i \sum_{\mu} g_{\mu}^{*}(\mathbf{r}) C_{g,\mu}(t) \quad (5)$$

$$\dot{C}_{g,\mu}(t) = -i\omega_{\mu} C_{g,\mu}(t) - i g_{\mu}(\mathbf{r}) C_e(t) \quad (6)$$

这里仅考虑现  $t \geq 0$  的情况, 对上面两式取单边傅里叶变换  $C(\omega) = \int_0^{\infty} C(t) e^{i\omega t} dt$ <sup>[19]</sup>, 为了保证结果有意义,  $\omega$  中包含有无穷小的正虚部, 经过简单的推导得到

$$C_e(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{1}{i \left[ \omega - \omega_0 - \sum_{\mu} \frac{|g_{\mu}(\mathbf{r})|^2}{(\omega + i\eta) - \omega_{\mu}} \right]} \quad (7)$$

其中  $\eta$  为正无穷小量. 对上式做逆傅里叶变换, 得到上能级的几率幅为

$$C_e(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C_e(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{+\infty} G(\mathbf{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (8)$$

其中

$$G(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{\omega - \omega_0 - \sum_{\mu} \frac{|g_{\mu}(\mathbf{r})|^2}{(\omega - \omega_{\mu} + i\eta)}}$$

令

$$\sum_{\mu} \frac{|g_{\mu}(\mathbf{r})|^2}{\omega - \omega_{\mu} + i\eta} = \delta \left( \sum_{\mu} \frac{|g_{\mu}(\mathbf{r})|^2}{(\omega - \omega_{\mu})} \right) - i\pi \sum_{\mu} |g_{\mu}(\mathbf{r})|^2 \cdot$$

$$\delta(\omega - \omega_{\mu}) = \Delta(\mathbf{r}, \omega) - i \frac{\Gamma(\mathbf{r}, \omega)}{2} \quad (9)$$

其中  $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$  和  $\Delta(\mathbf{r}, \omega)$  分别为局域耦合强度和辐射子的能级移动<sup>[18,20-21]</sup>, 在推导式(9)过程中, 利用了一个在量子物理学常常用到的公式  $\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{x + i\eta} =$

$\delta\left(\frac{1}{x}\right) - i\pi\delta(x)$ ,  $\delta$  代表主值<sup>[22]</sup>. 定义  $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$  为局域耦合强度

$$\Gamma(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\pi\omega_0^2}{\epsilon_0 \hbar\omega} \sum_{\mu} |\mathbf{E}_{\mu}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{d}_{eg}|^2 \delta(\omega - \omega_{\mu}) \quad (10)$$

根据希尔伯特变换<sup>[20-21]</sup>, 可以得到局域耦合强度和辐射子的能级移动的关系

$$\Delta(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\Gamma(\mathbf{r}, \omega')}{\omega - \omega'} d\omega' \quad (11)$$

观察(10), 我们定义一个在文献中常见的物理量——方向性局域态密度<sup>[23-26]</sup>

$$\rho(\mathbf{r}, \omega, \mu_{eg}) = \sum_{\mu} |\mu_{eg} \cdot \mathbf{E}_{\mu}(\mathbf{r})|^2 \delta(\omega - \omega_{\mu}) \quad (12)$$

其中  $\mu_{eg}$  为单位矢量, 因而局域耦合强度可用方向性局域态密度表示为

$$\Gamma(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\pi\omega_0^2 d^2}{\epsilon_0 \hbar\omega} \rho(\mathbf{r}, \omega, \mu_{eg}) \quad (13)$$

$d$  为偶极矩的大小, 辐射子的时间演化动力学式(8)可以说是由局域态密度式(12)来决定的, 如果求得了系统的局域态密度就可以完全决定系统的动力学演化. 下面我们就几种常见环境来讨论.

## 2 具体环境下的辐射子动力学演化特性

### 2.1 辐射子处于均匀介质中(Wigner-Weisskopf 近似)

均匀介质中电场的本征矢量解为平面波  $\mu(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_{\mu} \cdot \mathbf{r}} / \sqrt{n^2 V}$ , 在此情况下的局域态密度在空间各点相同, 沿各个方向也相同, 即不依赖于空间位置和偶极子的方向, 我们把本征场代入方程(12)得到(在真空中一般叫态密度)

$$\rho(\omega) = \frac{V}{(2\pi)^3} \frac{2}{3} \int |\mathbf{E}_{\mu}(\mathbf{r})|^2 \delta(\omega - \omega_{\mu}) d\mathbf{k}^3 = \frac{n\omega^2}{3\pi^2 c^3} \quad (14)$$

上面的因子 2 是考虑光的两种可能的偏振方向,  $n$  为均匀介质的折射率. 求解式(8), 就可以得到辐射子处于上能级的几率. 仔细分析式(8),  $G(\mathbf{r}, \omega)$  为频率的慢变函数, 而积分号中的指数部分为时间的快变函数, 在可观测的时间内, 也即在介观时间尺度内, 积分为 0, 除非对应函数  $G(\mathbf{r}, \omega)$  的极点, 在此情况下, 积分不为 0. 考虑到  $\Delta(\mathbf{r}, \omega)$  和  $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$  为频率的慢变函数, 我们采用  $\Delta(\mathbf{r}, \omega)$  和  $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$  在  $C_e(t)$

$= e^{-i[\omega_0+\Delta]t} e^{-\Gamma/2}$  点的值来代替,这就是 Wigner-Weisskopf 近似. 我们得到时间演化几率幅  $C_c(t) = e^{-i[\omega_0+\Delta]t} e^{-\Gamma/2}$ , 其中  $\Gamma$ , 因而自发辐射速率为  $\Gamma = \frac{n\omega_0^2 d^2}{3\pi\hbar\epsilon_0 c^3}$ , 这就是在文献[27-29]中经常看到的结果.

## 2.2 辐射子处于理想单模腔中(真空 Rabi 振荡)

假设理想的光学微腔存在单模,在此情况下,局域态密度表现出奇异函数的性质,用函数表示为

$$\rho(\omega) = \delta(\omega - \omega_c) \quad (15)$$

考虑共振情况,此时对应的局域耦合强度我们用  $\Gamma(\omega) = g^2 \rho(\omega)$  来表示, $g$  与耦合系数相关. 此时对应的格林函数为

$$G(\omega) = \frac{1}{\omega - \omega_0 - \frac{g^2}{\omega - \omega_c + i\gamma}} \quad (16)$$

把式(16)代入式(8),可以得到上能级的演化几率幅

$$P(t) = |C_c(t)|^2 = \left| \left[ -\frac{i\Delta}{2\beta} \sin(\beta t) + \cos(\beta t) \right] \right|^2 \quad (17)$$

其中  $\Delta = \omega_0 - \omega_c$  为辐射子跃迁频率与腔的失谐量,  $\beta = \sqrt{(\Delta/2)^2 + g^2}$ . 当腔膜的共振频率等于辐射子的跃迁频率时,容易得到辐射子处于上能级的概率为  $P_c(t) = |c_c(t)|^2 = \cos^2(gt)$ . 在这种情况下,利用 J-C 模型<sup>[30]</sup>处理可能更简单直观.  $2g$  就是常说的辐射子与单模真空场相互作用的拉比频率<sup>[27, 30-31]</sup>.

## 2.3 辐射子处于泄露微腔中

在微腔里面,微腔对光场有限制可以导致光与辐射子之间强耦合,但是在实际情况下,腔永远不可能是理想的,腔内的能量将会泄露到腔外,导致腔内能量的损耗. 在这种情况下,腔内的局域态密度可以由归一化的洛伦兹函数来描述<sup>[32]</sup>

$$\rho(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_c}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma_c^2} \quad (18)$$

$\gamma_c$  为半高宽(即腔的泄露速率),与腔的品质因子  $Q = \omega_c / (2\gamma_c)$  有关. 在这种情况下,相应的局域耦合强度为

$$\Gamma_{\text{cav}}(\omega) = \frac{\pi\omega_0 d^2 |\boldsymbol{\mu}_{\text{eg}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_c}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma_c^2} \quad (19)$$

式子中  $\mathbf{E}(\mathbf{r})$  满足归一化条件. 根据希尔伯特变换关系式(11),则相应的能级移动为

$$\Delta(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\pi\omega_0 d^2 |\boldsymbol{\mu}_{\text{eg}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{1}{2\pi} \frac{\omega - \omega_c}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma_c^2} \quad (20)$$

此时

$$G(\omega) = \frac{\omega' + i\gamma_c}{(\omega' - \Delta)(\omega' + i\gamma_c) - K^2} \quad (21)$$

其中  $K^2 = \omega_0 d |\boldsymbol{\mu}_{\text{eg}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 / (2\epsilon_0^2 \hbar)$ ,  $\omega' = \omega - \omega_c$  和  $\Delta$

$= \omega_0 - \omega_c$  (失谐量). 为了方便,仍讨论谐振情况,即辐射子的跃迁频率与腔的本征频率相同,此时  $\Delta = 0$ .  $G(\omega)$  函数的两个奇点为  $\omega' = \frac{\gamma_c}{2} (-i \pm \sqrt{4K^2 - \gamma_c^2} - 1)$ , 把式(21)代入式(8),利用留数定理,可以得到辐射子处于上能级的几率幅为

$$P_c(t) = |C_c(t)|^2 = e^{-\gamma_c t} \left[ \cos\left(\frac{\beta t}{2}\right) + \frac{\gamma_c}{\beta} \sin\left(\frac{\beta t}{2}\right) \right]^2 \quad (22)$$

其中  $\beta = \sqrt{4K^2 - \gamma_c^2}$ . 观察式(22),令  $\gamma_c = 0$  很容易回到理想腔的情况.

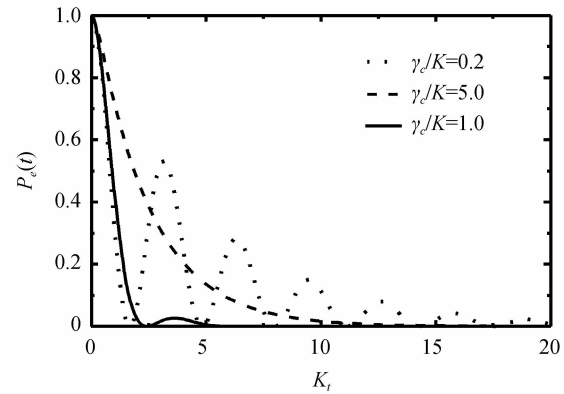


图1 辐射子在泄露腔中的上能级概率幅随时间的演化  
Fig. 1 The upper-state dynamics evolution of the initially excited emitter in a loss cavity

如果讨论的腔泄露非常快,即  $K^2 \ll \gamma_c^2$  的情况,在这种情况下往往对应的是坏腔的情况,考虑到  $\Delta(\mathbf{r}, \omega)$  和  $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$  仍为频率的慢变函数,在这种情况下,仍用辐射子的跃迁频率点的值代替  $\Delta(\mathbf{r}, \omega)$  和  $\Gamma(\mathbf{r}, \omega)$  的值,即仍然满足 Wigner-Weisskopf 近似的条件,在此情况下的自发辐射速率为

$$\Gamma_{\text{cav}}(\omega) = \frac{\pi\omega d^2}{\epsilon_0 \hbar \gamma_c} \frac{1}{\pi} \frac{\gamma_c}{(\omega - \omega_c)^2 + \gamma_c^2} |\boldsymbol{\mu}_{\text{eg}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \quad (23)$$

与真空中的自发辐射速率比较得到 Purcell<sup>[16, 32-34]</sup>系数  $F_p = \frac{3Q}{4\pi^2 V} \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ , 这个结果与一般的用费米法则<sup>[28]</sup>得到结果一样. 可见费米法则结果与 Wigner-Weisskopf 近似的结果是等价的. 因而要想提高 Purcell 系数就要提高  $Q$  因子,但是到了一定情况条件  $K^2 \ll \gamma_c^2$  就不再满足,所以提高 Purcell 的最好方法就是减小模体积.

## 2.4 辐射子位于光子带隙材料中

为了推广以上的方法,我们考虑光子带隙材料中的自发辐射,首先需要知道光子带隙材料的局域态密度, S. John 提出了各向同性模型,此模型消去了局域态密度的位置依赖,在一般文献中称其为态

密度,经过计算得到<sup>[35-36]</sup>

$$\Delta(\mathbf{r}, \omega) - i \frac{\Gamma(\mathbf{r}, \omega)}{2} = - \frac{iC}{\sqrt{\omega - \omega_e}} \quad (24)$$

其中  $\omega_e$  为光子带隙的上带边,  $C$  表示辐射子与光子带隙材料耦合的有效耦合常量. 最后将式(24)代入式(8), 得到

$$G(\mathbf{r}, \omega) = \frac{(\omega - \omega_0 + \delta)(\omega - \omega_0) - iC \sqrt{\omega - \omega_0 + \delta}}{(\omega - \omega_0 + \delta)(\omega - \omega_0)^2 + C^2} \quad (25)$$

在上式中引入失谐量  $\delta = \omega_0 - \omega_e$  (见图 2), 得到

$$G(\mathbf{r}, \omega) = \frac{(\omega - \omega_0 + \delta)(\omega - \omega_0) - iC \sqrt{\omega - \omega_0 + \delta}}{(\omega - \omega_0 + \delta)(\omega - \omega_0)^2 + C^2} \quad (26)$$

把式(26)代入式(8)

$$C_e(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0 + \delta)(\omega - \omega_0) - iC \sqrt{\omega - \omega_0 + \delta}}{(\omega - \omega_0 + \delta)(\omega - \omega_0)^2 + C^2} e^{-i\omega t} d\omega \quad (27)$$

利用留数定理, 容易得到上式的解.

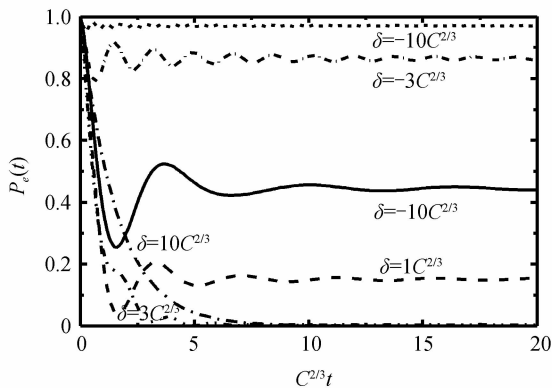


图 2 不同的失谐量对应上能级布居演化

Fig. 2 The upper-state population of an initially excited emitter in photonic crystals for various detuning

经过前面几种经典情况的讨论, 只要知道了辐射子所在环境中的局域态密度, 那么就可以得到辐射子的衰减动力学, 辐射子的自发辐射动力学是由辐射子所在点的局域态密度决定的.

### 3 结论

首先从场和辐射子相互作用哈密顿量出发, 利用单边傅里叶变换方法, 推导出了研究辐射子自发辐射衰减动力学演化的普适公式, 然后利用该公式讨论了辐射子在不同环境库中的动力学演化问题, 从该公式中可以看出局域耦合强度在量子光学中的重要地位.

#### 参考文献

- [1] MIHI A, LOPEZ-ALCARAZ F J, MIGUEZ H. Full spectrum enhancement of the light harvesting efficiency of dye sensitized solar cells by including colloidal photonic crystal multilayers[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **88**(19): 193110.
- [2] MIHI A, COLODRERO S, CALVO M, *et al.* Enhanced power conversion efficiency in solar cells coupled to photonic

crystals[C]. *SPIE*, 2007, **6640**: 664007.

- [3] PARK Y, DROUARD E, DAIF E O, *et al.* Absorption enhancement using photonic crystals for silicon thin film solar cells[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(16): 14312-14321.
- [4] KO D H, TUMBLESTON J R, ZHANG L, *et al.* Photonic crystal geometry for organic solar cells[J]. *Nano Letters*, 2009, **9**(7): 2742-2746.
- [5] COLODRERO S, MIHI A, ANTA J A, *et al.* Experimental demonstration of the mechanism of light harvesting enhancement in photonic-crystal-based dye-sensitized solar cells[J]. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2009, **113**(4): 1150-1154.
- [6] YAN Qiu-rong, ZHAO Bao-sheng, LIU Yong-an, *et al.* Optical quantum random number generator based on the time randomness of single-photon pulse[J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, **33**(3): 0327001.  
鄢秋荣, 赵宝升, 刘永安, 等. 基于单光子脉冲时间随机性的量子随机源[J]. *光学学报*, 2012, **33**(3): 0327001.
- [7] SANTORI C, FATTAL D, VUCKOVIC J, *et al.* Indistinguishable photons from a single-photon device [J]. *Nature*, 2002, **419**(6907): 594-597.
- [8] MICHLER P, KIRAZ A, BECHER C, *et al.* A quantum dot single-photon turnstile device[J]. *Science*, 2000, **290**(5500): 2282-2285.
- [9] KELLER M, LANGE B, HAYASAKA K, *et al.* Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system[J]. *Nature*, 2004, **431**(7012): 1075-1078.
- [10] CHANG W H, CHEN W Y, CHANG H S, *et al.* Efficient single-photon sources based on low-density quantum dots in photonic-crystal nanocavities[J]. *Physical Review Letters*, 2006, **96**(6): 117401.
- [11] STRAUF S, STOLTZ N G, RAKHER M T, *et al.* High-frequency single-photon source with polarization control[J]. *Nature Photonics*, 2007, **1**(12): 704-708.
- [12] TOISHI M, ENGLUND D, FARAON A, *et al.* High-brightness single photon source from a quantum dot in a directional-emission nanocavity[J]. *Optics Express*, 2009, **17**(17): 14618-14626.
- [13] CLAUDON J, BLEUSE J, MALIK N S, *et al.* A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire[J]. *Nature Photonics*, 2010, **4**(3): 174-177.
- [14] WIERER J J, DAVID A, MEGENS M M. III-nitride photonic-crystal light-emitting diodes with high extraction efficiency[J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(3): 163-169.
- [15] PARK H G, KIM S H, KWON S H, *et al.* Electrically driven single-cell photonic crystal laser[J]. *Science*, 2004, **305**(5689): 1444-1447.
- [16] PURCELL E M. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies [J]. *Physical Review*, 1946, **69**(12): 681.
- [17] WANG X H, WANG R, GU B Y, *et al.* Decay distribution of spontaneous emission from an assembly of atoms in photonic crystals with pseudogaps [J]. *Physical Review Letters*, 2002, **88**(9): 093902.
- [18] WANG X H, GU B Y, WANG R, *et al.* Decay kinetic properties of atoms in photonic crystals with absolute gaps [J]. *Physical Review Letters*, 2003, **91**(11): 113904.
- [19] WUBS M, SUTTORP L G, LAGENDIJK A. Multiple-scattering approach to interatomic interactions and superradiance in inhomogeneous dielectrics [J]. *Physical Review A*, 2004, **70**(5): 053823.
- [20] COHEN T C, DUPONT R J, GRYNBERG G. Atom-photon

- interaction: basic process and applications[M]. New York, John Wiley & Sons, 1992: 165-170.
- [21] WANG X H, KIVSHAR Y S, GU B Y. Giant lamb shift in photonic crystals[J]. *Physical Review Letters*, 2004, **93**(7): 073901.
- [22] 梁昆森. 数学物理方法[M]. 3 版. 北京:高等教育出版社, 2002:104-113.
- [23] VATS N, JOHN S, BUSCH K. Theory of fluorescence in photonic crystals[J]. *Physical Review A*, 2002, **65**(4): 043808.
- [24] SPRIK R, TIGGELEN B A, LAGENDIJK A. Optical emission in periodic dielectrics[J]. *Europhys Letters*, 1996, **35**(4): 265-270.
- [25] LIU J F, JIANG H X, GAN Z S, *et al.* Lifetime distribution of spontaneous emission from emitter(s) in three-dimensional woodpile photonic crystals[J]. *Optics Express*, 2011, **19**(12): 11623-11630.
- [26] LIU J F, JIANG H X, JIN C J, *et al.* Orientation-dependent local density of states in three-dimensional photonic crystals[J]. *Physical Review A*, 2012, **85**(1): 015802.
- [27] MARLAN O S, ZUBAIRY M S. Quantum optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997: 206-210.
- [28] NOVOTNY L, HECHT B. Principles of nano optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 167-208.
- [29] VOGEL W, WELSCH D G, WALLENTOWITZ S. Quantum optics: an introduction [M]. 3rd ed. NEW YORK: JOHN WILEY & SONS, 2005: 25-68.
- [30] JAYNES E T, CUMMINGS F W. Comparison of quantum and semiclassical radiation theories with application to the beam maser[J]. *Proceedings of the IEEE*, 1963, **51**(1): 89-109.
- [31] GREEY C C, KNIGHT P L. Introductory quantum optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2005:74-99.
- [32] GERARD J M, GAYRAL B. Strong purcell effect for inas quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 1999, **17**(11): 2089-2095.
- [33] ENGLUND D, FATTAL D, WAKS E, *et al.* Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2005, **95**(1): 013904.
- [34] GERARD J M, SERMAGE B, GAYRAL B, *et al.* Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity[J]. *Physical Review Letters*, 1998, **81**(5): 1110.
- [35] JIANG X, JIANG Y, WANG Y, *et al.* Non-Markovian decay of a three-level  $\Lambda$ -type atom in a photonic-band-gap reservoir[J]. *Physical Review A*, 2006, **73**(3): 033802.
- [36] LAMBROPOULOS P, NIKOLOPOULOS G M, NIELSEN T R, *et al.* Fundamental quantum optics in structured reservoirs[J]. *Reports on Progress in Physics*, 2000, **63**(4): 455-503.