

doi: 10.3788/gzxb20144301.0116002

基于频域有限差分法的二维自发辐射特性研究

祁剑南¹, 黄志祥¹, 王翰林¹, 吴先良^{1,2}, 褚景阳¹, 周丽¹

(1 安徽大学 智能计算与信号处理重点实验室, 合肥 230039)

(2 合肥师范学院 物理电子系, 合肥 230061)

摘 要:原子自发辐射效率的提高对单光子源等光电子设备的研究和制造具有重要的意义. 本文推导了自发辐射率和局域态密度的格林函数表示形式, 通过频域有限差分法求解格林函数, 得到自发辐射率的数值特性. 分析了在不同金属材料、结构以及辐射波长下的自发辐射率, 探讨了其内在的物理机理, 结果表明: 特定波长下介质的表面等离激元效应会增强自发辐射, 不同材料和结构对辐射效率的提高有不同的影响. 该研究结果可为新型纳米器件及光电子设备的制造以及优化提供重要的参考.

关键词:自发辐射; 局域态密度; 格林函数; 频域有限差分

中图分类号: O441.6; O442

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2014)01-0116002-6

Systematic Study of Finite-difference Frequency-domain Method for Spontaneous Emission in a Two-dimensional Environment

QI Jian-nan¹, HUANG Zhi-xiang¹, WANG Han-lin¹, WU Xian-liang^{1,2}, CHU Jing-yang¹, ZHOU Li¹

(1 Key Laboratory of Intelligent Computing and Signal Processing, Anhui University, Hefei 230039, China)

(2 Department of Physics and Electronic Engineering, Hefei Normal University, Hefei 230061, China)

Abstract: The improvement of the efficiency of spontaneous emission will give great help to the research and manufacture of optoelectronic devices such as single photon resource. The local density of electromagnetic states was calculated which is represented by the electric dyadic Green's function through the finite-difference frequency-domain method, the local density of states and the spontaneous emission rate in different metal materials, structures and wavelengths were analyzed, and the intrinsic physical mechanism was explored. The results show that the spontaneous emission rate of atoms can be greatly enhanced when surface plasmon polariton couple to the emitter, and different structure and the refractive indices of materials have different improvement of spontaneous emission rate. This research can provide important reference for the manufacture and optimization of optoelectronic devices.

Key words: Spontaneous emission; Local density of electromagnetic states; Green's function; Finite-Difference Frequency-Domain (FDTD) method

OCIS Codes: 160.4236; 270.5580; 250.5590

0 引言

对于自发辐射光的控制一直是量子光学的重点, 而在激光器、发光二极管、太阳能电池等光电设备中, 自发辐射更是必不可少的. Purcell 首先发现原子的辐

射很大程度上依赖于原子所处的环境, 若与谐振腔耦合则其自发辐射可以极大增强^[1-2]. 根据量子电动力学的理论^[2], 原子的自发辐射可以由电磁场的真空涨落来解释, 而通过对非均匀环境的适当改变可对原子的自发辐射进行人为的控制, 这样就可抑制不必要的辐

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 60931002, 61101064, 51277001)、安徽省杰出自然科学基金(No. 1108085J01)和安徽省高校自然科学基金(Nos. KJ2011A002, KJ2011A242)资助

第一作者:祁剑南(1990-), 男, 硕士, 主要研究方向为电磁场与微波技术. Email: 827870265@qq.com

通讯作者:黄志祥(1979-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为电磁高性能计算及新型材料电磁特性. Email: zxhuang@ahu.edu.cn

导师:吴先良(1958-), 男, 教授, 博士, 主要研究方向为数字光信息处理及数字全息术. Email: xlwu@au.edu.cn

收稿日期:2013-04-24; **录用日期:**2013-07-09

<http://www.photon.ac.cn>

射或者增强需要的辐射.

当半导体发射源与金属平板的表面等离子激元 (Surface Plasmon Polariton, SPP) 耦合时, 其局域态密度会发生改变^[3-4]. 一个电子空穴对发出一个光子与表面等离子体的一个模式耦合, 而不是原来的自由空间. 由表面等离子激元耦合而增强的自发辐射已经在量子阱激光器中得到论证^[5-6]. 电并矢格林函数在自发辐射的理论研究中有着很大的作用, 它将局域态密度和自发辐射表示成很简洁的形式. 电格林并矢的数值求解需要对麦克斯韦方程高效、严格的分析. 尽管时域有限差分法 (Finite-Difference Time-Domain, FDTD)^[7-8] 可以做到, 但对纳米金属结构模型的建立有很大的局限性. 首先, 金属如金、银等的复介电常量需要多项洛伦兹-杜德模型的叠加, 在数值实现时需要大量的内存及计算时间, 其次 FDTD 针对不同的空间离散格式存在数值稳定性条件及不易处理色散媒质斜入射等问题.

本文主要利用频域有限差分法 (Finite-Difference Frequency-Domain, FDFD)^[9-10] 求解二维非均匀环境下电磁问题的并矢格林函数. 通过对等离子金属平板系统的全面研究, 分析系统的色散关系及几何结构与原子的自发辐射率间的关系, 为纳米器件实际工程应用提供技术支持.

1 理论和模型

1.1 自发辐射率

根据电磁场的真空涨落理论, 现在非均匀介质中的原子或分子会自发的向外辐射光子. 一个位于 r_0 二能级系统的原子, 其跃迁偶极矩和跃迁频率分别为 P 和 ω_0 , 那么由费米黄金定则^[11] 知, 该原子的自发辐射率 (Spontaneous Emission Rate, SER)^[12] 可表示为

$$\gamma(r_0, \omega_0) = \frac{\pi\omega_0}{\epsilon_0 \hbar} \sum_k [\mathbf{p} \cdot (u_k u_k^*) \cdot \mathbf{p}] \delta(\omega_k - \omega_0) \quad (1)$$

式中 u_k 是光子在非均匀介质中的标准正交的本征模, 满足波动方程及正交关系, 即

$$\nabla \times \nabla \times u_k(\mathbf{r}, \omega_k) - \frac{\omega_k^2}{c^2} u_k(\mathbf{r}, \omega_k) = 0 \quad (2)$$

$$\int u_k(\mathbf{r}, \omega_k) \cdot u_k^*(\mathbf{r}, \omega_k) d^3\mathbf{r} = \delta_{kk'} \quad (3)$$

现推导格林函数与自发辐射率的关系, 将格林函数按本征函数^[13] 展开

$$\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_k A_k(\mathbf{r}', \omega) u_k(\mathbf{r}, \omega_k) \quad (4)$$

展开系数 A_k 是待定的, \mathbf{r}, \mathbf{r}' 分别为场点和源点的位置矢量. 格林函数的定义式为

$$\nabla \times \nabla \times \overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) - \frac{\omega^2}{c^2} \overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \overline{\overline{I}}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (5)$$

将式(4)代入式(5)得

$$\sum_k A_k(\mathbf{r}', \omega) \left[\nabla \times \nabla \times u_k(\mathbf{r}, \omega_k) - \frac{\omega^2}{c^2} u_k(\mathbf{r}, \omega_k) \right] =$$

$$\overline{\overline{I}}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (6)$$

再综合式(2)、(3)得: $A_k(\mathbf{r}', \omega) \left[\frac{\omega_k^2}{c^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right] = u_k(\mathbf{r}', \omega_k)$ 最终得到格林函数的本征表达式为

$$\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) = \sum_k c^2 \frac{u_k^*(\mathbf{r}', \omega_k) u_k(\mathbf{r}, \omega_k)}{\omega_k^2 - \omega^2} \quad (7)$$

利用复数的围道积分公式

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \text{Im} \left\{ \frac{1}{\omega_k^2 - (\omega + i\eta)^2} \right\} = \frac{\pi}{2\omega_k} [\delta(\omega - \omega_k) - \delta(\omega + \omega_k)] \quad (8)$$

式(8)两边同乘 $u_k^*(\mathbf{r}', \omega_k) u_k(\mathbf{r}, \omega_k)$ 并对所有 k 叠加, 得

$$\text{Im} \left\{ \lim_{\eta \rightarrow 0} \sum_k \frac{u_k^*(\mathbf{r}, \omega_k) u_k(\mathbf{r}, \omega_k)}{\omega_k^2 - (\omega + i\eta)^2} \right\} = \frac{\pi}{2} \sum_k \frac{1}{\omega_k} u_k^*(\mathbf{r}, \omega_k) u_k(\mathbf{r}, \omega_k) \delta(\omega - \omega_k) \quad (9)$$

因为只考虑频率为正的情况, 式中省略了 $\delta(\omega + \omega_k)$, 联合式(7)与式(9)即可得到

$$\text{Im} \{ \overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}, \omega) \} = \frac{\pi c^2}{2\omega} \sum_k u_k^*(\mathbf{r}, \omega_k) u_k(\mathbf{r}, \omega_k) \cdot \delta(\omega - \omega_k) \quad (10)$$

将式(10)代入式(1)可得自发辐射率为

$$\gamma(\mathbf{r}_0, \omega_0) = \frac{2\omega_0^2}{\epsilon_0 \hbar c^2} [\mathbf{p} \cdot \text{Im} \{ \overline{\overline{G}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0) \} \cdot \mathbf{p}] \quad (11)$$

如果量子系统的跃迁为无定向的偶极子且介质是各向同性的, 取各个方向的平均值, 得到

$$\gamma(\mathbf{r}_0, \omega_0) = \frac{2\omega_0^2}{3\epsilon_0 \hbar c^2} |\mathbf{p}|^2 \text{Im} \{ \text{Tr} [\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)] \} \quad (12)$$

平均后的局域态密度为

$$\rho(\mathbf{r}_0, \omega_0) = \frac{2\omega_0}{\pi c^2} \text{Im} \{ \text{Tr} [\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)] \} = \sum_k |u_k|^2 \delta(\omega_k - \omega_0) \quad (13)$$

为了计算自发辐射的增强幅度, 引入标准化的 SER, 即

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \frac{\rho(\mathbf{r}_0, \omega_0)}{\rho_0(\mathbf{r}_0, \omega_0)} = \frac{\text{Im} \{ \text{Tr} [\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)] \}}{\text{Im} \{ \text{Tr} [\overline{\overline{G}}_0(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_0, \omega_0)] \}} \quad (14)$$

式中 $\overline{\overline{G}}_0$ 表示自由空间下的格林函数.

1.2 自由空间的电并矢格林函数

自由空间的电并矢格林函数可以分解为三个方向的叠加 $\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = G_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \overline{a}_x + G_y(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \overline{a}_y + G_z(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \overline{a}_z$, 其中每个分量都满足波动方程, $\nabla \times \nabla \times G_\zeta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - k_0^2 G_\zeta(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \overline{a}_\zeta \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$; $\zeta = x, y, z$. 式中 $\overline{a}_m \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$; $m = x, y, z$ 表示位于 $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ 的分别沿 x, y, z 方向极化的狄拉克点源, k_0 为自由空间的波数. 对于 z 不变的二维问题, 并矢格林可简化为

$$\overline{\overline{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \begin{pmatrix} G_{xx} & G_{yx} & 0 \\ G_{xy} & G_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & G_{zz} \end{pmatrix} \quad (15)$$

对于类似点源的发射源, 比如量子点, 其自发辐射

率的计算可通过求解三维的并矢格林^[11].然而,对于一些光电子器件像 LED 和激光等,增益介质通常在 z 不变的发射层,因此增益介质也是线源.求解 G_{xx} 可通过 E_z 场的标量波动方程

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_z + k_0^2 E_z &= -i\omega\mu_0 J_z = -\delta \\ \delta &= \delta(x-x')\delta(y-y'), E_z = E_z(x, y) \end{aligned}$$

同样 G_{xx} 和 G_{yy} 可以通过求 H_z 的场来获得, H_z 满足标量波动方程,即

$$\nabla^2 H_z + k_0^2 H_z = \frac{\partial J_x}{\partial y} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial \delta}{\partial y} \quad (16)$$

$$\nabla^2 H_z + k_0^2 H_z = \frac{\partial J_y}{\partial x} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial \delta}{\partial x} \quad (17)$$

式中的 $\frac{\partial \delta}{\partial y}$ 和 $\frac{\partial \delta}{\partial x}$ 分别表示沿 x 方向和沿 y 方向的偶极子源,通过求解式(16)、(17),即可得到 H_z 的值. G_{xx} 是由 x 方向极化的偶极子源产生的电场 E_x ,即

$$G_{xx} = E_x = \frac{1}{k_0^2} \left[i\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial y} - \delta \right] \quad (18)$$

同理可得 G_{yy} 为

$$G_{yy} = E_y = \frac{1}{k_0^2} \left[-i\omega\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial x} - \delta \right] \quad (19)$$

2 频域有限差分法

求解格林函数的问题归结为求解麦克斯韦方程问题,在此采用 FDFD 方法,该方法非常适用于色散媒质的电磁仿真.

将电磁场按 Yee^[13] 元胞划分,利用完全匹配层 (Perfectly Matched Layer, PML)^[13,15] 作为吸收边界条件来截断边界.在实际应用中,点源的处理显得尤为重要.对于二维单极子源有

$$\delta(x-m'\Delta_x, y-n'\Delta_y) \Big|_{x=m'\Delta_x, y=n'\Delta_y} \approx \frac{1}{\Delta_x \Delta_y} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta(x-m'\Delta_x, y-n'\Delta_y)}{\partial y} &\approx \\ &= \frac{\delta(x-m'\Delta_x, y-(n'+0.5)\Delta_y)}{\Delta_y} + \\ &= \frac{\delta(x-m'\Delta_x, y-(n'-0.5)\Delta_y)}{\Delta_y} \end{aligned} \quad (21)$$

式中 Δ_x 和 Δ_y 分别表示沿 x 和 y 方向的空间步长, (m', n') 表示源的位置.

TM 和 TE 波函数在非均匀介质下的方程分别为

$$\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) + \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) + k_0^2 E_z = 0 \quad (22)$$

$$\frac{1}{\mu_r} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) + \frac{1}{\mu_r} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\epsilon_r} \frac{\partial H_z}{\partial y} \right) + k_0^2 H_z = 0 \quad (23)$$

式中 ϵ_r 和 μ_r 为相对介电常量和导磁率, $\epsilon_r = n_c^2$, n_c 是介质的复介电常量.

现采用五点法进行差分离散,如图 1.

对于 TM 波 $\Phi = E_z$, 对于 TE 波 $\Phi = H_z$.

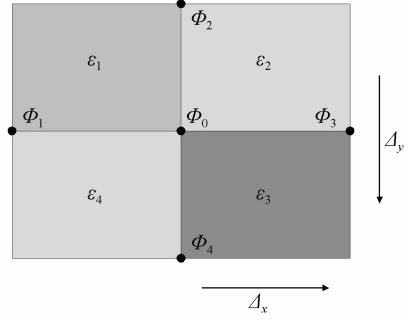


图 1 五点法差分离散示意

Fig. 1 The five-point stencil for the FDFD method

式(22)离散化后的方程为

$$\begin{aligned} 2 \left[\frac{1}{\Delta_x^2} + \frac{1}{\Delta_y^2} \right] \frac{\Phi_0}{\epsilon} - k_0^2 \Phi_0 - \frac{\Phi_1 + \Phi_3}{\epsilon \Delta_x^2} - \frac{\Phi_2 + \Phi_4}{\epsilon \Delta_y^2} &= 0 \\ \Phi &= E_z \end{aligned} \quad (24)$$

式(23)离散化后的方程为

$$\begin{aligned} 2 \left[\frac{1}{\Delta_x^2} + \frac{1}{\Delta_y^2} \right] \frac{\Phi_0}{\epsilon} - k_0^2 \Phi_0 - \frac{\epsilon_1^{-1} + \epsilon_4^{-1}}{2\Delta_x^2} \Phi_1 - \\ \frac{\epsilon_2^{-1} + \epsilon_3^{-1}}{2\Delta_x^2} \Phi_3 - \frac{\epsilon_1^{-1} + \epsilon_2^{-1}}{2\Delta_y^2} \Phi_2 - \frac{\epsilon_3^{-1} + \epsilon_4^{-1}}{2\Delta_y^2} \Phi_4 &= 0 \\ \Phi &= H_z \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{\epsilon} \left\{ \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 + \epsilon_4}{4}, \Phi = E_z \right. \\ \left. 4(\epsilon_1^{-1} + \epsilon_2^{-1} + \epsilon_3^{-1} + \epsilon_4^{-1}), \Phi = H_z \right. \end{aligned} \quad (26)$$

完全匹配层中的波动方程变为

$$\begin{aligned} \frac{1}{s_r(x)} \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{1}{s_r(x)} \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right] + \frac{1}{s_r(y)} \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{1}{s_r(y)} \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right] + \\ k_0^2 \Phi = 0 \end{aligned} \quad (27)$$

$s_r = 1 + i\sigma/\omega\epsilon$, 其中电导率 $\sigma(x)$ 和 $\sigma(y)$ 只有在 PML 层时为非零值,

$$\sigma_m = \frac{0.02}{\Delta} \left[\frac{2m-1}{16} \right]^{3.7}, m=1, \dots, 8 \quad (28)$$

$$\sigma_{m+0.5} = \frac{0.02}{\Delta} \left[\frac{2m}{16} \right]^{3.7}, m=1, \dots, 8 \quad (29)$$

$\Delta = \Delta_x$ 或 $\Delta = \Delta_y, m=1, \dots, 8$

与其他算法相比,频域有限差分法较容易实现,并且对于依据频率变化材料有更好的处理能力,此外对于各种非齐次边界条件能够方便地处理.最后由 FDFD 算法产生的稀疏矩阵可由多重网格算法求解,一般其复杂度和内容占用均为 $O(N)$.

3 数值算例及结果分析

为了检验理论模型的精确性,本文通过 FDFD 方法计算二维自由空间的格林函数,并将其与解析解作对比.

二维自由空间并矢格林函数的解析解形式为

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{xx}(t_0, t_0)] &= \lim_{t \rightarrow t'} \text{Im} \left[\frac{i}{4} H_0^{(1)}(k_0 |t-t'|) \right] = \\ &= \frac{1}{4} \lim_{t \rightarrow t'} \text{Im} J_0(k_0 |t-t'|) = 0.25 \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{xx}(t_0, t_0)] &= \lim_{t \rightarrow t'} \frac{-1}{4k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} J_0(k_0 |t-t'|) = \\ &= \lim_{t \rightarrow t'} \left[\frac{1}{4k_0 |t-t'|} J_1(k_0 |t-t'|) - \frac{(y-y')^2}{4 |t-t'|^2} \cdot \right. \\ &\quad \left. J_2(k_0 |t-t'|) \right] = 0.125 \end{aligned} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \text{Im}[G_{xx}(t_0, t_0)] &= \lim_{t \rightarrow t'} \frac{-1}{4k_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} J_0(k_0 |t-t'|) = \\ &= \lim_{t \rightarrow t'} \left[\frac{1}{4k_0 |t-t'|} J_1(k_0 |t-t'|) - \frac{(x-x')^2}{4 |t-t'|^2} \cdot \right. \\ &\quad \left. J_2(k_0 |t-t'|) \right] = 0.125 \end{aligned} \quad (32)$$

当源点和观察点重合(即奇点 $r = r'$)时,采用 FDFD 方法计算并矢格林函数(Dyadic Greens Function, DGF)具有很高的精确度.对于给定的一个跃迁频率, FDFD 方法和解析解的对比,如图 2 和图 3,线源的位置为 $x=0, y=0$.图 2 表示由 x 方向极化的偶极子源产生的 E_x 场的虚部,解析解的形式为 $J_1(k|x|)/4k_0|x|$, $\text{Im}[G_{xx}(t_0, t_0)] = 0.125$.图 3 表示由 z 方向极化的单极子源产生的 E_z 场的虚部,解析解的形式为 $0.25J_0(k|x|)$, $\text{Im}[G_{zz}(t_0, t_0)] = 0.25$.

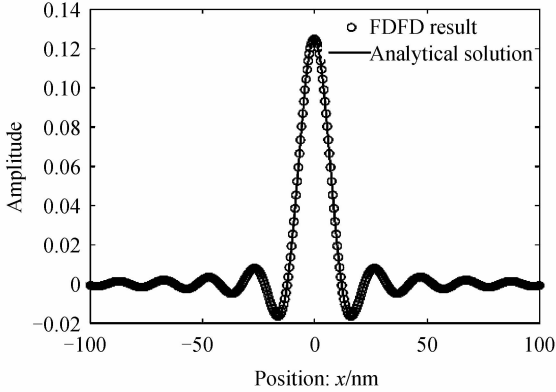


图 2 由 x 方向极化的偶极子源产生的 E_x 场的虚部
Fig. 2 The imaginary part of E_x field generated by an x -polarized dipole source

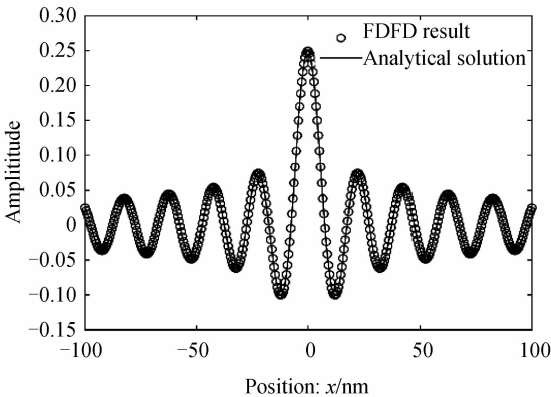


图 3 由 z 方向极化的单极子源产生的 E_z 场的虚部
Fig. 3 The imaginary part of E_z field generated by an z -polarized dipole source

对于 z 不变的增益材料,可以等效为原子点或线

源的总体叠加,如图 5(a)所示,一个线源放在靠近单个平板或者放在一对平板组成的腔体中,图 5(b)表示一对圆柱体结构.平板的宽度为 100 nm,厚度为 40 nm,板间的距离为 d .结合板材料的介电常量,计算得到原子的自发辐射率如图 6,在原子靠近板的时候,由于表面等离子共振被激发,原子的自发辐射增强.结合图 8

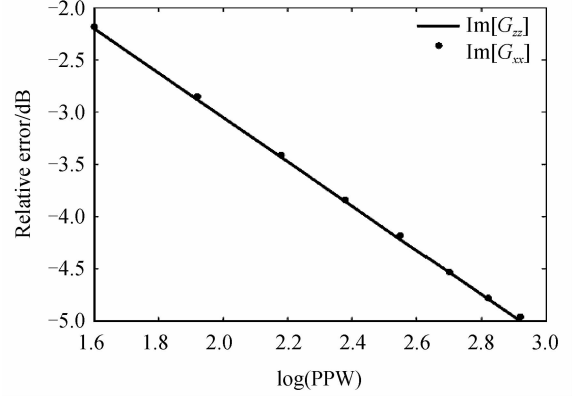


图 4 每个波长点下奇点格林函数的相对误差
Fig. 4 The relative errors of the DGFs at the singularity points as a function of points per wavelength (PPW) plotted on the log-log scale

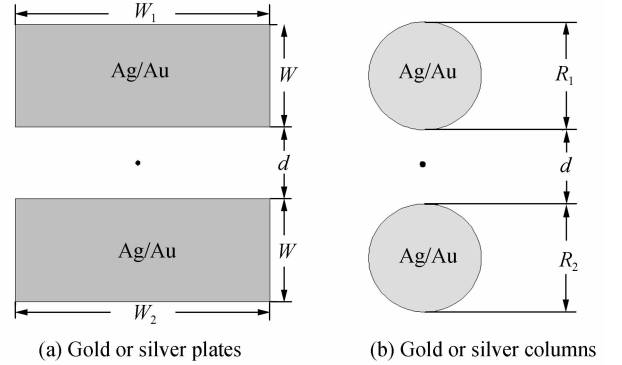


图 5 金属的纳米结构

Fig. 5 Model for the nanopatterned metal structures

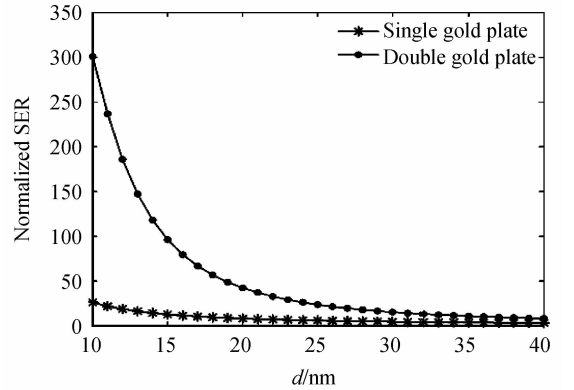


图 6 金单、双平板在改变间距 d 时的自发辐射率变化(跃迁频率为 540 nm)
Fig. 6 The normalized SER as a function of the distance between the atoms and the gold plates. (The transition frequency of the atom is set to be 540 nm)

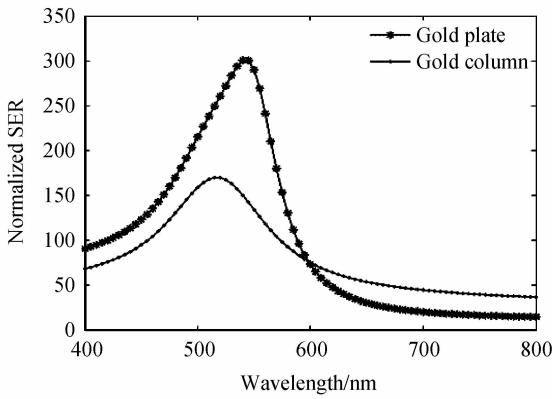


图 7 金双板与双柱在不同波长下的自发辐射率
Fig. 7 The normalized SER as a function of the transition wavelength

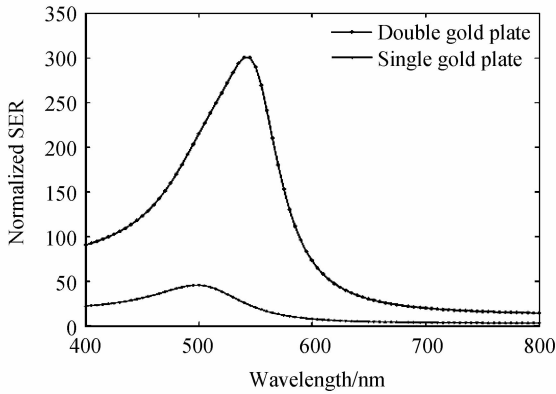


图 8 金单板和双板在不同波长下的自发辐射率
Fig. 8 The normalized SER as a function of the transition wavelength for single and double gold plates

可知, 双板形成的腔体结构原子的自发辐射与单个平板相比显著增强. 当两金板的距离为 10 nm 时, 原子跃迁频率为 540 nm, 珀塞尔^[16]系数或归一化的自发辐射率达到 280. 图 7 中可以看到, 不同结构的板和圆柱对于自发辐射的增强有不一样的效果, 600 nm 之前两板组成的腔体结构具有更优的增强效果. 图 9 显示的是

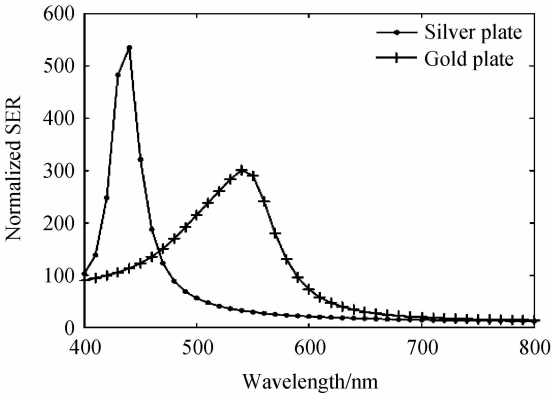
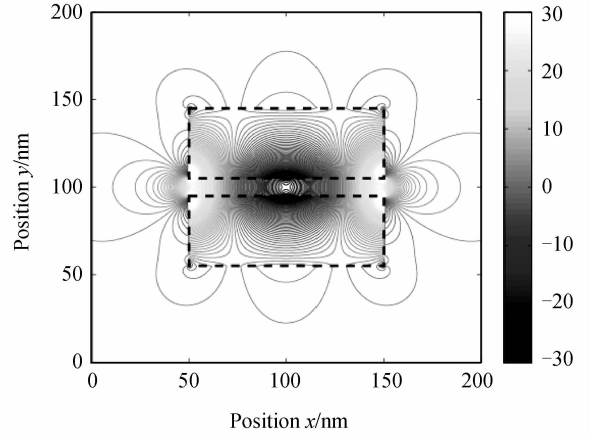
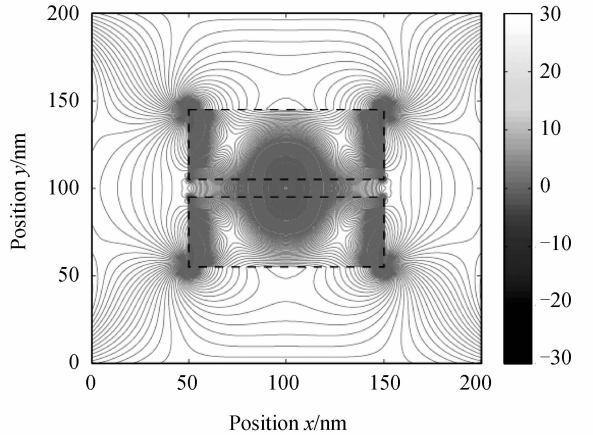


图 9 金板和银板在不同波长下的自发辐射率
Fig. 9 The normalized SER as a function of the transition wavelength for silver and gold plates

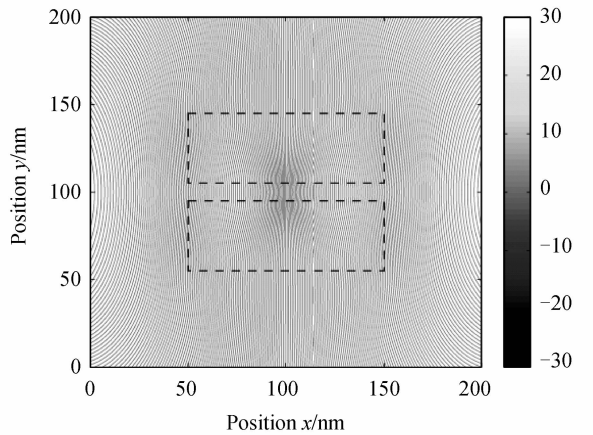
两种相同结构在不同材料组成下的原子自发辐射率比较. 可以发现在某些频率点, 银的珀塞尔系数更大. 图 10(a)和(b)表示的是在银双板结构下, 原子的跃迁频率分别为 420 nm 和 800 nm 时, 由 y 方向极化的偶极子源产生的虚部 $\text{Im}[E_y]$, 对比两图发现在 420 nm 处时场的强度更集中于板间的空气介质层. 图 10(c)中没有发现等离子表面激元的产生, 因为此时源的极化方向垂直于入射平面(TM 模式).



(a) $\text{Im}[E_y]$ for silver plate at 420nm



(b) $\text{Im}[E_y]$ for silver plate at 800nm



(c) $\text{Im}[E_z]$ for silver plate at 420nm

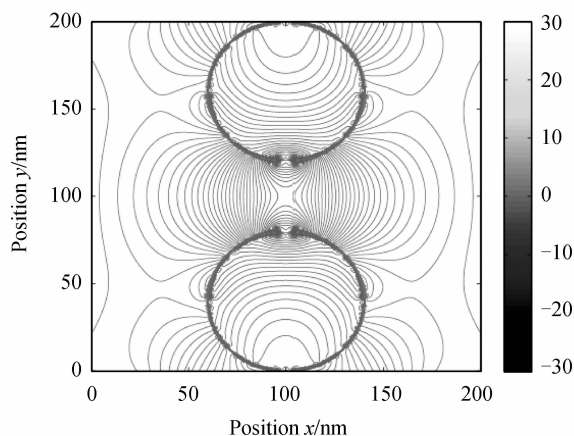
(d) $\text{Im}[E_y]$ for silver plate at 420nm

图 10 不同入射波长下银板及银柱的格林函数分布示意
Fig. 10 The Green function of silver plates and column on different transition frequency

4 结论

利用严格高效的 FDFD 算法,可以对任意二维介质环境下系统自发辐射特性做系统研究.通过求解格林函数,从而得到系统局域态密度和原子的自发辐射率以及珀塞尔系数,分析了材料及结构对自发辐射的影响.通过结构的改变及媒质的选择可以实现对原子自发辐射率的调控.本文结果可为新型纳米器件及光电子设备的实际加工与制造提供可供参考的理论支撑.

参考文献

- [1] LU Dao-ming. Entanglement properties in the system of two atoms trapped in coupled cavities[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(3): 343-347.
卢道明. 原子与耦合腔系统中的纠缠特性[J]. *光子学报*, 2012, **41**(3): 343-347.
- [2] GAO Yong-yi, ZHONG Hui, ZHOU Ren-long, *et al.* Plasma resonance and optical forces between two ellipsoidal silver nanowires[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(11): 1331-1334.
高永毅, 钟慧, 周仁龙, 等. 基于表面等离子共振效应的椭圆柱银纳米线的光力研究[J]. *光子学报*, 2012, **41**(11): 1331-1334.
- [3] NEOGI A, LEE C W, EVERITT O H, *et al.* Enhancement of spontaneous recombination rate in a quantum well by resonant surface plasmon coupling[J]. *Physical Review B*, 2002, **66**(15): 153305.
- [4] SUN G, KHURGIN J B, SOREF R A. Surface plasmon-assisted laser cooling of solids[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **98**(17): 177401.
- [5] OKAMOTO K, NIKI I, SHVARTSER A, *et al.* Surface-plasmon-enhanced light emitters based on InGaN quantum[J]. *Nature Materials*, 2004, **3**(6): 601-605.
- [6] WALTHER C, SCALARI G, AMANTI M I, *et al.* Microcavity Laser oscillating in a circuit-based resonator[J]. *Science*, 2010, **327**(14): 1495-1497.
- [7] WARD A J, PENDRY J B. Calculating photonic Green's functions using a nonorthogonal finite-difference time-domain method[J]. *Physical Review B*, 1998, **58**(11): 7252-7259.
- [8] RAO V, HUGHES S. Numerical study of exact Purcell factors in finite-size planar photonic crystal waveguides[J]. *Optics Letters*, 2008, **33**(14): 1587-1589.
- [9] YANG H Y D. Finite difference analysis of 2-D photonic crystals [J]. *IEEE Transactions: Microwave Theory Techniques*, 1996, **44**(12): 2688-2695.
- [10] CHEW W C. *Waves and fields in inhomogeneous media*[M]. New York: Van Nostrand Reinhold, 1990.
- [11] ECONOMOU E N. *Green's functions in quantum physics* [M]. Berlin: Springer, 2006.
- [12] NOVOTNY L. *Principles of nano-optics*[M]. New York: Cambridge University Press, 2006.
- [13] BERENGER J P. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves[J]. *Journal of Computational Physics*, 1996, **127**(2): 363-379.
- [14] CHEN X W, CHOY W C H, LIANG C J, *et al.* Modifications of the exciton lifetime and internal quantum efficiency for organic light-emitting devices with a weak/strong microcavity[J]. *Applied Physics Letters*, 2007, **91**(22): 221112.
- [15] CHEW W C, JIN J M, MICHIELSSEN E. Complex coordinate stretching as a generalized absorbing boundary condition[J]. *Microwave and Optical Technology Letters*, 1997, **15**(6): 363-369.
- [16] MAIER S A. *Plasmonics: fundamentals and applications* [M]. New York: Springer, 2007.