

# 介质加载型表面等离子体波导中发光粒子的自发辐射特性

姚波 刘晔 龙虎 毛庆和

中国科学院安徽光学精密机械研究所,安徽省光子器件重点实验室,安徽 合肥 230031

**摘要** 研究了介质加载型表面等离子体(DLSPP)波导中发光粒子的自发辐射特性。通过经典偶极子近似,给出了发光粒子在SPP波导任意位置处的自发辐射速率与自发辐射耦合表面等离子体(SPP)导波模概率的计算方法;采用有限元法(FEM)模拟计算了单模DLSPP波导中若丹明6G(R6G)发光粒子的自发辐射速率和自发辐射耦合SPP模式的概率。模拟结果表明,在DLSPP波导中,当发光粒子距金属界面较近时,自发辐射速率大幅增强,当远离金属界面时,自发辐射速率降低并趋于真空中的值;同时,DLSPP波导中发光粒子自发辐射耦合SPP模式的概率也与其位置相关,当处在波导截面中心位置时,自发辐射耦合SPP导波模的概率可高达70%。基于上述模拟结果,指出通过优化发光粒子在截面上的掺杂分布,可以提高截面上平均粒子数反转度,也可以提高截面上发光粒子自发辐射耦合SPP导波模的总效率。

**关键词** 激光光学;表面等离子体波导;自发辐射;偶极子;若丹明6G

中图分类号 TN201 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0824001

## Spontaneous Emission Properties of Emitters in Dielectric-Loaded Surface Plasmon Polariton Waveguide

Yao Bo Liu Ye Long Hu Mao Qinghe

Anhui Provincial Key Laboratory of Photonics Devices and Materials, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei, Anhui 230031, China

**Abstract** The spontaneous emission properties of emitters in dielectric-loaded surface plasmon polariton (DLSPP) waveguide are investigated. The expressions for both the spontaneous emission rate and the probability of spontaneous emission coupled into SPP mode of an emitter in SPP waveguide are derived with a dipole approximation. Then, the spontaneous emission rate and the probability of spontaneous emission coupled into SPP mode of the rhodamine 6G (R6G) particle in the single-mode DLSPP waveguide are calculated numerically. The results show that the spontaneous emission rate of the particle increases when the particle is near the metal interface while decreases and inclines to the value in the vacuum when the particle is away from the metal interface. Meanwhile, the probability of spontaneous emission coupled into SPP mode is also position-related, and may reach about 70% when the particle is located in the center part of the cross-sectional area of the waveguide. With those simulation results, it may be predicted that both the maximum achievable average population inversion and the efficiency of spontaneous emission coupled into SPP mode of the particles over the cross-sectional area of the waveguide may be improved by optimizing the particle-doped distribution.

**Key words** laser optics; surface plasmon waveguide; spontaneous emission; dipole; rhodamine 6G

**OCIS codes** 240.6680; 300.2140; 260.5430; 140.2050

收稿日期: 2015-04-01; 收到修改稿日期: 2015-04-22

基金项目: 国家973计划(2013CB934304)、国家自然科学基金(61377044, 61275186, 11104282)

作者简介: 姚波(1986—),男,博士研究生,主要从事微纳光子学方面的研究。E-mail: yaobo2046@163.com

导师简介: 毛庆和(1963—),男,研究员,博士生导师,主要从事光纤光学、光纤激光技术和微纳光器件等方面的研究。

E-mail: mqinghe@aiofm.ac.cn(通信联系人)

## 1 引 言

自发辐射是发光粒子的固有属性,体现了光与物质之间的一种相互作用,在激光技术<sup>[1-2]</sup>、光谱学<sup>[3]</sup>以及量子信息<sup>[4]</sup>等领域都有非常重要的应用。自发辐射速率是表征粒子发光特性的重要参量,主要由粒子位置处的局域态密度决定,因此,当粒子所处环境改变时,自发辐射速率也随之改变<sup>[5]</sup>。基于此,人们通过微腔<sup>[6-7]</sup>、光子晶体<sup>[8]</sup>以及波导<sup>[9]</sup>等光学结构实现了对粒子自发辐射速率的调控,这为发展低阈值激光器<sup>[10]</sup>、高效率发光二极管(LED)发光<sup>[11]</sup>以及高性能单光子器件<sup>[12-13]</sup>等开辟了新的途径。

表面等离子体激元(SPPs)是一种局域在金属与介质界面处的自由电子与光子间相互耦合的振荡模式<sup>[14]</sup>,具有极高的局域电磁场,从而可用来极大增强光与物质间的相互作用<sup>[15-16]</sup>,因此,利用SPP波导对粒子自发辐射速率进行调控在近年受到了广泛关注。2010年,Chen等<sup>[17]</sup>首次采用有限元方法(FEM),模拟给出了处在不同尺度纳米线SPP波导中发光粒子的自发辐射特性,并指出当纳米线SPP波导的尺度和发光粒子在波导中的位置均为最优时,发光粒子自发辐射成为SPP导波模的概率可高达80%;此后,Vernon等<sup>[18-19]</sup>采用相同计算方法,分别阐明了V型和槽型SPP波导中发光粒子自发辐射特性及其所受波导结构参数的影响;与此同时,人们对发光粒子在不同类型SPP波导中的自发辐射行为也开始进行了实验研究<sup>[20-22]</sup>。众所周知,介质加载型SPP(DLSPP)波导具有模场局域性强、传输距离长且易与介质波导耦合等优点<sup>[23-24]</sup>,若将DLSPP波导用于粒子自发辐射的调控,将对实现基于自发辐射的高性能光子波导器件发展具有重要促进作用。然而,迄今,尚未有对DLSPP波导中发光粒子自发辐射特性的研究报道。

本文研究DLSPP波导中发光粒子的自发辐射特性。通过经典偶极子近似,给出SPP波导任意位置处发光粒子的自发辐射速率与自发辐射耦合SPP导波模的概率的计算方法,利用该方法,模拟计算了单模DL-SPP波导中R6G发光粒子的自发辐射速率和自发辐射耦合SPP导波模概率在波导截面上的分布,以此为基础,指出通过优化发光粒子在截面上的掺杂分布,可以提高截面上平均粒子数反转度,也可以提高截面上发光粒子自发辐射耦合SPP导波模的总效率。

## 2 理论模型

假设SPP波导中SPP模式沿 $z$ 方向进行传输, $x$ 和 $y$ 是波导横截面方向。考虑位于波导介质 $(x,y)$ 处的单个发光粒子自发辐射行为,假设发光粒子已由抽运光抽运至激发态,且可由二能级系统描述,则该激发态粒子在上能级停留一段时间后,将通过自发辐射的形式跃迁到下能级,辐射出的光子能量为 $\hbar\omega_0$ ,其中 $\omega_0$ 为光子频率, $\hbar=h/2\pi$ , $h$ 为普朗克常数。若将该激发态粒子看成能量为 $\hbar\omega_0$ 的经典偶极子<sup>[25]</sup>,则该偶极子将不断通过电偶极辐射向外发出电磁波,若平均辐射功率为 $P$ ,则经 $\tau=\hbar\omega_0/P$ 时间后,该偶极子所携带的能量 $\hbar\omega_0$ 将完全耗尽,于是, $\tau$ 则为偶极子的辐射寿命。若发光粒子的非辐射弛豫效应可忽略,则 $\tau$ 为该粒子的上能级寿命,其倒数即为粒子的自发辐射速率。

通常,电偶极辐射的平均辐射功率可表示成<sup>[26]</sup>

$$P = \frac{\omega_0}{2} \text{Im}(\boldsymbol{\mu}^* \cdot \mathbf{E}), \quad (1)$$

式中 $\boldsymbol{\mu}$ 为偶极矩, $\mathbf{E}(x,y)$ 为偶极子所在位置 $(x,y)$ 处的电场。当偶极子处在无限大均匀介质中时, $\mathbf{E}(x,y)$ 为偶极子自身辐射的中心电场,且与位置无关;而当偶极子处于SPP波导中时, $\mathbf{E}(x,y)$ 则为偶极子自身辐射电场及其被波导特别是金属界面反射回来的电场之间的叠加,于是, $\mathbf{E}(x,y)$ 将是一个与位置相关的量。这样,当偶极子处在SPP波导不同位置时,其辐射寿命不同。为便于数值上获取偶极子的辐射寿命,可将偶极子等效看成由电流密度 $\mathbf{J}$ 的线电流源形成,即偶极矩表示成 $\boldsymbol{\mu} = i\mathbf{J}/\omega_0$ <sup>[26]</sup>,于是,该偶极子的平均辐射功率由(1)式可改写为 $P = -\frac{1}{2} \int \text{Re}[\mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E}] dl$ 。利用该偶极子平均辐射功率表达式,可以分别求得真空和SPP波导中的偶极子辐射寿命 $\tau_0$ 和 $\tau(x,y)$ ,从而得到相对于真空的SPP波导中的偶极子辐射寿命,定义为相对辐射寿命,可表示为

$$\hat{\tau}(x,y) = \frac{\tau(x,y)}{\tau_0} = \frac{P_0}{P(x,y)} = \frac{\int \text{Re}[\mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E}_0] dl}{\int \text{Re}[\mathbf{J}^* \cdot \mathbf{E}(x,y)] dl}, \quad (2)$$

式中  $P_0$  和  $E_0$  分别是偶极子在真空中的平均辐射功率和辐射中心电场强度,  $l$  为线电流的长度。实际应用中,  $\tau_0$  可取实际测量的发光粒子上能级寿命, 这样, 波导中  $(x, y)$  处的发光粒子的自发辐射速率为

$$\gamma(x, y) = 1/\tau(x, y) = 1/[\hat{\tau}(x, y)\tau_0], \quad (3)$$

可见在 SPP 波导中发光粒子的自发辐射速率与位置相关, 金属界面反射效应通过改变平均辐射功率改变了发光粒子的自发辐射速率。

另一方面, 偶极子在 SPP 波导内辐射的电磁波只能部分地耦合激发成波导的 SPP 导波模式, 其余部分则与金属中电子-空穴对耦合、或者从波导中泄漏出来, 即以欧姆热或辐射模的形式损耗掉<sup>[17]</sup>。事实上, 在基于 SPP 波导-发光粒子系统的光电器件实际应用中, 尤其关注这种 SPP 波导中偶极子辐射电磁波耦合激发成 SPP 导波模的比例, 即发光粒子自发辐射耦合为 SPP 导波模的概率。为获得该比例, 需要求解处于波导不同位置处耦合成 SPP 导波模的功率占总偶极辐射功率的比例, 这可通过求解以偶极子作为辐射源的有源波动方程的 SPP 波导边界问题获得。以偶极子作为辐射源的有源波动方程为

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - k^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\omega_0^2}{v^2 \epsilon} \boldsymbol{\mu}, \quad (4)$$

式中  $k$  为波数,  $v$  为电磁波传播速度,  $\epsilon$  为介质介电常数。

(4)式可采用并矢格林函数法求解<sup>[26]</sup>。由于关注的是 SPP 波导中偶极子辐射电磁波耦合激发成波导 SPP 导波模式的比例, 而其总偶极辐射功率已知, 故只需获得处于波导不同位置处偶极子偶极辐射耦合成 SPP 导波模的功率即可, 因此, 可以利用结构参数完全相同的 SPP 波导所对应的无源波动方程获取 SPP 导波模本征函数集, 以此构造与 SPP 导波模耦合相关的部分格林函数  $\vec{\mathbf{G}}_{\text{spp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r})$ <sup>[17]</sup>, 进而求得偶极辐射耦合成波导 SPP 导波模的电场<sup>[26]</sup>,  $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \omega_0^2 \vec{\mathbf{G}}_{\text{spp}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}) \boldsymbol{\mu} / v^2 \epsilon$ , 再由(1)式就可获得耦合成 SPP 导波模的平均偶极辐射功率,  $P_{\text{spp}}(x, y)$ 。若定义等效的相对辐射寿命来描述 SPP 波导中偶极子辐射的电磁波耦合成 SPP 导波模的比例, 则该等效相对辐射寿命可表示为

$$\hat{\tau}_{\text{spp}}(x, y) = \frac{\tau_{\text{spp}}(x, y)}{\tau_0} = \frac{P_0}{P_{\text{spp}}(x, y)} = \frac{k_0^2 \int_{\mathcal{A}} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*) \cdot \mathbf{z} dA}{3\pi c \epsilon_0 \left\{ \mathbf{n}_\mu \cdot \left[ \mathbf{E}_\alpha(x, y) [\mathbf{E}_\alpha(x, y)]^* \right] \cdot \mathbf{n}_\mu \right\}}, \quad (5)$$

式中  $c$  和  $\epsilon_0$  分别为真空中的光速和介质的介电常数,  $\mathbf{n}_\mu$  为偶极矩单位向量,  $\mathbf{E}_\alpha$  为 SPP 波导中的第  $\alpha^{\text{th}}$  个导波模的横向电场,  $k_0$  为真空中的波数,  $\mathbf{z}$  是传输方向的单位向量,  $A$  为波导横截面的面积。利用(2)式和(5)式, 可以得出波导横截面  $(x, y)$  处偶极子辐射的电磁波耦合成 SPP 导波模占其总辐射功率的比例:

$$\beta(x, y) = \frac{P_{\text{spp}}(x, y)}{P(x, y)} = \frac{\hat{\tau}(x, y)}{\hat{\tau}_{\text{spp}}(x, y)}, \quad (6)$$

亦即发光粒子自发辐射成 SPP 导波模的概率。

由此可见, 波导中  $(x, y)$  处发光粒子的上能级寿命和自发辐射耦合成 SPP 导波模的概率均为位置坐标的函数, 采用 FEM 算法, 可以求出不同位置处的自发辐射特性<sup>[17]</sup>, 进而实现对其调控。

### 3 模拟结果与讨论

下面采用前述模型研究如图 1 所示的 DLSPP 波导中发光粒子的自发辐射特性。DLSPP 波导由放置在银膜层上、并以玻璃为衬底的 PMMA 介质长条构成。发光粒子 R6G 的自发辐射峰值波长在 560 nm 附近<sup>[27]</sup>, 真空中上能级寿命为  $\tau_0 = 3 \times 10^{-9}$  s。在 560 nm 处, 银的介电常数为  $-13.2 + 0.14i$ , PMMA 和玻璃的介电常数均为 2.25。为简便, 只讨论单模 DLSPP 波导的情景, 为此, 将 PMMA 介质的宽度  $W$  和高度  $H$  均选取为 200 nm, 使得波导只支持最低阶的一个 SPP 导波模式。考虑到 DLSPP 波导的基模为横磁模(TM)偏振,  $x$  方向分量的电场起主导作用, 且比其他方向上约高 3 个数量级<sup>[28]</sup>, 因此, 由(1)式, 为简化计算与讨论, 数值模拟中, 近似认为偶极子仅沿  $x$  方向振动。

图 2 为模拟得到的波导横截面不同位置处发光粒子的相对自发辐射速率, 计算时, 偶极子等效成长度

为 1 nm、电流为 1A 的线电流源。由图 2 可见,发光粒子自发辐射速率沿  $y$  方向变化不大,表明波导介质界面的反射对自发辐射速率影响不大;但沿  $x$  方向变化明显,当距金属界面较近时,自发辐射速率显著增强,当  $x = 5$  nm 时,达到真空中自发辐射速率的 14 倍,随着  $x$  的增大,自发辐射速率降低,至波导顶部介质界面时,已与发光粒子真空中自发辐射速率基本一致。可见,金属界面反射是影响发光粒子自发辐射速率的主要因素,金属界面附近发光粒子自发辐射增强是由于金属界面反射导致电磁场增强所致<sup>[25]</sup>,而在距离金属较远位置时,金属界面反射效应减弱,使得发光粒子自发辐射速率趋于其真空中的值。

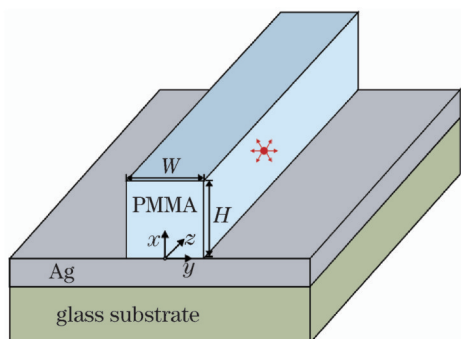


图 1 介质加载型 SPP 波导结构示意图  
Fig.1 Schematic diagram of DLSPP waveguide

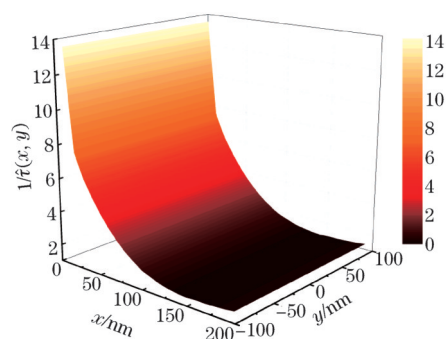


图 2 DLSPP 波导不同位置处 R6G 发光粒子的相对自发辐射速率  
Fig.2 Relative spontaneous emission rate of R6G particle at different positions in DLSPP waveguide

金属界面效应提高了位于 DLSPP 波导金属界面附近发光粒子的自发辐射速率,而这意味着处于激发态的粒子通过自发辐射回到基态的概率增大,这将影响整个波导截面上最大可获得的粒子数反转度,而截面平均粒子数反转度则是衡量 SPP 导波模经波导传输放大所获增益大小的决定性因素之一<sup>[29]</sup>。本文计算了这种金属界面效应对最大可获得的波导截面平均粒子数反转度的影响,结果如图 3(a)所示,模拟中,采用波长为 532 nm 的均匀光束侧向抽运波导,且波导均匀掺杂,掺杂浓度为  $n_0$ ;最大可获得的波导截面平均粒子数反转度定义为<sup>[30]</sup>

$$\frac{N_2}{N_0} = \frac{\sigma_{ap} I_p}{h\nu_p} \left/ \left[ \frac{\sigma_{ap} + \sigma_{ep}}{h\nu_p} I_p + \frac{1}{S \iint_S \tau(x, y) dx dy} \right] \right. \quad (7)$$

式中  $N_2$  和  $N_0$  为波导截面上处于激发态的粒子总数和掺杂总数 ( $N_0 = S n_0$ ,  $S$  为掺杂面积),  $\sigma_{ap}$  和  $\sigma_{ep}$  分别为发光粒子在抽运波长 532 nm 处的吸收和发射截面<sup>[27]</sup>,  $I_p$  和  $\nu_p$  分别是抽运光光强和频率。由图 3(a)可见,相比于未考虑金属界面影响[即  $\tau(x, y) = \tau_0$ ]的情形,考虑金属界面影响时的最大可获得的截面平均粒子数反转度要低得多,并且,当抽运光较弱时,金属界面影响严重,而随着抽运光的增强,抽运光可及时将自发辐射回到基态的粒子重新抽运到激发态,使得这种金属界面效应的影响相对减弱。但是,由于金属界面效应对自

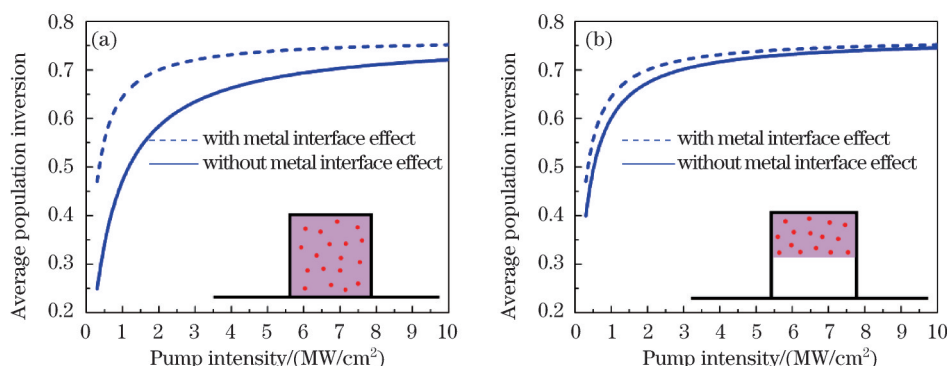


图 3 波导横截面最大可获得的平均反转粒子数随抽运光强的变化。(a) 粒子在整个横截面均匀掺杂;  
(b) 粒子在截面上半部分均匀掺杂

Fig.3 Maximum achievable average population inversion over cross sectional area of waveguide versus pump intensity, with the particles doped uniformly over (a) the whole and (b) the upper half cross sectional area

发辐射速率的影响与发光粒子在波导中所处的位置有关,因此,通过对发光粒子在波导中的掺杂分布进行优化可以消除这种影响。图 3(b)为发光粒子均匀掺杂在波导上半部分时金属界面效应对最大可获得的波导截面平均粒子数反转度的影响情况,可见,金属界面效应对截面平均粒子数反转度的影响减弱,表明通过优化发光粒子的掺杂分布,能够有效抑制金属界面效应对波导截面粒子反转度的影响。

图 4(a)为模拟得到的处在波导截面不同位置发光粒子自发辐射耦合 SPP 导波模的概率,模拟计算所需波导横截面上基模电场  $x$  方向分量的归一化分布[见 (5) 式]如图 4(b)所示。由图 4(a)可见,DLSP 波导中发光粒子自发辐射耦合 SPP 导波模的概率也与位置相关,当发光粒子处在波导截面中心位置时,自发辐射耦合 SPP 导波模的概率较高,当粒子处于(95,100)点时,耦合 SPP 导波模的概率高达 70%;而粒子处于波导截面边缘附近时,自发辐射耦合 SPP 导波模的概率急剧降低。这种 DLSP 波导中发光粒子自发辐射耦合 SPP 导波模的概率的位置相关性可作如下解释,当发光粒子距离金属界面较近时,虽然其自发辐射速率大幅增强(见图 2),但自发辐射主要与金属中电子-空穴对相耦合,并以欧姆热的形式损耗掉<sup>[17]</sup>,使得耦合 SPP 导波模的概率低;当发光粒子远离金属界面(波导上部介质界面附近)时,金属界面影响减弱,但相应的 SPP 导波模的场强较弱,自发辐射更容易耦合辐射模而从波导中泄漏出来,使得耦合 SPP 导波模的概率低;当发光粒子处在  $y$  方向的波导边缘附近时,SPP 导波模的场强同样较弱,导致自发辐射与导波模的耦合强度弱,自发辐射耦合 SPP 导波模的概率也相对较低。

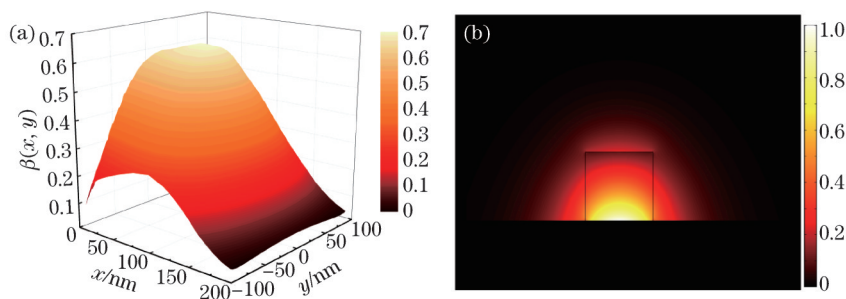


图 4 (a) 发光粒子处于波导截面不同位置时自发辐射耦合 SPP 导波模的概率;  
(b) 波导横截面上基模电场  $x$  方向分量的归一化分布

Fig.4 (a) Probability of spontaneous emission coupled into SPP mode at different positions in DLSP waveguide;  
(b) normalized electric field distribution of fundamental mode in  $x$  direction

实际应用中,通常希望所有截面上的掺杂粒子自发辐射均能高效地耦合 SPP 导波模,而 DLSP 波导中发光粒子自发辐射耦合 SPP 模式的概率与其所处截面位置相关,因此,需要优化截面上发光粒子的掺杂分布来提高自发辐射耦合 SPP 导波模的总效率。为此,作为一个例子,根据截面上发光粒子自发辐射耦合 SPP 导波模的概率分布结果[图 4(a)],以(100,0)点为中心,选取不同边长的正方形掺杂区域来考察波导横截面粒子自发辐射耦合 SPP 导波模的总效率变化情况,图 5(a)为模拟结果。可见,当发光粒子均匀掺杂到整

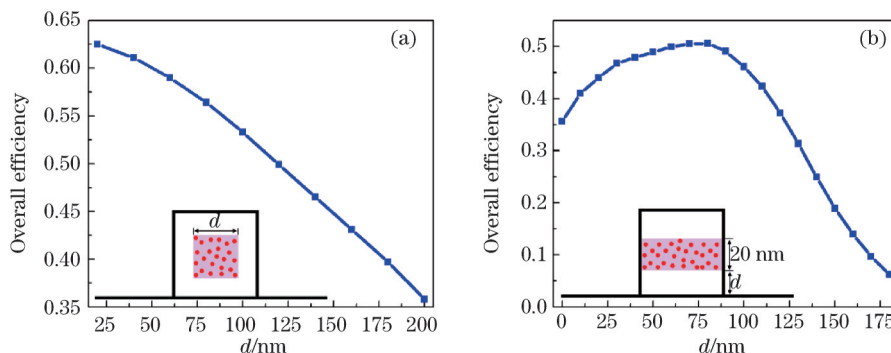


图 5 (a) 中心掺杂时发光粒子自发辐射耦合 SPP 导波模的总效率与掺杂范围的关系;  
(b) 带状掺杂时发光粒子耦合 SPP 模式的总效率随掺杂区域距金属界面距离的变化

Fig.5 (a) Overall efficiency of spontaneous emission coupled into SPP mode of particles versus doped region with central doping;  
(b) Overall efficiency of spontaneous emission coupled into SPP mode of particles versus distance of doped band-region to metal interface

个波导截面介质中时,仅有36%的自发辐射功率能耦合成SPP导波模;随着掺杂区域集中至波导中心位置,自发辐射耦合成SPP导波模的效率逐渐增大,当掺杂区域为20 nm×20 nm正方形时,总效率高达63%。由此可见,通过优化发光粒子的掺杂分布,可以提高截面上发光粒子自发辐射耦合成SPP导波模的总效率。考虑到上述中心掺杂工艺实现相对困难,又选取工艺制作相对容易的200 nm×20 nm带状掺杂区域进行考察,模拟结果如图5(b)所示。可见,通过优化该带状区域至金属界面的距离,也可以提高截面上发光粒子自发辐射耦合成SPP导波模的总效率,并且,该耦合效率随带状区域至金属界面的距离的变化行为与图4(a)中概率分布变化趋势相吻合。

以上研究了位于DLSPP波导中不同位置处发光粒子R6G的自发辐射速率和自发辐射耦合成SPP导波模的概率,并指出,通过优化发光粒子在截面上的掺杂分布,可以提高截面上平均粒子数反转度,也可以提高截面上发光粒子自发辐射耦合成SPP导波模的总效率。但是,实际器件运用时,需要综合考虑波导截面上平均粒子数反转度和发光粒子自发辐射耦合成SPP导波模的效率这两个因素,而这种综合优化极为复杂,目前,已有基于波导结构与优化实现这种调控的报道<sup>[18-19]</sup>,而若将这类波导结构与粒子掺杂分布优化结合起来进行自发辐射调控,无疑将增加调控的自由度,但这已超出了本文所讨论的范围。

## 4 结 论

研究了DLSPP波导中发光粒子的自发辐射特性。通过经典偶极子近似,获得了发光粒子在任意位置处的自发辐射速率,并通过求解有源波动方程,给出了波导截面任一点处的发光粒子自发辐射耦合成SPP导波模的概率。采用FEM算法,模拟研究了单模DLSPP波导中R6G发光粒子的自发辐射速率和自发辐射耦合成SPP模式的概率,结果表明,DLSPP波导中发光粒子的自发辐射速率主要受金属界面效应的影响,发光粒子距金属界面较近时,自发辐射速率大幅增强,远离金属界面时,自发辐射速率降低并趋于真空中的值;这种金属界面效应对自发辐射速率的增强会降低最大可获得的导波截面平均粒子数反转度,但通过优化发光粒子在截面上的掺杂分布,可以提高截面上平均粒子数反转度。同时,DLSPP波导中发光粒子自发辐射耦合成SPP模式的概率也与位置相关,当处在波导截面中心位置时,自发辐射耦合成SPP导波模的概率较高,而处于波导截面边缘附近时,该概率较低;同样,通过优化发光粒子在截面上的掺杂分布,也可提高截面上发光粒子自发辐射耦合成SPP导波模的总效率。

## 参 考 文 献

- 1 J Andruszkow, B Aune, V Ayvazyan, *et al.*. First observation of self-amplified spontaneous emission in a free-electron laser at 109 nm wavelength[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 85(18): 3825.
- 2 Zhou Qiong, Zhang Zhixiang, Sun Mingying, *et al.*. Using amplified spontaneous emission source to test damage threshold of optical thin-film[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(8): 0814003.  
周 琼, 张志祥, 孙明营, 等. 采用放大的自发辐射光源测试光学薄膜的损伤阈值[J]. *光学学报*, 2014, 34(8): 0814003.
- 3 T Fujisawa, T H Oosterkamp, W G Van der Wiel, *et al.*. Spontaneous emission spectrum in double quantum dot devices[J]. *Science*, 1998, 282(5390): 932-935.
- 4 A Kalachev, S Kroll. Coherent control of collective spontaneous emission in an extended atomic ensemble and quantum storage[J]. *Physical Review A*, 2006, 74(2): 343-346.
- 5 E M Purcell, H C Torrey, R V Pound. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a solid[J]. *Physical Review*, 1946, 69(1-2): 37-38.
- 6 J M Gérard, B Sermage, B Gayral, *et al.*. Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity[J]. *Phys Rev Lett*, 1998, 81(5): 1110.
- 7 Li Chaoran, Wu Yuehao, Dai Shixun, *et al.*. Cavity quantum electrodynamic fluorescence enhancement effect of Nd<sup>3+</sup>-doped chalcogenide glass microspheres[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(2):0223001.  
李超然, 吴越豪, 戴世勋, 等. Nd<sup>3+</sup>掺杂硫系玻璃微球荧光腔量子电动力学增强效应[J]. *光学学报*, 2014, 34(2):0223001.
- 8 D Englund, D Fattal, E Waks, *et al.*. Controlling the spontaneous emission rate of single quantum dots in a two-dimensional photonic crystal[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 95(1): 013904.

- 9 T Lund-Hansen, S Stobbe, B Julsgaard, *et al.*. Experimental realization of highly efficient broadband coupling of single quantum dots to a photonic crystal waveguide[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 101(11): 113903.
- 10 V I Kopp, B Fan, H K Vithana, *et al.*. Low-threshold lasing at the edge of a photonic stop band in cholesteric liquid crystals[J]. *Opt Lett*, 1998, 23(21):1707-1709.
- 11 K Okamoto, I Niki, A Shvartser, *et al.*. Surface-plasmon-enhanced light emitters based on InGaN quantum wells[J]. *Nature Material*, 2004, 3(9):601-605.
- 12 Z Yuan, B E Kardynal, R M Stevenson, *et al.*. Electrically driven single-photon source[J]. *Science*, 2002, 295(5552): 102-105.
- 13 K M Birnbaum, A Boca, R Miller, *et al.*. Photon blockade in an optical cavity with one trapped atom[J]. *Nature*, 2005, 436(7047): 87-90.
- 14 H Raether. *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*[M]. Berlin Heidelberg: Springer, 1988.
- 15 D E Chang, A S Sørensen, P R Hemmer, *et al.*. Strong coupling of single emitters to surface plasmons[J]. *Physical Review B*, 2007, 76(3): 035420.
- 16 Fan Qunfang, Liu Ye, Cao Jie, *et al.*. Fabrications for tapered fiber SERS probes with laser-induced chemical deposition method[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2014, 41(3): 0310001.  
范群芳, 刘 晔, 曹 杰, 等. 利用激光诱导化学沉积法制备锥形光纤 SERS 探针[J]. *中国激光*, 2014, 41(3): 0310001.
- 17 Y Chen, T R Nielsen, N Gregersen, . Finite-element modeling of spontaneous emission of a quantum emitter at nanoscale proximity to plasmonic waveguides[J]. *Physical Review B*, 2010, 81(12): 125431.
- 18 K C Vernon, N Tischler, M L Kurth. Coupling of energy from quantum emitters to the plasmonic mode of V groove waveguides: A numerical study[J]. *Journal of Applied Physics*, 2012, 111(6): 064323.
- 19 C S Perera, K C Vernon, A Mcleod. Simulations of the spontaneous emission of a quantum dot near a gap plasmon waveguide[J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 115(5): 054314.
- 20 A V Akimov, A Mukherjee, C L Yu, *et al.*. Generation of single optical plasmons in metallic nanowires coupled to quantum dots [J]. *Nature*, 2007, 450(7168): 402-406.
- 21 D E Gomez, K C Vernon, P Mulvaney, *et al.*. Surface plasmon mediated strong exciton-photon coupling in semiconductor nanocrystals[J]. *Nano Letters*, 2009, 10(1): 274-278.
- 22 Y C Jun, R Pala, M L Brongersma. Strong modification of quantum dot spontaneous emission via gap plasmon coupling in metal nanoslits[J]. *The Journal of Physical Chemistry C*, 2009, 114(16): 7269-7273.
- 23 A V Krasavin, A V Zayats. Three-dimensional numerical modeling of photonic integration with dielectric-loaded SPP waveguides[J]. *Physical Review B*, 2008, 78(4): 045425.
- 24 T Holmgaard, Z Chen, S I Bozhevolnyi, *et al.*. Design and characterization of dielectric-loaded plasmonic directional couplers[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, 27(24):5521-5528.
- 25 G W Ford, W H Weber. Electromagnetic interactions of molecules with metal surfaces[J]. *Physics Reports*, 1984, 113(4): 195-287.
- 26 L Novotny, B Hecht. *Principles of Nano-Optics*[M]. Cambridge University Press, 2012.
- 27 W Holzer, H Gratz, T Schmitt, *et al.*. Photo-physical characterization of rhodamine 6G in a 2-hydroxyethyl-methacrylate methyl-methacrylate copolymer[J]. *Chemical Physics*, 2000, 256(1): 125-136.
- 28 T Holmgaard, S I Bozhevolnyi. Theoretical analysis of dielectric-loaded surface plasmon-polariton waveguides[J]. *Physical Review B Condensed Matter*, 2007, 75(24):2288-2288.
- 29 B Yao, Y Liu, X Lei, *et al.*. Analysis of amplification characteristics of surface plasmon polaritons based on the rate-equation theory[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2014, 50(11): 929-936.
- 30 P M Becker, A A Olsson, J R Simpson. *Erbium-Doped Fiber Amplifiers: Fundamentals and Technology*[M]. Academic Press, 1999.

栏目编辑: 宋梅梅