

金属镜面上纳米光学天线阵列自发辐射增强与定向辐射*

苏宇航¹⁾²⁾ 张炼¹⁾²⁾ 陶灿¹⁾²⁾ 王宁¹⁾²⁾
马平准¹⁾²⁾ 钟莹³⁾ 刘海涛^{1)2)†}

1) (南开大学电子信息与光学工程学院, 现代光学研究所, 天津 300350)

2) (南开大学, 天津市微尺度光学信息技术科学重点实验室, 天津 300350)

3) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 精密测试技术及仪器国家重点实验室, 天津 300072)

(2022年10月20日收到; 2023年1月5日收到修改稿)

本文提出一种金属镜面上纳米光学天线阵列结构, 天线采用金纳米立方体, 单个点辐射源位于天线和金镜面之间的纳米间隙内. 天线和金镜面之间的纳米间隙支持间隙表面等离激元, 能够增强自发辐射速率; 同时, 周期排布的纳米天线支持表面晶格共振 (surface lattice resonance, SLR), 通过适当设计阵列周期, 可实现沿垂直于基底方向的远场定向辐射. 本文结合阵列扫描法 (array scanning method, ASM) 和全波严格数值方法, 计算了辐射源的自发辐射速率. 对于远场辐射强度角分布的计算, 本文给出了互易定理方法的严格表述和证明过程, 该证明过程不同于已有文献中的证明过程, 对于无限大周期结构具有更严格的适用性, 或者具有更低的计算量. 本文提出的天线结构和设计方法可用于指导设计高速、高亮度、定向辐射光源.

关键词: 金属镜面上纳米光学天线阵列, 自发辐射增强, 远场定向辐射, 互易定理

PACS: 81.07.-b, 52.25.Os, 52.40.Fd, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.72.20222007

1 引言

纳米光学天线支持表面等离激元 (surface plasmon polariton, SPP)^[1], 能够将电磁场限制在突破衍射极限的深亚波长尺度内, 从而实现电磁场增强^[2]和自发辐射增强^[3], 前者对应远场激励, 后者对应天线近场范围内点辐射源 (例如荧光分子或量子点) 激励. 纳米光学天线为诸多 SPP 相关应用奠定了基础, 例如光伏器件和太阳电池^[4]、高分辨率光刻^[5]、超快非相干光源^[6]、表面增强拉曼散射^[7]、基于荧光共振能量转移的 mRNA 探测^[8]、SPP 和荧光辐射源的强耦合^[9,10]、偏振依赖的 SPP 传播方

向控制^[11]、SPP 激光器^[12]等.

一种金属镜面上纳米颗粒 (nanoparticles on mirror, NPoM) 的天线结构, 因制造简单、结构参数可控、且具有极好的局域场增强效果, 引起了广泛的研究兴趣. 该结构为金属基底-介质纳米间隙-金属纳米颗粒的三明治结构, 纳米间隙的尺寸可小到纳米甚至亚纳米量级, 并且精确可控 (例如, 采用镀膜工艺制作介质薄膜), 其中支持间隙表面等离激元^[13] (gap surface plasmon, GSP), 具有远低于衍射极限的模式体积 V ^[14]. 当点辐射源放置于纳米间隙时, 能够激励 GSP, 获得极大的自发辐射速率增强 Purcell 因子 F_p (正比于 Q/V , Q 是 GSP 模式的品质因子)^[3,15,16], 能够缩短荧光寿命, 用于提

* 国家自然科学基金 (批准号: 62075104, 61775105) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: liuht@nankai.edu.cn

升单光子源^[3,17,18]、纳米激光器^[19]等高速纳米光源的调制速度. 同时, GSP 引起的局域场增强能够提升辐射源的荧光激发速率和量子产率^[20,21], 从而提高荧光强度, 可用于高亮度光源^[18,22]、高灵敏荧光传感^[20]、表面增强拉曼散射等^[7,23].

不同于仅支持局域等离激元共振 (localized surface plasmon resonance, LSPR) 的单个纳米光学天线^[3,14,24], 纳米天线周期阵列能够同时支持 LSPR 和表面晶格共振 (surface lattice resonance, SLR)^[25–29]. 其中, LSPR 能够实现阵列中单个天线位置的电磁场增强和自发辐射增强^[3], SLR 来自阵列中各天线散射场的相长干涉叠加, 能够实现沿特定方向的远场定向辐射^[25–28]. 上述两种物理性质使纳米天线周期阵列能够实现大面积的电磁场增强和自发辐射增强以及远场定向辐射, 可应用于高效率光伏器件^[30,31]、定向辐射固态光照明器件^[22,32]等.

对于单个点辐射源激励下纳米天线周期阵列的设计, 单个点源破坏了电磁场的周期性, 使得电磁场无法直接计算. 针对该问题, 可采用阵列扫描法 (array scanning method, ASM)^[33], 将单个点源分解为多组周期点源阵列的叠加, 将问题简化为周期问题. 对于远场辐射强度角分布的计算, 可以采用互易定理方法^[33–36], 只需要计算入射平面波在点源位置激励的电场. 然而, 已有文献给出的互易定理方法证明过程中^[34–36], 将远场位置点源激励的球面波近似为平面波, 对于无限大周期结构, 该近似的严格性有待进一步论证. 对于文献^[33]中的互易定理方法, 需要较大的计算量.

本文提出一种金属镜面上光学天线周期阵列结构, 天线采用金纳米立方体, 该天线结构简单, 便于设计和加工. 对于天线阵列中的单个点辐射源, 采用 ASM 和互易定理方法, 通过设计天线结构参数, 能够同时实现自发辐射速率增强和远场定向辐射. 该设计是基于天线和金基底之间的纳米间隙支持 GSP, 能够增强纳米间隙中点源的自发辐射速率. 同时, 天线周期阵列支持 SLR, 能够实现远场定向辐射. 对于远场辐射强度角分布的计算, 本文给出了互易定理方法的严格表述和证明过程, 该证明过程不同于已有文献中的证明过程^[33–36], 对于无限大周期结构具有更严格的适用性 (例如, 不必采用远场球面波到平面波的近似), 或者具有更低的计算量. 本文的设计结果和方法能够为高

速、高亮度、定向辐射光源的设计提供指导.

本文结构如下. 第 2 节介绍互易定理方法 (2.1 节) 和 ASM (2.2 节), 前者用于计算远场辐射强度角分布, 后者用于计算自发辐射速率和近场分布. 第 3 节给出天线阵列的设计结果. 第 4 节给出结论.

2 研究方法

2.1 基于互易定理的远场辐射强度角分布计算方法

对于周期结构中单个点辐射源 (荧光分子、量子点等) 远场辐射强度角分布的计算, 可以采用互易定理方法. 如果结构中存在多个荧光分子或量子点, 由于不同的荧光分子或量子点的辐射场之间是非相干的, 因此, 仍然需要分别计算各个荧光分子或量子点的辐射场, 然后将这些辐射场的强度进行叠加 (即非相干叠加), 得到总的辐射场强度. 本节将给出互易定理方法的严格表述和证明过程, 该证明过程不同于已有文献中的证明过程^[33–36], 对于无限大周期结构具有更严格的适用性, 或者具有更低的计算量.

一组完备的线性、频域 Maxwell 方程组为

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} - i\omega \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}, \quad (1)$$

其中 \mathbf{E} , \mathbf{H} 分别为电场强度、磁场强度矢量; ω 为角频率; \mathbf{J} 为电流密度; $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\mu}$ 分别为介质的介电常数、磁导率张量. 对于荧光分子、量子点等点辐射源, 可以表达为电流密度^[37] $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) \hat{\mathbf{p}}$, 其中 δ 为狄拉克函数, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ 为点源位置坐标, $\hat{\mathbf{p}}$ 为沿点源偏振方向的单位长度矢量. 设介质为互易介质, 即满足 $\boldsymbol{\varepsilon}^T = \boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\mu}^T = \boldsymbol{\mu}$. 则 Lorentz 互易定理表述为^[38]

$$\begin{aligned} & \oint_A \mathbf{n} \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1 - \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2) da \\ &= \iiint_V (\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{J}_2 - \mathbf{E}_2 \cdot \mathbf{J}_1) dv, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\boldsymbol{\psi}_i = [\mathbf{E}_i, \mathbf{H}_i] (i = 1, 2)$ 为 Maxwell 方程组 (1) 的两组解 (设其对应的 ω , $\boldsymbol{\varepsilon}$, $\boldsymbol{\mu}$ 相同), 其对应电流密度 \mathbf{J}_i ; A 为区域 V 的表面; \mathbf{n} 为 A 的外法向单位矢量.

对于周期结构中单个点电流源远场辐射强度角分布的计算, $\boldsymbol{\psi}_1, \boldsymbol{\psi}_2$ 的选取分别如图 1(a) 和图 1(b)

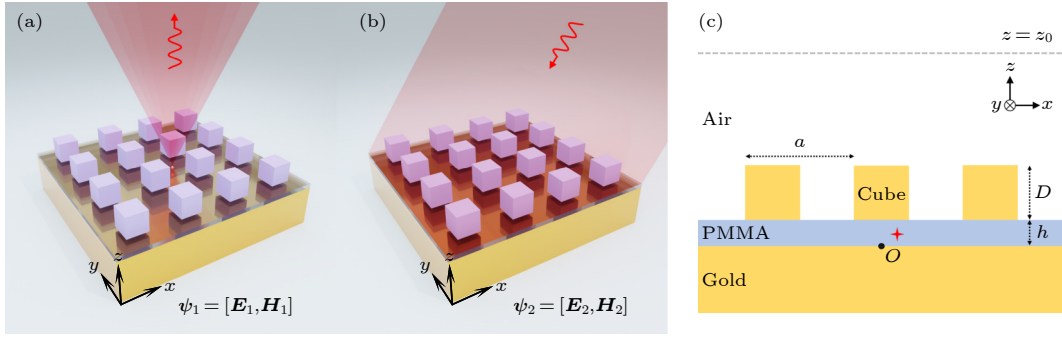


图 1 周期结构中单个点电流源远场辐射强度角分布互易定理计算方法示意图. 图中所示为金属镜面上金属纳米天线(金纳米立方体)阵列结构 (a) 原问题示意图, 点源位于周期结构中, 辐射出上行远场平面波模式; (b) 互易问题示意图, 下行远场平面波模式激励周期结构. 图 (a) 和图 (b) 的电磁场分别表示为 ψ_1 和 ψ_2 ; (c) 结构侧视图, 自下而上依次为半无限金基底、PMMA 纳米间隙(厚度为 h)、金纳米立方体天线(边长为 D) 阵列, 沿 x, y 方向阵列周期分别为 a, b

Fig. 1. Schematic diagrams of the numerical method by using the reciprocity theorem for calculating the angular distribution of far-field radiation intensity of a single electric-current point source in a periodic structure. The depicted structure is a periodic array of metallic nanoantennas (gold nanocubes) on a metallic mirror: (a) The original problem where a point source is located in a periodic structure and radiates up-going far-field plane-wave modes; (b) the reciprocity problem where a down-going far-field plane-wave mode excites the periodic structure. The electromagnetic fields of Figure (a) and Figure (b) are denoted by ψ_1 and ψ_2 , respectively; (c) side view of the structure. From bottom to top, the structure is composed of a semi-infinite gold substrate, a PMMA nanogap (with a thickness h) and a gold-nanocube antenna array (with a side length D , and periods a and b along x and y directions, respectively).

所示. 其中, ψ_1 为周期结构中单个点电流源 $\mathbf{J}_1(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)\hat{\mathbf{p}}$ 的辐射场. ψ_2 为下行平面波从周期结构上方均匀介质空间入射激励的电磁场, 对应 $\mathbf{J}_2 = \mathbf{0}$. 方程 (2) 中, 选取 V 为包含周期结构的半空间

$z \leq z_0$, 其中 $z = z_0$ 为周期结构上方均匀介质空间中的某个平面(如图 1(c) 所示). 则方程 (2) 成为

$$F_z(\psi_1(x, y, z_0), \psi_2(x, y, z_0)) = -\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s) \cdot \hat{\mathbf{p}}, \quad (3)$$

其中定义双线性函数:

$$F_z(\psi_1(x, y, z_0), \psi_2(x, y, z_0)) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{z}} \cdot (\mathbf{E}_2 \times \mathbf{H}_1 - \mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2)|_{z=z_0} dx dy, \quad (4)$$

其中 $\hat{\mathbf{z}}$ 为沿 z 方向的单位长度矢量.

下面考虑方程 (3) 左端的计算. 对于 ψ_1 (如图 1(a)所示), 在平面 $z = z_0$ 内(如图 1(c) 所示), 电磁场可分解为沿不同方向传播的上行平面波连续谱的叠加,

$$\psi_1(x, y, z_0) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \sum_{p=1,2} c_{\text{PW}}(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \psi_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \exp[ik_0 n_a (\tilde{k}_x x + \tilde{k}_y y + \tilde{k}_z z_0)] d\tilde{k}_x d\tilde{k}_y, \quad (5)$$

其中 $(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, \tilde{k}_z) = (k_x, k_y, k_z)/(k_0 n_a)$, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中波数 (λ 为波长), n_a 为周期结构上方均匀介质空间的折射率, (k_x, k_y, k_z) 为平面波波矢 \mathbf{k} 的 x, y, z 分量, 有

$$k_z = \begin{cases} \sqrt{(k_0 n_a)^2 - k_x^2 - k_y^2} > 0, & k_x^2 + k_y^2 \leq (k_0 n_a)^2, \\ i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - (k_0 n_a)^2}, & k_x^2 + k_y^2 > (k_0 n_a)^2. \end{cases} \quad (6)$$

$\psi_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) = [\mathbf{E}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p), \mathbf{H}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)]$ 为上行平面波模式在坐标原点位置的电磁场, $c_{\text{PW}}(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)$ 为平面波模式的复振幅系数. $p = 1, 2$ 分别对应 TE, TM 偏振, 分别定义为满足 \mathbf{E}, \mathbf{H} 垂直于衍射面(即 \mathbf{k}, z 轴确定的平面).

对于 ψ_2 (如图 1(b) 所示), 在平面 $z = z_0$ 内, 电磁场表达为

$$\begin{aligned} \psi_2(x, y, z_0) &= \psi_{\text{PW}}^-(\tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) \exp[ik_0 n_a (\tilde{k}_{x,0} x + \tilde{k}_{y,0} y - \tilde{k}_{z,0,0} z_0)] \\ &+ \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{p=1,2} r_{\text{PW}}(\tilde{k}_{x,m}, \tilde{k}_{y,n}, p) \psi_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_{x,m}, \tilde{k}_{y,n}, p) \exp[ik_0 n_a (\tilde{k}_{x,m} x + \tilde{k}_{y,n} y + \tilde{k}_{z,m,n} z_0)]. \end{aligned} \quad (7)$$

方程 (7) 右端第一项为下行入射平面波, 其在原点处的电磁场为

$$\boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^-(\tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p) = [\mathbf{E}_{\text{PW}}^-(\tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p), \mathbf{H}_{\text{PW}}^-(\tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p)].$$

波矢为 $(k_{x,0}, k_{y,0}, -k_{z,0,0})$, 对应偏振 p_0 . 方程 (7) 右端第二项求和中各项为不同级次的上行反射平面波, 其在原点处的电磁场为 $\boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_{x,m}, \tilde{k}_{y,n}, p)$, 复振幅系数为 $r_{\text{PW}}(\tilde{k}_{x,m}, \tilde{k}_{y,n}, p)$. 定义单位长度波矢 $(\tilde{k}_{x,m}, \tilde{k}_{y,n}, \tilde{k}_{z,m,n}) = (k_{x,m}, k_{y,n}, k_{z,m,n})/(k_0 n_a)$, 其中 $(k_{x,m}, k_{y,n}, k_{z,m,n})$ 为波矢, $k_{x,m} = k_{x,0} + m2\pi/a$, $k_{y,n} = k_{y,0} + n2\pi/b$, a, b 分别为周期结构沿 x, y 方向的周期,

$$k_{z,m,n} = \begin{cases} \sqrt{(k_0 n_a)^2 - k_{x,m}^2 - k_{y,n}^2} > 0, & k_{x,m}^2 + k_{y,n}^2 \leq (k_0 n_a)^2, \\ i\sqrt{k_{x,m}^2 + k_{y,n}^2 - (k_0 n_a)^2}, & k_{x,m}^2 + k_{y,n}^2 > (k_0 n_a)^2. \end{cases} \quad (8)$$

将方程 (5) 和方程 (7) 代入方程 (3) 的左端, 可得平面波模式系数:

$$c_{\text{PW}}(-\tilde{k}_{x,0}, -\tilde{k}_{y,0}, p_0) = \frac{-\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s; \tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) \cdot \hat{\mathbf{p}}}{f_z(-\tilde{k}_{x,0}, -\tilde{k}_{y,0}, p_0)}, \quad (9)$$

其中 $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s; \tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) = \mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s)$. 方程 (9) 的推导利用了平面波模式的正交关系,

$$F_z(\boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^+(x, y, z_0; \tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p), \boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^+(x, y, z_0; \tilde{k}'_x, \tilde{k}'_y, p')) = 0, \quad (10a)$$

$$F_z(\boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^+(x, y, z_0; \tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p), \boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^-(x, y, z_0; \tilde{k}'_x, \tilde{k}'_y, p')) = f_z(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)\delta(\tilde{k}_x + \tilde{k}'_x)\delta(\tilde{k}_y + \tilde{k}'_y)\delta_{p,p'}, \quad (10b)$$

其中 $\delta_{p,p'}$ 为 Kronecker δ 函数,

$$\boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^\pm(x, y, z_0; \tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) = \boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^\pm(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \exp[ik_0 n_a(\tilde{k}_x x + \tilde{k}_y y \pm \tilde{k}_z z_0)], \quad (11)$$

$$f_z(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) = \frac{8\pi^2 k_z(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y)}{k_0^3 n_a^2 \eta_{\text{vac}}} \mathbf{E}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \cdot \mathbf{E}_{\text{PW}}^-(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p). \quad (12)$$

$\eta_{\text{vac}} = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$ 为真空中的波阻抗, ε_0, μ_0 分别为真空中介电常数、磁导率.

对于周期结构中单个点源远场辐射强度角分布的计算, 即计算结构上方半球面上 (位于 $z > 0$ 区域) 的时间平均 Poynting 矢量 \mathbf{S} 的模值, 其中, 球面半径 r 远大于波长 λ , 球心位于坐标原点. 此时, 定义球坐标 (r, θ, ϕ) , $x = r\sin\theta\cos\phi$, $y = r\sin\theta\sin\phi$, $z = r\cos\theta$, 其中 (x, y, z) 为直角坐标, $r \in [0, +\infty)$, $\theta \in [0, \pi]$, $\phi \in [0, 2\pi]$, 分别为径向坐标、极角、方位角. 在球坐标 (r, θ, ϕ) 下, 当 $r \rightarrow \infty$ 时, 点源辐射场的平面波分解表达式 (5) 式可采用稳相原理^[39,40](其适用条件为 $k_0 n_a r \gg 1$) 计算如下,

$$\boldsymbol{\psi}_1(r, \theta, \phi) = \sum_{p=1,2} c_{\text{PW}}(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \boldsymbol{\psi}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \exp(ik_0 n_a r) \frac{\lambda_0 \cos\theta}{in_a r}, \quad (13)$$

其中 $\tilde{k}_x = \tilde{k}_x(\theta, \phi) = \sin\theta \cos\phi$, $\tilde{k}_y = \tilde{k}_y(\theta, \phi) = \sin\theta \sin\phi$, 作了替换 $z_0 \rightarrow z$. 利用方程 (13), 可得远场的时间平均 Poynting 矢量 \mathbf{S} 为,

$$\mathbf{S}(r, \theta, \phi) = \left(\frac{\lambda_0 \cos\theta}{n_a r}\right)^2 \sum_{p=1,2} |c_{\text{PW}}(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)|^2 \mathbf{S}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p), \quad (14a)$$

$$\mathbf{S}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p) \times \mathbf{H}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)^*], \quad (14b)$$

其中 $\mathbf{S}_{\text{PW}}^+(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)$ 表示单位系数上行平面波模式的时间平均 Poynting 矢量. 定义远场辐射强度增强因子 $P(\theta, \phi) = |\mathbf{S}(r, \theta, \phi)|/S_{\text{vac}}$, 其中 $S_{\text{vac}} = \Gamma_{\text{vac}}/(4\pi r^2)$ 为真空中点源在半径为 r 的球面上的平均辐射能流密度, $\Gamma_{\text{vac}} = \eta_{\text{vac}} k_0^2 n_{\text{vac}}/(12\pi)$ 为真空

中点源的辐射功率 (正比于自发辐射速率), η_{vac} 为真空中的波阻抗, $n_{\text{vac}} = 1$ 为真空中的折射率. 方程 (14a) 表明, $P(\theta, \phi)$ 与径向坐标 r 无关, 因此也称为远场辐射强度角分布. 实验上, 可以通过测量物镜后焦面上强度分布得到 $P(\theta, \phi)$ ^[26,27].

利用方程 (9) 和方程 (14), 即可计算周期结构中单个点源的远场辐射强度角分布 $P(\theta, \phi)$. 方程 (9) 和方程 (14) 表明, 对于周期结构中单个点源的辐射问题 (称为原问题, 如图 1(a) 所示), 其 $P(\theta, \phi)$ 的计算能够转化为入射平面波激励周期结构的问题 (称为互易问题, 如图 1(b) 所示), 计算在点源位置激励的电场. 对于原问题, 由于单个点源破坏了电磁场的周期性, 如果不采用下一节介绍的 ASM, 则难以直接求解电磁场. 对于互易问题, 为周期问题, 可以直接求解电磁场.

本节给出的互易定理方法的证明过程不同于已有文献 [33–36], 后者是基于电流源 \mathbf{J} 与电场 \mathbf{E} 之间的互易定理, 即方程 (2) 中 V 取为全空间, 则方程 (2) 左端面积分等于 0. 文献 [34–36] 中, 是将上述原问题转化为下述互易问题: 在周期结构上方远场位置设置点电流源, 将点电流源激励的球面波近似为平面波, 计算在周期结构中点源位置激励的电场. 然而, 对于无限大周期结构, 上述球面波近似为平面波的严格性有待进一步论证. 文献 [33] 中, 是将上述原问题转化为下述互易问题: 在周期结构上方任意平面 $z = z_F$ 设置赝周期面电流源, 计算该面电流源在周期结构中点源位置激励的电场, 由此得到周期结构中点源辐射场的平面波分解 (即方程 (5)). 该过程的优势在于不必采用上述球面波到平面波的近似. 然而, 该过程需要分别计算面电流源的 x, y, z 三个直角分量在周期结构中点源位置激励的电场, 于是需要求解 3 次 Maxwell 方程组. 与此不同, 对于本节方程 (9), 只需要分别计算 TE, TM 偏振 ($p_0 = 1, 2$) 平面波入射, 在周期结构中点源位置激励的电场, 因此只需要求解 2 次

Maxwell 方程组, 其计算量小于文献 [33] 中的互易定理方法.

2.2 阵列扫描法

对于周期结构中单个点源的辐射问题, 其难点在于, 点源的非周期性破坏了电磁场的周期性, 使得电磁场无法直接计算. 针对该问题, ASM^[33,41] 将单个点源分解成多组赝周期点源阵列的叠加, 而各组赝周期点源阵列激励的电磁场为赝周期场, 能够采用全波严格数值方法计算, 将其叠加即可得到单个点源激励的电磁场. 下面简要介绍.

考虑周期结构中单个点源的辐射问题, 如图 2(a) 所示. 点电流源表达为电流密度 $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)\hat{\mathbf{p}}$, 其中 $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s)$ 为点源位置坐标, 设位于中央周期, 即 $-a/2 \leq x_s \leq a/2, -b/2 \leq y_s \leq b/2$, a, b 分别表示 x, y 方向的阵列周期. 利用狄拉克函数的 Fourier 变换:

$$\begin{aligned} \delta(u) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(iku) dk \\ &= \frac{1}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} \exp\left[i\left(k + m\frac{2\pi}{T}\right)u\right] dk \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} \exp(iku) \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp\left(im\frac{2\pi}{T}u\right) \right] dk \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} \exp(iku) \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} T\delta(u - mT) \right] dk \\ &= \frac{T}{2\pi} \int_{-\pi/T}^{\pi/T} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(ikmT)\delta(u - mT) \right] dk, \end{aligned} \tag{15}$$

可得

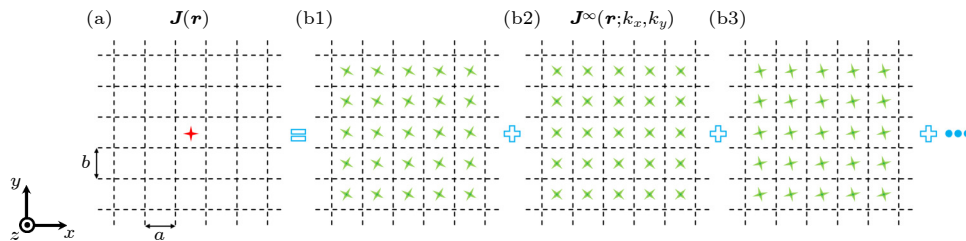


图 2 ASM 示意图 (a) 周期结构中 (沿 x, y 方向周期分别为 a, b) 单个点电流源 \mathbf{J} (红色星号) 的辐射问题; (b1)–(b3) 周期结构中点源赝周期阵列 \mathbf{J}^∞ (对应不同的 k_x, k_y , 绿色星号) 的辐射问题. 利用 ASM, 图 (a) 中辐射场可表达为图 (b) 中辐射场的线性叠加

Fig. 2. Schematic diagram of ASM: (a) Radiation problem of a single electric-current point source \mathbf{J} (red asterisk) in a periodic structure (the periods along the x and y directions being a and b , respectively); (b1)–(b3) radiation problem of pseudoperiodic point-source arrays \mathbf{J}^∞ (corresponding to different k_x and k_y , green asterisks) in the periodic structure. By using the ASM, the radiation field in Figure (a) can be expressed as a linear superposition of the radiation fields in Figure (b).

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{ab}{(2\pi)^2} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \int_{-\pi/b}^{\pi/b} \mathbf{J}^\infty(\mathbf{r}; k_x, k_y) dk_x dk_y, \quad (16)$$

其中 k_x, k_y 为沿 x, y 方向的波数; $\mathbf{J}^\infty(\mathbf{r}; k_x, k_y)$ 表示对应不同 (k_x, k_y) 的点辐射源周期阵列, 如图 2(b1)—(b3) 所示, 表达为

$$\mathbf{J}^\infty(\mathbf{r}; k_x, k_y) = \hat{\mathbf{p}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n}) \times \exp[i(k_x m a + k_y n b)], \quad (17)$$

其中 $\mathbf{r}_{m,n} = \mathbf{r}_s + m a \hat{\mathbf{x}} + n b \hat{\mathbf{y}}$ 为点源阵列中每个点源的位置坐标, $\hat{\mathbf{x}}, \hat{\mathbf{y}}$ 为沿 x, y 方向的单位长度矢量. 方程 (16) 表明, 单个点源 \mathbf{J} 能够分解为无穷多组 \mathbf{J}^∞ 的叠加. 对于方程 (17) 给出的点源周期阵列, 其在周期结构中激励的电磁场为周期场, 因此能够采用全波数值方法直接计算, 表示为 $\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_x, k_y)$. 根据 Maxwell 方程组的线性叠加定理, 单个点源 \mathbf{J} 在周期结构中激励的电场可表达为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{ab}{(2\pi)^2} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \int_{-\pi/b}^{\pi/b} \mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_x, k_y) dk_x dk_y. \quad (18)$$

3 结果与讨论

3.1 基于互易定理方法的天线阵列结构参数设计和远场辐射强度角分布计算

本文研究的金属镜面上金属纳米天线阵列结构如图 1 所示. 天线为金纳米立方体 (边长为 D), 天线和金基底之间为聚甲基丙烯酸甲酯 (polymethyl methacrylate, PMMA) 薄膜 (折射率为 1.5, 厚度 $h = 10$ nm), 构成了 NPoM 结构. 对于该结构的加工, 可以首先在基片上镀金膜, 然后旋涂混合了荧光分子或量子点辐射源的 PMMA 薄膜, 最后采用电子束曝光工艺制作金纳米立方体阵列. 设阵列沿 x, y 方向的周期相等, 即 $a = b$. 依赖于频率的金的相对介电常数采用 Drude 模型, 即 $\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_0^2/(\omega^2 + i\gamma\omega)$, 其中 $\omega = k_0 c$ 为角频率, c 为真空中的光速, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为真空中波数, λ 为波长. 模型的参数通过拟合可见光到红外波段实验数据 [42] 得到, 其中 $\varepsilon_\infty = 8.842$, $2\pi c/\omega_0 = 0.164$ μm , $2\pi c/\gamma = 20.689$ μm . 对于本文的所有计算, 取 $\lambda = 1$ μm , 此时 $\varepsilon_r = -28.391 + 1.800 i$.

首先, 将基于方程 (9) 和方程 (14), 设计天线阵列结构参数, 以实现远场定向辐射. 对于实际应

用, 希望远场辐射强度角分布 $P(\theta, \phi)$ 的极大值出现在 $\theta = 0$ (即 $\tilde{k}_x = \tilde{k}_y = 0$) 附近, 以减小收集荧光所需物镜的数值孔径, 提高荧光强度 [22,25–28,32,43]. 此外, 光学天线的定向发射特性还可以用于单分子荧光探测 [44], 基于角度分辨散射光谱的氢气传感 [45], 依赖于面内定向辐射的长距离光互联片上器件 [46], 光信号定向传输 [47] 等.

为了使 $P(\theta, \phi)$ 的极大值出现在 $\theta = 0$ 附近, 根据方程 (14a), 只需要使 $|c_{\text{PW}}(\tilde{k}_x, \tilde{k}_y, p)|$ 在 $\tilde{k}_x = \tilde{k}_y = 0$ 取极大值, 再根据方程 (9), 只需要使 $|\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s; \tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) \cdot \hat{\mathbf{p}}|$ 在 $\tilde{k}_{x,0} = \tilde{k}_{y,0} = 0$ 取极大值. 因此, 下面将采用正入射均匀平面波 (即 $\tilde{k}_{x,0} = \tilde{k}_{y,0} = 0$) 激励, 设计天线阵列周期 a 、金纳米立方体边长 D (固定其它参数), 使得天线阵列发生 SLR, 此时 $|\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s; \tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) \cdot \hat{\mathbf{p}}|$ 取极大值. 计算采用傅里叶模式法 (Fourier modal method, FMM) [48,49]. 固定入射光波长 $\lambda = 1$ μm . 由于天线阵列在 x - y 平面内具有 90° 旋转不变性, 因此正入射平面波电场沿 x, y 方向偏振没有区别, 计算中设入射平面波电场沿 x 方向偏振.

图 3(a) 给出了 0 级平面波反射率 R (实线)、电场增强因子 $F_E = |E_z|/|\mathbf{E}_{\text{inc}}|$ (虚线) 随阵列周期 a 变化的曲线, 取不同的天线边长 D . 这里 \mathbf{E}_{inc} 为入射平面波电场矢量, E_z 为方程 (9) 右端 $\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s; \tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) \cdot \hat{\mathbf{p}}$, 其中取 $\tilde{k}_{x,0} = \tilde{k}_{y,0} = 0$, p_0 对应 x 方向偏振. 这里取 $\hat{\mathbf{p}} = \hat{\mathbf{z}}$, $\mathbf{r}_s = (x_s, y_s, z_s) = (D/2 - 10$ nm, $0, h/2)$ (分别为原问题中点源的偏振方向单位矢量、点源位置坐标), 使得 $|\mathbf{E}_2(\mathbf{r}_s; \tilde{k}_{x,0}, \tilde{k}_{y,0}, p_0) \cdot \hat{\mathbf{p}}|$ 取较大数值. 设坐标原点 O 位于金基底表面上金纳米立方体下方中心位置 (如图 1(c) 所示). 结果表明, 当 a 取某一数值时 (记为 a_{SLR}), R 取极小值, 同时 F_E 取极大值, 此时发生 SLR [29,50]. 例如, 当 $D = 200$ nm 时, $a_{\text{SLR}} = 989$ nm. 图 3(b1) 和图 3(b2) 分别显示了点源所在截面 $y = 0, z = h/2$ 上 $|E_z|/|\mathbf{E}_{\text{inc}}|$ 的分布, 可见纳米间隙内电场增强明显, 并且上述点源位置 \mathbf{r}_s 位于 $|E_z|$ 较大的位置.

为了证实对于以上设计的天线参数, 能够实现 $P(\theta, \phi)$ 的极大值出现在 $\theta = 0$ (即 $\tilde{k}_x = \tilde{k}_y = 0$) 附近, 即在 $\theta = 0$ 附近实现远场定向辐射, 下面将采用互易定理方法 (方程 (9)、方程 (14), 采用 FMM [48,49] 执行), 计算远场辐射强度增强因子 $P(\theta, \phi)$. 计算取天线边长 $D = 200$ nm. 计算结果如图 4(a1)—

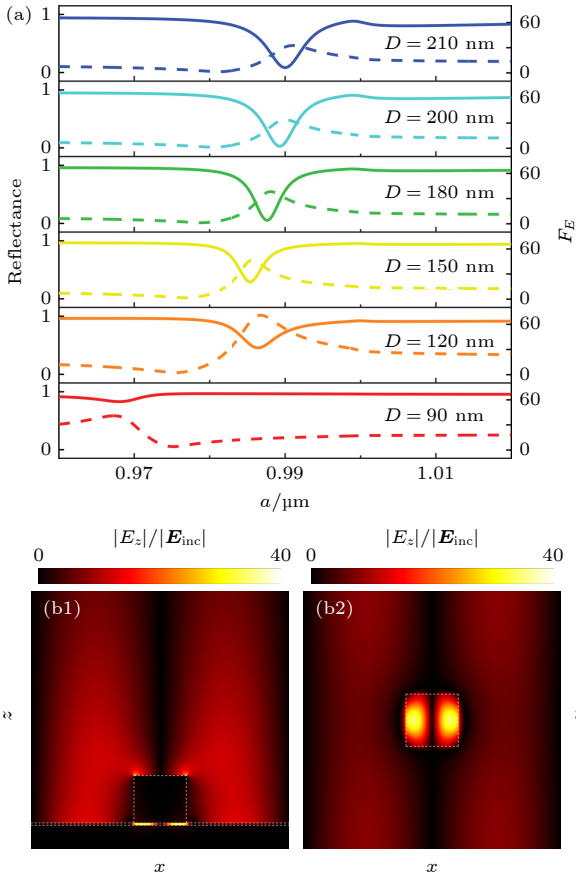


图 3 (a) NPoM 天线周期阵列的 0 级平面波反射率 R (左轴, 实线)、电场增强因子 F_E (右轴, 虚线) 随阵列周期 a 变化的曲线, 不同颜色对应不同的天线尺寸 D ; (b1), (b2) $y = 0$ 和 $z = h/2$ 截面上电场 $|E_z|$ 的分布 (用入射平面波电场 $|E_{\text{inc}}|$ 作了归一化), 对应 $D = 200$ nm, $a = a_{\text{SLR}} = 989$ nm

Fig. 3. (a) Reflectance R (left axis, solid curves) of the zeroth-order plane wave and electric-field enhancement factor F_E (right axis, dashed curves) plotted as functions of the antenna array period a , where different colors correspond to different antenna sizes D ; (b1), (b2) distributions of $|E_z|$ (normalized by the electric field $|E_{\text{inc}}|$ of the incident plane wave) on the cross-sections $y = 0$ and $z = h/2$ for $D = 200$ nm and $a = a_{\text{SLR}} = 989$ nm.

图 4(a6) 所示, 依次对应阵列周期 $a = 600, 700, 800, 900, 989, 1100$ nm. 结果表明, 当 $a = a_{\text{SLR}} = 989$ nm 时, $P(\theta, \phi)$ 在 $\theta = 0$ 附近出现极大值, 与前文理论预期一致. 并且, 远场辐射强度增强因子 $P(\theta, \phi)$ 在 $\theta = 0$ 附近最大值达到 2756, 其数值远大于 1, 表明该天线阵列具有良好的定向辐射和远场辐射增强性能. 作为对比, 例如, 采用介质基底上的金属纳米球阵列^[41], 计算得到远场辐射强度增强因子 (定义为有、无金属纳米球阵列的远场辐射强度之比) 在 $\theta = 0$ 附近达到约 1000; 采用纳米压印多层介质周期结构设计有机发光二极管^[36], 计算得

到远场辐射强度增强因子 (定义为有、无周期结构的远场辐射强度之比) 在 $\theta = 0$ 附近达到 527.

此外, 图 4 结果表明, $P(\theta, \phi)$ 的极大值出现在瑞利异常 (Rayleigh anomaly, RA) 附近, 表达为^[43,51]

$$(k_{x,0} - m2\pi/a)^2 + (k_{y,0} - n2\pi/b)^2 = (k_0 n_a)^2, \quad (19)$$

其中 $n_a = 1$ 为天线上方自由空间介质 (空气) 的折射率; k_0 为真空中波数, $k_{x,0}, k_{y,0}$ 为点源的远场辐射平面波波矢的 x, y 分量; a, b 分别为 x, y 方向的阵列周期 (本文计算取 $a = b$), m, n 为整数, 对应互易问题中平面波 (波矢 x, y 分量为 $-k_{x,0}, -k_{y,0}$) 入射时, x, y 方向不同级次的反射平面波. 将方程 (19) 代入方程 (8), 可得在 RA 位置, $k_{z,m,n} = 0$, 即这些 m, n 级次的反射平面波在 $x-y$ 平面内传播, 这会导致在 RA 位置, 零级平面波反射率产生突变 (如图 4(b1) 和图 4(b2) 所示, 分别对应 TE, TM 偏振). 由于这些面内传播的反射平面波级次与引起 SLR 的表面波^[50] 存在关联, 因此, SLR 位于 RA 附近^[25,43,51]. 在 RA 附近发生 SLR 时, 方程 (9) 右端平面波激励的点源位置电场取极大值, 使得方程 (9) 左端给出的 $P(\theta, \phi)$ 取极大值. 在图 4 对应的 $(k_{x,0}, k_{y,0})$ 平面内, RA 方程 (19) 代表一个圆 (如图 4(c) 所示). 改变阵列周期 a, b 时 (取 $a = b$), 该圆的半径 $k_0 n_a$ 不变, 圆心位置 $(m2\pi/a, n2\pi/b)$ 发生变化, 使得 RA 位置变化, 相应地, $P(\theta, \phi)$ 取极大值的位置发生变化 (如图 4(a) 所示). 以上分析显示了互易定理方法在分析物理机制方面的优势: 通过将点源激励的原问题转化为平面波激励的互易问题 (即方程 (9)), 即可通过分析互易问题中的 RA 和与之关联的 SLR (对应方程 (9) 右端), 确定原问题中 $P(\theta, \phi)$ 取极大值的位置 (对应方程 (9) 左端).

3.2 基于阵列扫描法的自发辐射速率计算

荧光分子、量子点等点辐射源可以表达为电流密度 $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)\hat{\mathbf{p}}$. 则点源的总自发辐射速率可以表达为^[37] $\Gamma_{\text{tot}} = -\text{Re}[\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_s)]/2$, $\text{Re}[\]$ 表示取实部, $\mathbf{E}(\mathbf{r}_s)$ 为点源位置电场矢量. Γ_{tot} 包括远场辐射速率 Γ_{rad} 和非辐射速率 Γ_{nr} 两部分, 即 $\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{rad}} + \Gamma_{\text{nr}}$, 其中 Γ_{rad} 辐射到远场, Γ_{nr} 通过金属的欧姆损耗转化为热. Γ_{rad} 表达为 $\Gamma_{\text{rad}} = \oint_A \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{S} da$, 其中 A 为包围点源和天线的封闭曲面, \mathbf{S} 表示电磁场的时间平均 Poynting 矢量, $\hat{\mathbf{n}}$ 表示在 A 上指

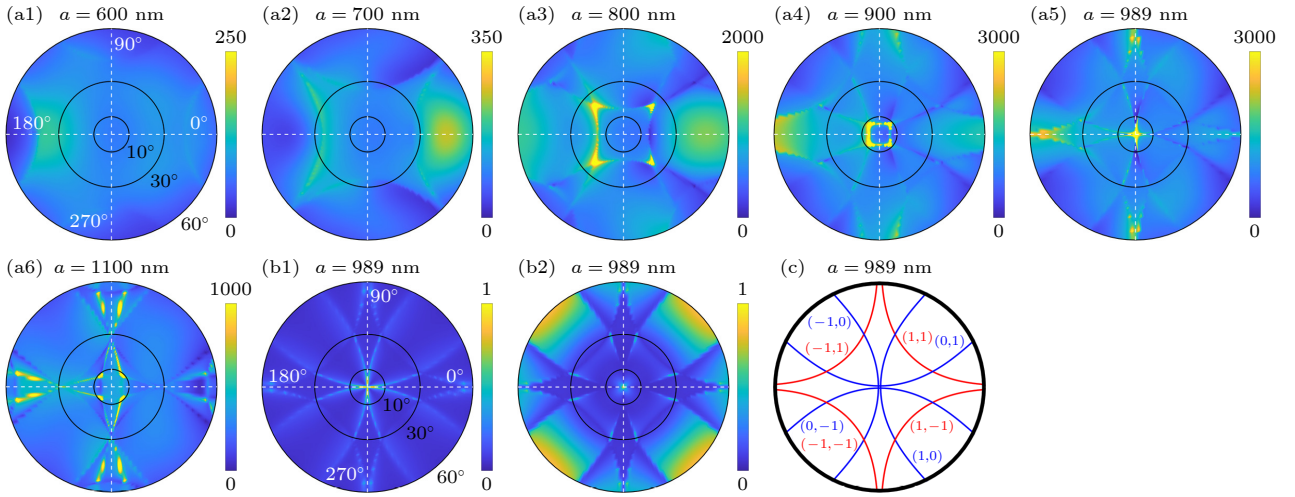


图 4 (a1)—(a6) NPoM 天线周期阵列中点电流源的远场辐射强度角分布 $P(\theta, \phi)$, 依次对应阵列周期 $a = 600, 700, 800, 900, 989, 1100$ nm. 计算取天线边长 $D = 200$ nm, 辐射波长 $\lambda = 1$ μm . 设点源沿 z 方向偏振, 位于天线纳米间隙内 $r_s = (D/2 - 10 \text{ nm}, 0, h/2)$ 位置; (b1)—(b2) TE, TM 偏振零级平面波反射率 $R(\theta, \phi)$, 对应阵列周期 $a = a_{\text{SLR}} = 989$ nm. 图中颜色代表 $1 - R(\theta, \phi)$ 的数值, θ, ϕ 分别为入射平面波波矢 $(k_{x,0}, k_{y,0}, -k_{z,0,0}) = k_0 n_a (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, -\cos\theta)$ 的极角、方位角. 图 (a) 和图 (b) 中显示了黑色圆、白色虚线位置极角 θ 、方位角 ϕ 的数值; (c) $a = a_{\text{SLR}}$ 时 RA 的位置, 由方程 (19) 给出 (标出了 (m, n) 的数值)

Fig. 4. (a1)—(a6) Far-field radiation-intensity angular distributions $P(\theta, \phi)$ of an electric-current point source in the periodic NPoM antenna array with a period $a = 600, 700, 800, 900, 989, 1100$ nm, respectively. The side length D of the antenna is 200 nm and the radiation wavelength λ is 1 μm . The point source is polarized along the z direction and located at $r_s = (D/2 - 10 \text{ nm}, 0, h/2)$ in the nanogap. (b1), (b2) Reflectance $R(\theta, \phi)$ of the zeroth-order plane wave under TE and TM polarizations, respectively, which is obtained for array period $a = a_{\text{SLR}} = 989$ nm. The θ and ϕ are respectively the polar angle and azimuth angle of the incident plane-wave wave vector $(k_{x,0}, k_{y,0}, -k_{z,0,0}) = k_0 n_a (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, -\cos\theta)$. The color in Figure (b1) and Figure (b2) represents the value of $1 - R(\theta, \phi)$. Several typical values of θ and ϕ respectively at the black circles and white dashed lines in Figure (a) and Figure (b) are shown. (c) Positions of RA for $a = a_{\text{SLR}}$ given by Eq. (19) [with the values of (m, n) being marked].

向外部的单位法向量. 对于本文研究的天线周期阵列, Γ_{rad} 可表达为 $\Gamma_{\text{rad}} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{z} \cdot \mathbf{S}|_{z=z_0} dx dy$, 其中 $z = z_0$ 为天线周期阵列上方均匀介质空间中的某个平面 (如图 1(c) 所示). 为了表征天线对点源自发辐射速率的影响, 定义总自发辐射速率增强因子 $\gamma_{\text{tot}} = \Gamma_{\text{tot}}/\Gamma_{\text{vac}}$ 和远场辐射速率增强因子 $\gamma_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{rad}}/\Gamma_{\text{vac}}$, 其中 $\Gamma_{\text{vac}} = \eta_{\text{vac}} k_0^2 n_{\text{vac}} / (12\pi)$ 为真空中点源的自发辐射速率. 增大 γ_{tot} 能够缩短辐射源的荧光寿命, 从而提升高速纳米光源的调制速率, 例如单光子源 [3,17,18]、发光二极管 [3,22]、纳米激光器 [19] 等. 另外, 荧光强度正比于荧光发射体的量子产率 [21,52], 量子产率表达为 $\eta = \gamma_{\text{rad}} / (\eta_0^{-1} - 1 + \gamma_{\text{tot}})$, 其中 $\eta_0 \in (0, 1)$ 表示荧光发射体的固有量子产率. 当 η_0 较大时 ($\eta_0 \approx 1$, 例如可见光发射的染料分子 [53]、量子点 [18,54]、荧光蛋白 [3]), 有 $\eta \approx \gamma_{\text{rad}}/\gamma_{\text{tot}}$, 该比值称为天线辐射效率; 而当 η_0 极低时 ($\eta_0 \ll 1$, 例如近红外发射的染料分子 [55]、硅 [3]), 有 $\eta \approx \eta_0 \gamma_{\text{rad}}$, 即 η 正比于 γ_{rad} . 实验上, 可以基于总自发辐射速率反比于荧光寿命, 通过时间相关单光子计数测量荧光寿命, 得到 γ_{tot} [56]; 基于荧光强度正比于量子产率

$\eta = \gamma_{\text{rad}} / (\eta_0^{-1} - 1 + \gamma_{\text{tot}})$, 通过测量荧光强度, 得到 γ_{rad} [57].

对于本文设计的 NPoM 天线周期阵列, 下面将给出上述 $\Gamma_{\text{tot}}, \Gamma_{\text{rad}}$ 的计算结果. 计算采用 ASM, 其执行采用 COMSOL Multiphysics 商业软件 (为有限元算法). 与前文一致, 点源位于天线阵列纳米间隙内 $r_s = (D/2 - 10 \text{ nm}, 0, h/2)$ 位置, 沿 z 向偏振, 取天线边长 $D = 200$ nm, 阵列周期 $a = b = a_{\text{SLR}} = 989$ nm.

对于方程 (16) 右端的积分, 可以近似表达为中点采样数值积分 [33] (适用于被积函数为光滑周期函数),

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{ab}{(2\pi)^2} \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q \mathbf{J}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q}) \Delta k_x \Delta k_y, \quad (20)$$

其中 $\Delta k_x = 2\pi/(aP)$, $\Delta k_y = 2\pi/(bQ)$ 为采样区间宽度, P, Q 为采样区间个数,

$$\begin{aligned} k_{x,p} &= -\pi/a + \left(p - \frac{1}{2}\right) \Delta k_x, \\ k_{y,q} &= -\pi/b + \left(q - \frac{1}{2}\right) \Delta k_y. \end{aligned} \quad (21)$$

为采样点坐标, 其中 $p = 1, 2, \dots, P$, $q = 1, 2, \dots, Q$. 与方程 (20) 对应, 方程 (18) 表达为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{ab}{(2\pi)^2} \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^Q \mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q}) \Delta k_x \Delta k_y, \quad (22)$$

$\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q})$ 为赝周期点源阵列 $\mathbf{J}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q})$ 激励的电场, 其计算采用 COMSOL Multiphysics 软件执行. 利用方程 (22), 即可得到天线阵列中单个点源 $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ 激励的电场 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$.

采用上述 ASM 方法, 计算得到点源的总自发辐射速率增强因子 $\gamma_{\text{tot}} = 1097$, 远场辐射速率增强因子 $\gamma_{\text{rad}} = 55.50$, 计算取 $P = Q = 40$ (对应的赝周期点源阵列数目为 $PQ = 1600$). 对于 $\gamma_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{rad}}/\Gamma_{\text{vac}}$ 的计算, $\Gamma_{\text{rad}} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{S}|_{z=z_0} dx dy$ 在平面 $z = z_0$ 上 (取 $z_0 = h + D + 100 \text{ nm}$) 的积分区域选为 $-N_x a/2 \leq x \leq N_x a/2$, $-N_y b/2 \leq y \leq N_y b/2$, 其中沿 x, y 向周期数取为 $N_x = N_y = 21$. 表 1 给出了采用不同的采样点数 $P = Q$ 时, ASM 计算得到的 γ_{tot} 和 γ_{rad} , 可见 $P = Q = 40$ 已经足够大, 能够保证计算结果收敛. 此外, 利用互易定理方法, 计算得到 $\gamma_{\text{rad}} = 52.37$, 与 ASM 的计算结果接近, 从而验证了计算结果的正确性. 对于互易定理方法计算 $\gamma_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{rad}}/\Gamma_{\text{vac}}$, 首先利用方程 (9) 和 (14) 计算得到 $\mathbf{S}(r, \theta, \phi)$, 然后在远场半球面上 (半径 $r \gg \lambda$) 计算积分 $\Gamma_{\text{rad}} = \int_0^{\theta_0} d\theta \int_0^{2\pi} d\phi |\mathbf{S}(r, \theta, \phi)| r^2 \sin \theta$ (注意被积函数与 r 无关, 取 $\theta_0 = 89^\circ$), 即可得到 Γ_{rad} .

在计算时间方面, 对于单组赝周期点源阵列 \mathbf{J}^∞

表 1 采用不同的采样点数 $P = Q$ 时, ASM 计算得到的 γ_{tot} 和 γ_{rad}

Table 1. γ_{tot} and γ_{rad} obtained with the ASM for various number $P = Q$ of sampling points.

$P = Q$	10	20	40	80
γ_{tot}	1095.66	1098.05	1097.47	1098.23
γ_{rad}	415.31	54.04	55.50	55.81

($\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q}$) 激励的电场 $\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q})$ 的计算, COMSOL Multiphysics 软件耗时约为 $t_0 = 244 \text{ s}$ (Intel Xeon E5-2690 v2 CPU, 主频 3.0 GHz, 内存 512 GB). 因此, P, Q 越大, 则总的计算时间越长 (约为 PQt_0). 利用点源位于 $y = 0$ 以及天线阵列关于 $y = 0$ 对称, 可得 $\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q})$ 与 $\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, -k_{y,q})$ 关于 $y = 0$ 满足矢量镜像对称, 于是在计算得到 $\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, k_{y,q})$ 后, 可以直接得到 $\mathbf{E}^\infty(\mathbf{r}; k_{x,p}, -k_{y,q})$ (其中 $-k_{y,q} = k_{y, Q-q+1}$), 由此能够节省约一半的计算时间 (所需计算时间约为 $PQt_0/2$).

从物理上讲, ASM 表明单个点源能分解为无穷多组赝周期点源阵列的叠加 (即方程 (16)). 对于这些点源阵列中包含的点源, 只有位于中央周期 ($-a/2 \leq x_s \leq a/2$, $-b/2 \leq y_s \leq b/2$) 的点源叠加形成单个点源, 而位于中央周期之外的点源均抵消为 0. 当方程 (16) 右端的积分近似表达为数值积分 (方程 (20)) 时, 位于中央周期之外的点源能够抵消为 0 的范围不再是无限大, 而变为有限大; 并且 P, Q 越大, 位于中央周期之外的点源能够抵消为 0 的范围越大. 为了具体解释上述结论, 方程 (15) 中分别取 $(u, k, T) = (x - x_s, k_x, a)$ 和 $(y - y_s, k_y, b)$, 可得

$$\delta(x - x_s) = \frac{a}{2\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \left[\sum_{m=-\infty}^{\infty} \exp(ik_x ma) \delta(x - x_s - ma) \right] dk_x = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \delta(x - x_s - ma), \quad (23a)$$

$$\delta(y - y_s) = \frac{b}{2\pi} \int_{-\pi/b}^{\pi/b} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(ik_y nb) \delta(y - y_s - nb) \right] dk_y = \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \delta(y - y_s - nb), \quad (23b)$$

其中

$$A_m = \frac{a}{2\pi} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \exp(ik_x ma) dk_x, \quad (24a)$$

$$B_n = \frac{b}{2\pi} \int_{-\pi/b}^{\pi/b} \exp(ik_y nb) dk_y. \quad (24b)$$

由方程 (23) 可得

$$\begin{aligned} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s)\hat{\mathbf{p}} &= \frac{ab}{(2\pi)^2} \int_{-\pi/a}^{\pi/a} \int_{-\pi/b}^{\pi/b} \left\{ \hat{\mathbf{p}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n}) \exp[i(k_x ma + k_y nb)] \right\} dk_x dk_y \\ &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_m B_n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n})\hat{\mathbf{p}}, \end{aligned} \quad (25)$$

其中 $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s) = \delta(x - x_s)\delta(y - y_s)\delta(z - z_s)$, $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n}) = \delta(x - x_s - ma)\delta(y - y_s - nb)\delta(z - z_s)$. 显然, 方程 (25) 第一个等号即为方程 (16), 其物理含义为将单个点源分解为无穷多组赝周期点源阵列的叠加. 方程 (25) 第二个等号则描述了赝周期点源阵列叠加和抵消的过程. 具体来讲, 如果严格计算方程 (24) 右端的积分, 可得

$$A_m = \begin{cases} 1, & \text{for } m = 0, \\ 0, & \text{for } m \neq 0, \end{cases} \quad (26a)$$

$$B_n = \begin{cases} 1, & \text{for } n = 0, \\ 0, & \text{for } n \neq 0. \end{cases} \quad (26b)$$

方程 (26) 即给出了前述结论: 对于赝周期点源阵列中包含的点源, 只有位于中央周期的点源 (对应 $m = n = 0$) 叠加形成单个点源, 而位于中央周期之外的点源均抵消为 0. 如果方程 (25) 第一个等号近似表达为数值积分, 即表达为方程 (20), 则相应地, 方程 (24) 右端的积分也表达为数值积分,

$$A_m = \frac{a}{2\pi} \sum_{p=1}^P \exp(ik_{x,p}ma)\Delta k_x = \begin{cases} (-1)^{M(P-1)}, & \text{for } m = MP = 0, \pm P, \pm 2P, \dots, \\ 0, & \text{else,} \end{cases} \quad (27a)$$

$$B_n = \frac{b}{2\pi} \sum_{q=1}^Q \exp(ik_{y,q}nb)\Delta k_y = \begin{cases} (-1)^{N(Q-1)}, & \text{for } n = NQ = 0, \pm Q, \pm 2Q, \dots, \\ 0, & \text{else,} \end{cases} \quad (27b)$$

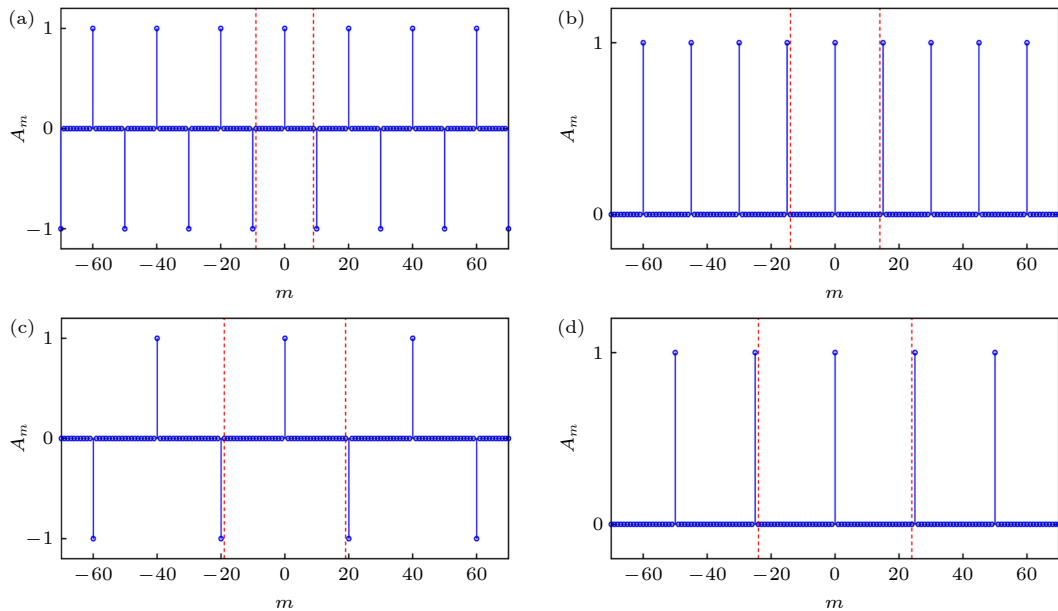


图 5 方程 (27a) 给出的 A_m (蓝色圆圈) (a)–(d) 依次取 $P=10, 15, 20, 25$. 两条竖直红色虚线显示了赝周期点源阵列中, 位于中央周期之外的点源抵消为 0 的范围 $-(P-1) \leq m \leq P-1$

Fig. 5. The A_m given by Eq. (27a) (blue circles): (a)–(d) For $P = 10, 15, 20, 25$, respectively. The two vertical red-dashed lines show the range $-(P-1) \leq m \leq P-1$, where the point sources contained in the pseudoperiodic point-source arrays and out of the central period cancel to be null.

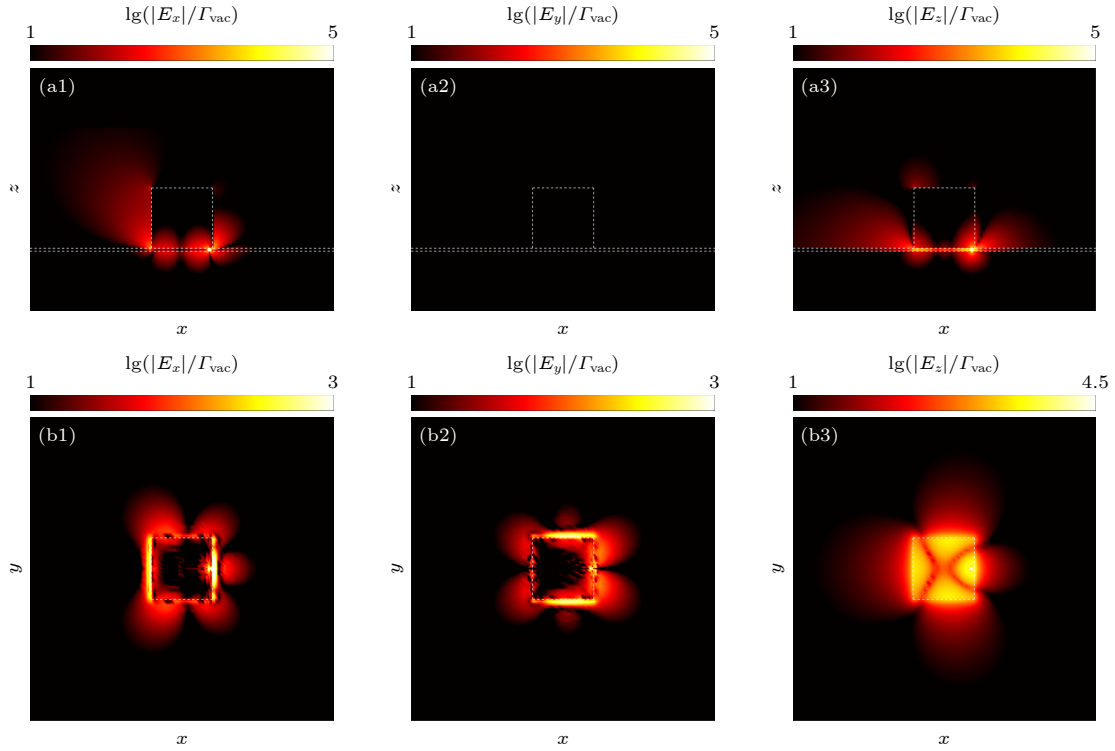


图 6 点源辐射电场在天线阵列中央周期 ($-a/2 \leq x \leq a/2$, $-b/2 \leq y \leq b/2$) 范围内的分布 (用 Γ_{vac} 作了归一化). 结果采用 ASM 计算得到, 天线参数与图 4(a5) 相同 (a), (b) 对应点源所在截面 $y = 0$, $z = h/2$. 从左到右分别显示了电场分量 $|E_x|$, $|E_y|$, $|E_z|$. 白色虚线显示了界面位置

Fig. 6. Distributions of electric field (normalized by Γ_{vac}) in the central period ($-a/2 \leq x \leq a/2$, $-b/2 \leq y \leq b/2$) of the antenna array radiated by a point source. The results are calculated by the ASM with the same antenna parameters as those in Fig. 4(a5): (a), (b) The field distributions on the cross sections $y = 0$ and $z = h/2$ where the point is located. The electric field components $|E_x|$, $|E_y|$ and $|E_z|$ are displayed from left to right. The white dashed lines show the interface positions.

其中利用等比数列求和计算第一个等号右端的求和, 即可得到第二个等号右端表达式, $M, N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 方程 (27a) 给出的 A_m 如图 5 所示. 方程 (27) 即给出了前述结论: 当周期点源阵列分解近似表达为数值积分 (20) 时, 点源阵列中位于中央周期之外的点源 $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{m,n})\hat{\mathbf{p}}$ 能够抵消为 0 的范围变为有限大, 即 $-(P-1) \leq m \leq P-1$ (如图 5 中竖直红色虚线所示), $-(Q-1) \leq n \leq Q-1$, 并且 P, Q 越大, 该范围越大. 注意文献 [33] 中方程 (47) 后也提到了上述点源抵消为 0 的范围, 但是没有具体给出上述方程 (27). 上述点源抵消为 0 的范围表明, 对于前述 $\gamma_{\text{rad}} = \Gamma_{\text{rad}}/\Gamma_{\text{vac}}$ 的计算, Γ_{rad} 的积分区域沿 x, y 向周期数 N_x, N_y 的选取要求满足 $N_x \ll 2P, N_y \ll 2Q$, 以保证积分区域远小于上述点源抵消为 0 的范围.

上述计算得到的 $\gamma_{\text{tot}}, \gamma_{\text{rad}}$ 均远大于 1, 表明该天线阵列能够有效增强自发辐射速率. 作为对比, 例如, 采用嵌入 GaAs 平板波导中的铝纳米球阵列 [41],

计算得到 γ_{tot} 可以达到 80; 采用玻璃基底上金纳米圆柱阵列 [58], 计算得到 γ_{tot} 达到约 300, γ_{rad} 达到约 200 (这里 γ_{tot} 或 γ_{rad} 定义为有、无金纳米圆柱阵列时总自发辐射速率或远场辐射速率之比); 采用银膜二维孔阵列光栅耦合的银膜双曲超材料结构 [59], 计算得到 γ_{tot} 达到约 70.

此外, 图 6 显示了点源辐射电场在天线阵列中央周期 ($-a/2 \leq x \leq a/2, -b/2 \leq y \leq b/2$) 范围内的分布 (用 Γ_{vac} 作了归一化), 结果采用 ASM 计算得到. 图 6(a) 和图 6(b) 分别对应点源所在截面 $y = 0, z = h/2$ (注意由于电磁场的对称性, 在 $y = 0$ 截面上 $E_y = 0$). 图 6(a3) 和图 6(b3) 表明, 在天线纳米间隙内点源位置, E_z 分量出现了明显的增强, 根据 $\Gamma_{\text{tot}} = -\text{Re}[\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}_s)]/2$, 这导致了总自发辐射速率 Γ_{tot} 的增强. 需要指出, 对于上述 γ_{tot} 、电磁场分布的计算, 只能采用 ASM, 不能采用互易定理方法.

4 结 论

本文提出一种金镜面上的金纳米立方体光学天线阵列,能够实现天线纳米间隙内点辐射源(例如荧光分子或量子点)的自发辐射速率增强和远场定向辐射.为了设计天线参数,本文结合阵列扫描法(ASM)和全波严格数值方法,将单个点源分解为多组周期点源阵列的叠加,计算了天线阵列中单个点源的总自发辐射速率增强因子 γ_{tot} 、远场辐射速率增强因子 γ_{rad} 和近场分布.采用互易定理方法,计算了天线阵列中单个点源的远场辐射强度角分布 $P(\theta, \phi)$.本文给出了互易定理方法的严格表述和证明过程,该证明过程不同于已有文献中的证明过程,对于无限大周期结构具有更严格的适用性,或者具有更低的计算量.采用上述方法设计了天线阵列参数,结果表明,由于天线阵列支持表面晶格共振(SLR),使得能够沿垂直于基底的方向($\theta = 0^\circ$)实现远场定向辐射(即 $P(\theta, \phi)$ 取极大值,达到2756),通过改变天线阵列周期,还能够实现对远场辐射方向(即 $P(\theta, \phi)$ 取极大值的位置)的调节.同时,由于天线纳米间隙内支持间隙表面等离激元(GSP),使得 γ_{tot} 达到1097, γ_{rad} 达到55.50.本文提出的天线阵列结构易于设计和加工,具有优越的自发辐射速率增强和远场定向辐射特性,其设计结果和设计方法对于高速、高亮度、定向辐射光源的设计具有指导意义.

参考文献

- [1] Mühlischlegel P, Eisler H J, Martin O J F, Hecht B, Pohl D W 2005 *Science* **308** 1607
- [2] Aizpurua J, Bryant G W, Richter L J, García de Abajo F J, Kelley B K, Mallouk T 2005 *Phys. Rev. B* **71** 235420
- [3] Pelton M 2015 *Nat. Photonics* **9** 427
- [4] Atwater H A, Polman A 2010 *Nat. Mater.* **9** 205
- [5] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [6] Traverso A J, Huang J, Peyronel T, Yang G, Tiecke T G, Mikkelsen M H 2021 *Optica* **8** 202
- [7] Rycenga M, Xia X, Moran C H, Zhou F, Qin D, Li Z Y, Xia Y 2011 *Angew. Chem. Int. Ed.* **50** 5473
- [8] Xin H, Nangung B, Lee L P 2018 *Nat. Rev. Mater.* **3** 228
- [9] Gubin M Yu, Shesterikov A V, Prokhorov A V, Volkov V S 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 2000237
- [10] Shan H, Liu Z, Wang X, Lin F, Liu Z, Shen B, Lou J, Zhu X, Ajayan P M, Fang Z 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 2000233
- [11] Tyagi D, Chen T, Huang C 2020 *Laser Photonics Rev.* **14** 2000076
- [12] Wang J, Jia X, Guan Y, Ren K, Yu H, Wang Z, Qu S, Yang Q, Lin J, Wang Z, Jin P 2021 *Laser Photonics Rev.* **15** 2000512
- [13] Lumde C, Yun B, Kik P G 2014 *ACS Photonics* **1** 1224
- [14] Baumberg J J, Aizpurua J, Mikkelsen M H, Smith D R 2019 *Nat. Mater.* **18** 668
- [15] Purcell E M 1946 *Phys. Rev.* **69** 674
- [16] Huang S, Ming T, Lin Y, Ling X, Ruan Q, Palacios T, Wang J, Dresselhaus M, Kong J 2016 *Small* **12** 5190
- [17] Novotny L, van Hulst N 2011 *Nat. Photonics* **5** 83
- [18] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S 2015 *Rev. Mod. Phys.* **87** 347
- [19] Ma R M, Oulton R F, Sorger V J, Zhang X 2013 *Laser Photonics Rev.* **7** 1
- [20] Lakowicz J r., Fu Y 2009 *Laser Photonics Rev.* **3** 221
- [21] Agio M 2012 *Nanoscale* **4** 692
- [22] Tsakmakidis K L, Boyd R W, Yablonovitch E, Zhang X 2016 *Opt. Express* **24** 17916
- [23] Li L, Hutter T, Steiner U, Mahajan S 2013 *Analyst* **138** 4574
- [24] Kelly K L, Coronado E, Zhao L L, Schatz G C 2003 *J. Phys. Chem. B* **107** 668
- [25] Lozano G, Louwers D J, Rodríguez S R, Murai S, Jansen O T, Verschuuren M A, Gómez Rivas J 2013 *Light-Sci. Appl.* **2** e66
- [26] Lozano G, Grzela G, Verschuuren M A, Ramezani M, Rivas J G 2014 *Nanoscale* **6** 9223
- [27] Vaskin A, Bohn J, Chong K E, Bucher T, Zilk M, Choi D Y, Neshev D N, Kivshar Y S, Pertsch T, Staude I 2018 *ACS Photonics* **5** 1359
- [28] Liu S, Vaskin A, Addamane S, Leung B, Tsai M C, Yang Y, Vabishchevich P P, Keeler G A, Wang G, He X, Kim Y, Hartmann N F, Htoon H, Doorn S K, Zilk M, Pertsch T, Balakrishnan G, Sinclair M B, Staude I, Brener I 2018 *Nano Lett.* **18** 6906
- [29] Väkeväinen A I, Moerland R J, Rekola H T, Eskelinen A P, Martikainen J P, Kim D H, Törmä P 2014 *Nano Lett.* **14** 1721
- [30] van Lare M, Lenzmann F, Verschuuren M A, Polman A 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 221110
- [31] Ferry V E, Verschuuren M A, Li H B T, Verhagen E, Walters R J, Schropp R E I, Atwater H A, Polman A 2010 *Opt. Express* **18** A237
- [32] Lozano G, Rodriguez S R, Verschuuren M A, Gómez Rivas J 2016 *Light-Sci. Appl.* **5** e16080
- [33] Capolino F, Jackson D R, Wilton D R, Felsen L B 2007 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **55** 1644
- [34] Kahl M, Voges E 2000 *Phys. Rev. B* **61** 14078
- [35] Janssen O T A, Wachters A J H, Urbach H P 2010 *Opt. Express* **18** 24522
- [36] Zhang S, Martins E R, Diyaf A G, Wilson J I B, Turnbull G A, Samuel I D W 2015 *Synthetic Met.* **205** 127
- [37] Jia H, Liu H, Zhong Y 2015 *Sci. Rep.* **5** 8456
- [38] Lecamp G, Hugonin J P, Lalame P 2007 *Opt. Express* **15** 11042
- [39] Born M, Wolf E 1999 *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (7th Ed.) (Cambridge: Cambridge University)
- [40] Wang N, Zhong Y, Liu H 2022 *Opt. Express* **30** 12797
- [41] Chen Y, Zhang Y, Femius Koenderink A 2017 *Opt. Express* **25** 21358
- [42] Palik E D 1998 *Handbook of Optical Constants of Solids* (Sydney: Academic Press)
- [43] de Boer D K G, Verschuuren M A, Guo K, Koenderink A F, Rivas J G, Rodriguez S R K 2016 *Opt. Express* **24** A388
- [44] Aouani H, Mahboub O, Bonod N, Devaux E, Popov E,

- Rigneault H, Ebbesen T W, Wenger J 2011 *Nano Lett.* **11** 637
- [45] Shegai T, Johansson P, Langhammer C, Käll M 2012 *Nano Lett.* **12** 2464
- [46] Lechago S, García-Meca C, Griol A, Kovylyna M, Bellieres L, Martí J 2019 *ACS Photonics* **6** 1094
- [47] Dregely D, Lindfors K, Lippitz M, Engheta N, Totzeck M, Giessen H 2014 *Nat. Commun.* **5** 4354
- [48] Li L 1997 *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 2758
- [49] Liu H T 2010 *DIF CODE for Modeling Light Diffraction in Nanostructures* (Tianjin: Nankai University)
- [50] Zhang X, Liu H, Zhong Y 2013 *Opt. Express* **21** 24139
- [51] Vecchi G, Giannini V, Gómez Rivas J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 146807
- [52] Koenderink A F 2017 *ACS Photonics* **4** 710
- [53] Glass A M, Liao P F, Bergman J G, Olson D H 1980 *Opt. Lett.* **5** 368
- [54] Hoang T B, Akselrod G M, Argyropoulos C, Huang J, Smith D R, Mikkelsen M H 2015 *Nat. Commun.* **6** 7788
- [55] Tam F, Goodrich G P, Johnson B R, Halas N J 2007 *Nano Lett.* **7** 496
- [56] Wang H, Lin Y, Ma P, Zhong Y, Liu H 2019 *J. Mater. Chem. C* **7** 13526
- [57] Muskens O L, Giannini V, Sánchez-Gil J A, Gómez Rivas J 2007 *Nano Lett.* **7** 2871
- [58] Zhou W, Dridi M, Suh J Y, Kim C H, Co D T, Wasielewski M R, Schatz G C, Odom T W 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 506
- [59] Sreekanth K V, Krishna K H, De Luca A, Strangi G 2014 *Sci. Rep.* **4** 6340

Spontaneous emission enhancement and directional emission by an optical nanonatenna array on a metallic mirror^{*}

Su Yu-Hang¹⁾²⁾ Zhang Lian¹⁾²⁾ Tao Can¹⁾²⁾ Wang Ning¹⁾²⁾
 Ma Ping-Zhun¹⁾²⁾ Zhong Ying³⁾ Liu Hai-Tao^{1)2)†}

1) (*Institute of Modern Optics, College of Electronic Information and Optical Engineering, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

2) (*Tianjin Key Laboratory of Micro-scale Optical Information Science and Technology, Nankai University, Tianjin 300350, China*)

3) (*State Key Laboratory of Precision Measurement Technology and Instruments, School of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China*)

(Received 20 October 2022; revised manuscript received 5 January 2023)

Abstract

Optical nanoantennas support surface plasmon polariton (SPP) with a confinement of light breaking through the diffraction limit, and thereby achieving an enhancement and regulation of electromagnetic field on a deep-subwavelength scale. In this paper, a periodic array of optical nanoantennas on a metallic mirror is proposed, where the antennas are gold nanocubes forming a two-dimensional periodic array, and a single point emission source is located in the nanogap between the antenna of gold nanocube and the gold mirror. The nanogap between the antenna and mirror can support gap surface plasmon, which results in an enhanced spontaneous emission rate. Meanwhile, the periodic array of nanoantennas can support the surface lattice resonance (SLR), which can achieve directional far-field radiation perpendicular to the substrate or in a specified direction by properly designing the array period. To design the antenna that can simultaneously achieve an enhancement of spontaneous emission rate and a directional radiation of far field, the calculation of the radiation field of a single point source in a periodic structure is transformed into the calculation of the radiation fields of a set of pseudoperiodic point-source arrays by combining the array scanning method (ASM) and full-wave rigorous numerical method, thus giving the spontaneous emission rate of the emitter and the near-field distribution of the antenna. Concerning the calculation of the angular distribution of far-field radiation intensity, we start from the Maxwell's equations and provide a rigorous formulation and proof of the reciprocity-theorem method. This proof is different from those reported in existing literature and has a more rigorous applicability for infinite-extent periodic structures or has a lower amount of computational work. Based on the reciprocity-theorem method, the antenna parameters are designed so that the enhancement factor of far-field radiation intensity reaches a maximum value of 2756 in the direction perpendicular to the substrate, and simultaneously, the enhancement factors of total spontaneous emission rate and far-field spontaneous emission rate of the point source reach 1097 and 55.50, respectively. The proposed antenna has a simple structure that is easy to design and fabricate, and the proposed design method is intuitive and easy to implement, which can be used to guide the design of high-speed, high-brightness and directional-radiation light sources.

Keywords: optical nanoantenna arrays on a metallic mirror, spontaneous-emission enhancement, far-field directional radiation, reciprocity theorem

PACS: 81.07.-b, 52.25.Os, 52.40.Fd, 78.20.Bh

DOI: 10.7498/aps.72.20222007

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62075104, 61775105).

[†] Corresponding author. E-mail: liuht@nankai.edu.cn



金属镜面上纳米光学天线阵列自发辐射增强与定向辐射

苏宇航 张炼 陶灿 王宁 马平准 钟莹 刘海涛

Spontaneous emission enhancement and directional emission by an optical nanonantenna array on a metallic mirror

Su Yu-Hang Zhang Lian Tao Can Wang Ning Ma Ping-Zhun Zhong Ying Liu Hai-Tao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 078101 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222007

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222007>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

金属基底上光学偶极纳米天线的自发辐射宽带增强: 表面等离子激元直观模型

Broadband enhancement of spontaneous emission by optical dipole nanoantenna on metallic substrate: An intuitive model of surface plasmon polariton

物理学报. 2022, 71(11): 118101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20212290>

金属纳米柱的端面修饰对自发辐射增强特性的影响

Effect of surface modification of metallic nanorod on spontaneous emission enhancement

物理学报. 2022, 71(16): 166802 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220439>

电介质微球和金属平面纳米层增强荧光远场定向发射

Far-field directional emission of fluorescence enhanced by dielectric microsphere and metallic planar nanolayers

物理学报. 2022, 71(17): 176801 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220605>

太赫兹GaAs光电导天线阵列辐射特性

Radiation characteristics of terahertz GaAs photoconductive antenna arrays

物理学报. 2021, 70(24): 248704 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211210>

金纳米颗粒调控量子点激子自发辐射速率

Controlling exciton spontaneous emission of quantum dots by Au nanoparticles

物理学报. 2022, 71(6): 067804 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211863>

纳米光学辐射传热: 从热辐射增强理论到辐射制冷应用

Radiative heat transfer in nanophotonics: From thermal radiation enhancement theory to radiative cooling applications

物理学报. 2020, 69(3): 036501 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191906>