

采用离散偶极子近似(DDA)方法研究渐变锥形金属纳米结构的超聚焦效应

朱玲, 俞大鹏*

北京大学物理学院, 人工微结构与介观物理国家重点实验室, 北京 100871

* 联系人, E-mail: yudp@pku.edu.cn

2009-02-07 收稿, 2009-04-10 接受

国家自然科学基金资助项目(批准号: 10804003)

摘要 利用离散偶极子近似(discrete dipole approximation, DDA)方法对渐变锥形金属纳米结构中的超聚焦效应进行了分析和讨论. 数值计算证明该结构能够较好地实现对入射光场能量的纳米尺度汇聚. 基于解析和数值模型进一步分析了超聚焦效应与入射光波长、结构角度、结构厚度以及材料损耗之间的关系. 计算结果表明, 通过合理设计参数, 结构尖端的场强可增至入射场强的几十到上百倍, 从而实现明显的光场超聚焦效果. 另外证明采用 DDA 方法建模金属纳米结构具有相当好的计算精度和速度.

关键词
表面等离激元
离散偶极子近似
超聚焦效应

近年来, 对金属纳米结构的研究极大地推动了纳米光学进展. 利用存在于金属纳米系统中的表面等离激元(surface plasmon polaritons, SPPs)^[1~6], 使得观察光在亚波长尺度下传播、干涉、聚焦和成像等现象成为可能^[7~11]. 特别地, 如果能将光场在纳米尺度高度局域化, 则将有可能引入很多增强光场下的非线性光学效应^[12,13], 这将具有广泛的应用. 因此, 对光场的纳米尺度超聚焦研究成为一个重要的问题. 由于光波长在几百纳米的量级, 大量研究集中于如何突破衍射极限将光聚焦到几十纳米或更小的尺度. 已有的研究分析讨论了包括尖锐金属尖端^[14~16]、金属薄膜包裹的介质尖端^[17~19]、金属楔形结构或金属V形槽^[20~22]、渐变光纤^[23]、纳米金属球透镜^[24,25]、三维矩形金属异质波导^[26]等在内的各种结构.

在超聚焦效应的研究中, 对于比较规则的情形可以借助简化的模型解析地求解, 例如圆锥尖端^[14]和厚度很大的楔形结构^[23,27]可以近似为二维问题求解. 对于较不规则的渐变结构, 则需要利用数值方法进行三维建模与计算. 目前被广泛使用的是时域有

限差分算法(finite-difference time-domain method, FDTD)^[28]. 它一般用高斯脉冲源或连续波源, 采用时域差分递推算算法来仿真系统电磁场的时域演变过程, 并且可以由单个宽谱脉冲一次计算得到系统的整个频域响应性质. 但由于计算网格划分的困难, FDTD算法对于处理在不同方向尺度差距很大的结构, 如非常细长尖锐的渐变结构, 并不理想. 另一方面, SPPs的产生依赖于金属的色散, 这给FDTD算法带来了数值不稳定性. 因此, 本文提出采用离散偶极子近似(discrete dipole approximation, DDA)方法来建模金属尖端结构的超聚焦现象. DDA方法通过求解给定入射场下目标结构的极化性质来计算系统的稳态性质, 对于不关心时域性质的研究, 将节省大量计算资源. 此外它能够很好地应用于任意形状的纳米结构建模, 尤其是不同方向尺度差距很大的不规则结构, 因此适用于结构复杂的纳米金属结构研究.

本文利用 DDA 方法研究一种渐变锥形结构. 数值计算证明, 该结构能将入射场的能量汇聚到几十纳米尺度以下, 从而产生高度局域化的超聚焦效应.

引用格式: 朱玲, 俞大鹏. 采用离散偶极子近似(DDA)方法研究渐变锥形金属纳米结构的超聚焦效应. 科学通报, 2009, 54: 1687~1692

Zhu L, Yu D P. Analysis of super focusing effect in tapered metal nano-structure with discrete dipole approximation method (in Chinese). Chinese Sci Bull (Chinese Ver), 2009, 54: 1687~1692, doi: 10.1360/972009-165

进一步分析了超聚焦效应与入射光波长、结构角度、结构厚度以及材料损耗之间的关系. 计算结果证明, 通过合理设计参数, 结构尖端的场强可增至入射场强的几十到上百倍, 对应能量密度可增至几千至上万倍, 从而实现明显的光场超聚焦效果.

1 离散偶极子近似方法的基本理论

离散偶极子近似方法是一种以大量分立的偶极子来建模任意形状目标结构的电磁场数值算法, 由 Purcell 和 Pennypacker^[29]于 1973 年首次提出, 之后研究人员又进行过不同程度的改进和修正^[30-34]. DDA 方法的基本思路是通过一系列位于间距为 d 的立方格点上的离散偶极子来建模任意形状的物体. 这些偶极子可以被理解为极化的球体, 令其半径为 R , 由于要求所有球体的总体积等于建模目标的体积, 有

$$d/R = (4\pi/3)^{1/3} \approx 1.612. \quad (1)$$

因此, 相邻极化球体具有一定的重叠. 唯象地说, 这种重叠代表了偶极子近似模型中的多极子效应, 可以采用多种模型进行修正^[30-33].

设某个偶极子的极化率张量为 α_i , 中心位置为 r_i , 则在局域场 E_{loc} 中该偶极子的极化矢量为

$$P_i = \alpha_i \cdot E_{\text{loc}}(r_i), \quad (2)$$

其中的 r_i 处局域场 E_{loc} 是入射场 E_{inc} 和其他所有偶极子在 r_i 处的场强的叠加, 因此

$$E_{\text{inc}}(r_i) = E_0 e^{i(k \cdot r - \omega t)}, \quad (3)$$

$$E_{\text{dipole}}(r_i) = -\sum_{j \neq i} A_{ij} \cdot P_j, \quad (4)$$

其中入射场 E_{inc} 是一个振幅为 E_0 , 波矢为 k 的平面波; 而 $A_{ij} \cdot P_j$ 描述的是 r_j 处偶极子在 r_i 处的场强, 可写作

$$A_{ij} \cdot P_j = \frac{\exp(ikr_{ij})}{r_{ij}^3} \{k^2 r_{ij} \times (r_{ij} \times P_j) + \frac{1 - ikr_{ij}}{r_{ij}^2} \times [r_{ij}^2 P_j - 3r_{ij}(r_{ij} \cdot P_j)]\}, \quad (5)$$

其中 $r_{ij} = |r_i - r_j|$. 如果定义 $A_{ii} = \alpha_i^{-1}$, 则所有偶极子的极化矢量($P_j, j = 1, 2, \dots, N$)可以用一个 N 维线性矢量方程组描述:

$$\sum_j A_{ij} \cdot P_j = E_{\text{inc}}(r_i), \quad (i, j = 1, 2, \dots, N). \quad (6)$$

由于每个矢量具有三个方向的分量, (6)式实际上是一个 $3N$ 维标量线性方程组. 求解这个线性方程组, 就可以得到所有偶极子的极化矢量, 从而可以进一步计算任意位置的场强:

$$E_{\text{loc}}(r_i) = E_{\text{inc}}(r_i) + E_{\text{dipole}}(r_i). \quad (7)$$

总的说来, DDA 方法将求解入射光场下结构的极化和系统内任意位置电磁场分布的问题归结到对一个 $3N$ 维线性方程组的求解上, 可以采用若干成熟的高效迭代算法求解, 从而达到较好的计算速度和精度.

2 渐变锥形金属纳米结构

在超聚焦效应的研究中, 一般利用存在于金属纳米结构中的 SPPs 将入射场能量导向纳米尺度的区域, 其中采用的最规则的渐变结构是顶角极小的金属圆锥. 在 SPPs 传播方向上, 如果遇到金属与介质的界面, 传播性质的不连续性会导致 SPPs 在该界面上的反射. 但是对于一个细长尖锐的渐变结构, 随着趋近尖端, SPPs 的相速度和群速度都逐渐连续地趋向于 0. 这使得 SPPs 可以被看作几乎无反射地向尖端传播, 并且导致纳米尺度显著的能量汇聚, 从而导致高度局域化的、纳米尺度的超聚焦效应.

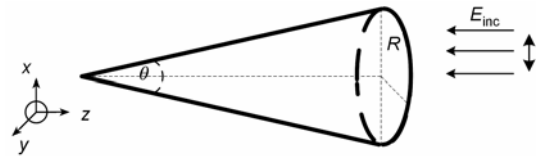


图1 金属圆锥结构

对于如图 1 所示的金属圆锥结构^[15], 利用WKB (Wentzel Kramers Brillouin)近似, 电场分布可以写作如下形式:

$$E(r, z, t) = E_0(r)A(z) \exp[ik_0 \varphi(r) - i\omega t], \quad (8)$$

其中 r 是 xy 平面上的矢量, k_0 是真空中波矢, $A(z)$ 是相对于相位缓慢变化的包络函数. 引入 SPPs 的等效折射率 $n(z)$, 则有 $\varphi = \int n(z) dz$. 将(8)式代入 Maxwell 方程, 并且考虑到 SPPs 传播模式在金属/介质界面的边界条件, 可以得到如下结果:

$$\frac{\varepsilon_m}{\kappa_m} \frac{I_1(k_0 \kappa_m R)}{I_0(k_0 \kappa_m R)} + \frac{\varepsilon_d}{\kappa_d} \frac{K_1(k_0 \kappa_d R)}{K_0(k_0 \kappa_d R)} = 0, \quad (9)$$

式中 I_p 和 K_p ($p = 0, 1$) 是圆锥坐标系下的修正 Bessel 函数; ε_m 和 ε_d 分别是金属和介质的相对介电函数; $\kappa_i = \sqrt{n^2 - \varepsilon_i}$ ($i = m, d$) 分别表示金属和介质中的损耗; $R(z)$ 是圆锥在 z 处的半径. (9)式实际上决定了 SPPs 在金属圆锥表面传播的色散关系. 对于半径很大处 ($k_0 R \gg 1$), (9)式等价于 SPPs 在无穷大金属/介质界面的色散关系. 对于纳米尺度的纤细尖端

($k_0 R \ll 1$), 近似地有(其中 $\gamma \approx 0.57721$ 是欧拉常数)

$$n(R(z)) \approx \frac{1}{k_0 R} \sqrt{\frac{2\varepsilon_d}{\varepsilon_m}} \left[\ln \sqrt{\frac{4\varepsilon_m}{\varepsilon_d}} - \gamma \right]^{-1}. \quad (10)$$

从而可以进一步得到 SPPs 在渐变结构中传播的相速度: $v_p = c/n$, 以及群速度: $v_g = c/(n + \omega dn/d\omega)$. 从 (10) 式可以发现, 当 z 趋向尖端时, $k_0 R(z) \rightarrow 0$, 因此 $n(z) \rightarrow \infty$, 进一步得到 $v_p, v_g \rightarrow 0$. 这说明当 SPPs 向尖端传播时, 其速度不断减慢, 最后趋于静止. SPPs 传播模式转化为局域等离子振荡, 能量不断向尖端汇聚, 从而在尖端形成超聚焦效应.

虽然渐变金属圆锥是一种较特殊的规则理想结构, 它仍然对如何通过一般渐变结构获得超聚焦效应提供了清晰的物理图像, 即我们需要设计结构参数使 SPPs 的相速度和群速度逐渐趋向于 0, 并且需要线度的变化足够缓慢以保证 WKB 近似成立.

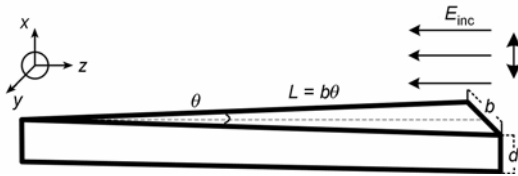


图 2 锥形金属渐变结构

本文分析一种如图 2 所示的渐变锥形结构的超聚焦效应. 该结构是一个底边为 b , 厚度为 d , 长度为 L , 材料为金属银(采用文献 [35] 中的材料参数)的锥形结构, 周围被介质(空气)包围, 其中 $L \gg b$, 从而该结构属于较细长尖锐的渐变结构. 相对于细长金属圆锥, 这种结构更容易通过电子束刻蚀或其他微纳加工方法制备, 有利于在实验上观察和研究其超聚

焦效应. 本文利用 DDA 方法系统地分析了该结构的超聚焦性质, 以期对进一步的器件制备提供指导.

3 渐变锥形金属纳米结构中的超聚焦效应

我们利用 DDA 算法研究了空气中的渐变锥形金属纳米结构(如图 2 所示)的超聚焦效应. x 方向偏振的光从 z 方向入射, 在锥形金属纳米结构底部与介质的界面处激发 SPPs. SPPs 沿 z 方向传播, 在顶角足够小(WKB 近似满足)的情况下, SPPs 不会经历来自尖端的明显反射, 而是使能量逐渐汇聚, 最后在尖端产生超聚焦效应. 该结构的场强分布模拟结果如图 3 所示(设入射场强=1), 可以发现场强在尖端相对入射场增强了约几十倍, 相当于能量增强了上千倍.

作为一种元激发, SPPs 代表光子和声子的混和物 [36]. 在逼近锥形结构尖端时, 声子的特性越来越明显地体现出来, SPPs 的速度由电磁波的速度逐渐向光学支声子的速度过渡, 同时, 其波长变短, 强度急剧增加, 图 3 的结果正显示了这种现象. 随着 SPPs 向尖端传播, 其强度逐渐增大而波长逐渐减小, 这表明随着逼近结构尖端, 其等效折射率逐渐增大, 这正是 (10) 式指出的结果.

需要指出的是, DDA 方法的精度与格点划分的精度有关. 格点间距越小, 计算精度越高, 所需的计算代价也越大. 一般来说, 需要保证 $nkd < 1$ [37], 其中 n 是折射率, k 是波矢, d 是格点间隔, 即格点间隔至少要小于波长, 否则将无法建模该尺度下的波动. 对于超聚焦效应, 其波长逐渐变短, 对计算分辨率的要求也相应提高. 数值计算表明, 将 d 提高到一定程度以后, 进一步提高格点划分精度对计算结果影响不明显, 此时即可看作计算精度已经收敛. 这可以理解为

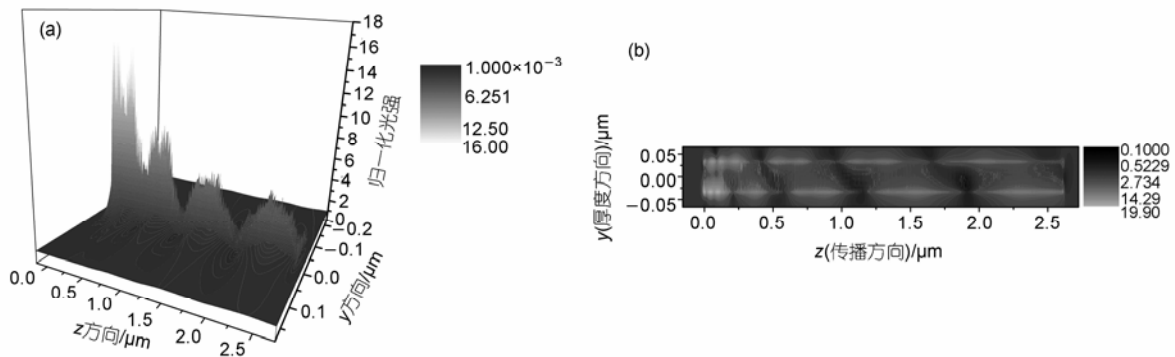


图 3 渐变锥形金属纳米结构超聚焦效应场分布

(a) 顶视图; (b) 侧视图

结构本身的聚焦能力存在一定极限, 格点划分精度超过此结构极限的要求, 即可达到较好的模拟效果.

4 超聚焦效应的数值分析

利用 DDA 方法, 我们可以进一步详细研究渐变锥形金属纳米结构的超聚焦效应与入射光波长、结构角度、结构厚度以及材料损耗之间的关系.

图 4 显示了超聚焦焦点峰值与波长的关系. 可以发现, 随着波长的增加, 超聚焦效应逐渐增强. 由银/空气界面 SPPs 的色散关系(图 5)可见, 在频率较小的区域, SPPs 和光波具有相近的色散关系, 随着频率的增加, SPPs 与光波的波矢失配相应增加, 从而使得二者耦合相对较困难. 因此在长波长区域, 入射光场激发 SPPs 的效率较高, 从而有更多能量耦合到锥形金属渐变结构, 导致更强的超聚焦效应.

从图 4 可以发现, 随着波长的变化, 超聚焦效应在 600~700 nm 之间有一个较显著的峰值. 随着结构厚度的变大, 该峰值位置向长波长方向移动. 可以从

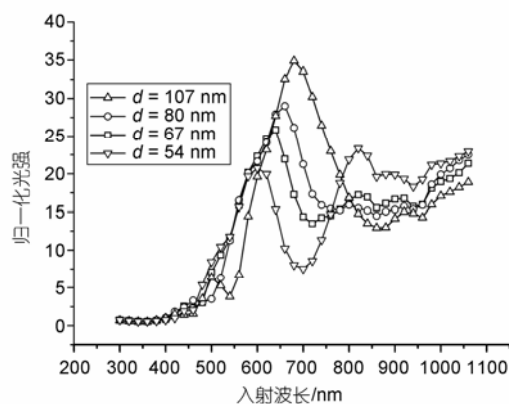


图 4 超聚焦焦点峰值与波长和厚度的关系
角度: $b/L = 0.28$

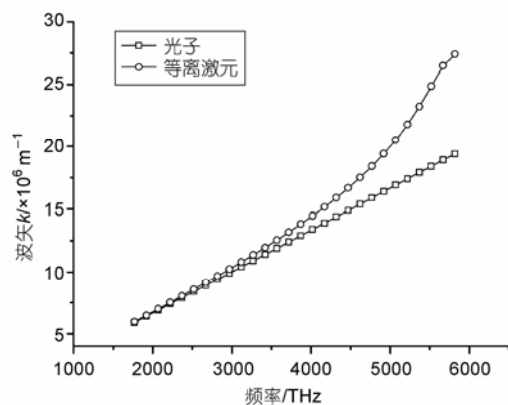


图 5 SPPs 的色散曲线与光波的色散曲线

金属圆锥的超聚焦效应的解析结果来近似理解这种现象. 从(10)式发现, 当 $\left[\ln \sqrt{-\frac{4\epsilon_m}{\epsilon_d}} - \gamma \right] \rightarrow 0$ 时, 对应

n 会趋于一个很大的数值, 或者说当 ϵ_m (金属介电函数) 处于某个特殊值时, 该式中的奇异性导致 SPPs 的传播速度相对于一般波长和 ϵ_m 处被进一步降低, 光场被进一步局域化, 从而超聚焦效应被进一步增强. 这种效应类似纳米金属颗粒中的局域表面等离子体共振行为(LSPR)^[38], 即当厚度变大时, 所支持的共振频率变小, 对应共振波长变大.

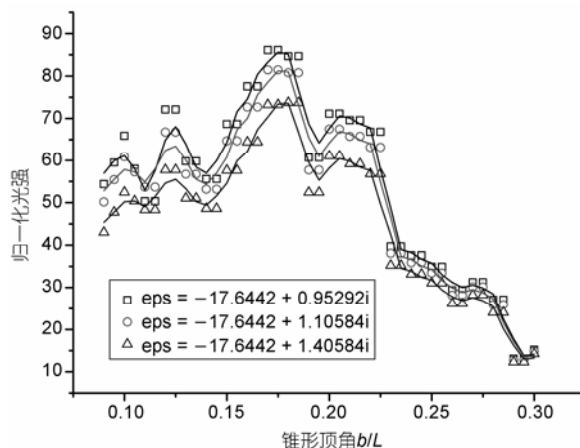


图 6 超聚焦焦点峰值与角度和损耗的关系

厚度 $d=67$ nm, 入射波长为 660 nm, 对应银的材料参数 $\epsilon_m = -17.6442 + 1.10584i$, 对比组 1: $\epsilon_m = -17.6442 + 0.9529i$, 对比组 2: $\epsilon_m = -17.6442 + 1.40584i$

如图 6 所示, 我们固定锥形底边宽度 b 不变, 改变长度 L , 从而计算不同顶角下的超聚焦效应. 从前面的讨论可知, 顶角越小, 对应的结构越细长尖锐, 则 WKB 近似能更好地成立, 从而获得更好的超聚焦效果. 然而, 由于金属材料损耗的存在, SPPs 在渐变结构的传播中的损耗是不可避免的, 从而导致聚焦效果被削弱. 当角度越小时, 传播长度越长, 从而损耗越大. 图 6 显示了超聚焦效应与锥形结构顶角的关系, 可以发现由于结构尖锐性和材料损耗性的相互制约关系, 尖端峰值在某个特定的角度(约 9.8° , $b/L \sim 0.17$)达到最大值. 通过与材料损耗不同的对比组的聚焦效果比较可知, 在角度较大时, 由于结构长度 L 相应较小, 损耗对聚焦效果的影响较弱, 尖端峰值差距很小; 而随着角度的减小, 材料损耗的影响开始变得越来越显著, 尖端峰值在不同对比组之间的差距变得越来越大. 因此如果要实现强聚焦效果, 结构的尖

锐性和材料的损耗是其中必须综合考虑的重要因素。

5 结论

在渐变锥形金属纳米结构中, 能够利用 SPPs 获得超聚焦效应, 即能将光场在纳米尺度高度局域化, 这将具有潜在的广泛应用。本文利用 DDA 方法研究一种渐变锥形金属纳米结构的超聚焦效应: 通过解析模型和数值计算两方面分析了超聚焦效应的基本性质, 并且进一步讨论了超聚焦效应与入射光波长、结构角度、结构厚度以及材料损耗之间的关系。计算结果证明, 通过合理设计参数, 电场强度可增至入射

场的几十到上百倍, 而能量密度可增至几千至上万倍, 从而实现明显的光场超聚焦效果。

DDA 方法将求解入射场下纳米结构的极化和系统任意位置电磁场分布的问题归结为求解一个 $3N$ 维线性方程组, 可以采用若干成熟的高效迭代算法求解, 相比常用的 FDTD 算法具有一定的资源利用优势。本文表明可以用 DDA 方法以相当好的精度和速度对金属纳米结构进行数值建模, 尤其是不同方向上尺度差距较大的结构, 如细长尖锐的渐变锥形金属纳米结构。

参考文献

- 1 Raether H. Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings. Berlin: Springer-Verlag, 1988
- 2 顾本源. 表面等离子体亚波长光学原理和新颖效应. 物理, 2007, 36: 280—287
- 3 曹迪, 张慧芳, 陶峰. 三层不对称人工电磁材料界面处表面等离子体激元的理论研究. 光学学报, 2008, 28: 1601—1610
- 4 陈湛. 银膜表面等离子体激元的光学倍频增强效应. 科学通报, 1983, 28: 905—905
- 5 任希锋, 郭国平, 黄运锋, 等. 表面等离子体辅助光传送的实验研究. 中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学, 2007, 37: 706—715
- 6 韩家广, 路鑫超, Azad A K, 等. 超快太赫兹表面等离子体波与非谐振传输场的耦合. 科学通报, 2008, 53: 56—60
- 7 Pendry B. Negative refraction makes a perfect lens. Phys Rev Lett, 2000, 85: 3966—3969[doi]
- 8 Fang N, Lee H, Sun C, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. Science, 2005, 308: 534—537[doi]
- 9 Yin L L, Vlasko-Vlasov V K, Pearson J, et al. Subwavelength focusing and guiding of surface plasmons. Nano Lett, 2005, 5: 1399—1402[doi]
- 10 Ditlbacher H, Hohenau A, Wagner D, et al. Silver nanowires as surface plasmon resonators. Phys Rev Lett, 2005, 95: 257403[doi]
- 11 Liu Z W, Wei Q H, Zhang X. Surface plasmon interference nanolithography. Nano Lett, 2005, 5: 957—961[doi]
- 12 Coutaz J L, Neviere M, Pic E, et al. Experimental study of surface-enhanced second-harmonic generation on silver gratings. Phys Rev B, 1985, 32: 2227—2232[doi]
- 13 Tsang T Y F. Surface-plasmon-enhanced third-harmonic generation in thin silver films. Opt Lett, 1996, 21: 245—247[doi]
- 14 Babadjanyan A J, Margaryan N L, Nerkararyan K V. Superfocusing of surface polaritons in the conical structure. J Appl Phys, 2000, 87: 3785—3788[doi]
- 15 Stockman M I. Nanofocusing of optical energy in tapered plasmonic waveguides. Phys Rev Lett, 2004, 93: 137404[doi]
- 16 Anderson N, Bouhelier A, Novotny L. Near-field photonics: Tip-enhanced microscopy and spectroscopy on the nanoscale. J Opt A, 2006, 8: S227—S233
- 17 Bouhelier A, Renger J, Beversluis M R, et al. Plasmon-coupled tip-enhanced near-field optical microscopy. J Microsc, 2003, 210: 220—224[doi]
- 18 Nerkararyan K V, Abrahamyan T, Janunts E, et al. Excitation and propagation of surface plasmon polaritons on the gold covered conical tip. Phys Lett A, 2006, 350: 147—149[doi]
- 19 Mehtani D, Lee N, Hartschuh R D, et al. Nano-Raman spectroscopy with side-illumination optics. J Opt A, 2006, 8: 1068—1075
- 19 Gramotnev D K, Pile D F P, Vogel M W, et al. Local electric field enhancement during nanofocusing of plasmons by a tapered gap. Phys Rev B, 2007, 75: 035431[doi]
- 20 Pile D F P, Gramotnev D K. Adiabatic and nonadiabatic nanofocusing of plasmons by tapered gap plasmon waveguides. Appl Phys Lett, 2006, 89: 041111[doi]
- 21 Gramotnev D K, Vernon K C. Adiabatic nano-focusing of plasmons by sharp metallic wedges. Appl Phys B, 2007, 86: 7—17[doi]
- 22 Mikhailovsky A A, Petruska M A, Stockman M I, et al. Broadband near-field interference spectroscopy of metal nanoparticles using a femtosecond white-light continuum. Opt Lett, 2003, 28: 1686—1688[doi]
- 23 Li K, Stockman M I, Bergman D J. Enhanced second harmonic generation in a self-similar chain of metal nanospheres. Phys Rev B, 2005, 72: 153401[doi]

- 24 Li K, Stockman M I, Bergman D J. Self-similar chain of metal nanospheres as an efficient nanolens. *Phys Rev Lett*, 2003, 91: 227402
 - 25 Wang G P, Wang B. Metal heterostructure-based nanophotonic devices: Finite-difference time-domain numerical simulations. *J Opt Soc Am B*, 2006, 23: 1660—1665[[doi](#)]
 - 26 Gramotnev D K. Adiabatic nanofocusing of plasmons by sharp metallic grooves: Geometrical optics approach. *J Appl Phys*, 2005, 98: 104302[[doi](#)]
 - 27 Pile D F P, Ogawa T, Gramotnev D K, et al. Investigation of strongly localized plasmons on triangular metal wedges for subwavelength waveguiding. *Appl Phys Lett*, 2005, 87: 061106[[doi](#)]
 - 28 Purcell E M, Pennypacker C R. Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric grains. *Astrophys J*, 1973, 186: 705—714[[doi](#)]
 - 29 Draine B T. The discrete-dipole approximation and its application to interstellar graphite grains. *Astrophys J*, 1988, 333: 848—872[[doi](#)]
 - 30 Draine B T, Goodman J J. Beyond Clausius-Mossotti: Wave propagation on a polarizable point lattice and the discrete dipole approximation. *Astrophys J*, 1993, 405: 685—697[[doi](#)]
 - 31 Draine B T, Flatau P J. Discrete-dipole approximation for scattering calculations *J Opt Soc Am A*, 1994, 11: 1491—1499
 - 32 Mishchenko M I, Hovenier J W, Travis L D. *Light Scattering by Nonspherical Particles: Theory, Measurements, and Applications*. New York: Academic Press, 2000. 131—145
 - 33 Draine B T, Flatau P J. Discrete-dipole approximation for periodic targets: Theory and tests. *J Opt Soc Am A*, 2008, 25: 2693—2703[[doi](#)]
 - 34 Palik E D. *Handbook of Optical Constants of Solid*. New York: Academic Press, 1985
 - 35 Babadjanyan A J, Margaryan N L, Nerkarayan K V. Superfocusing of surface polaritons in the conical structure. *J Appl Phys*, 2000, 87: 3785—3788[[doi](#)]
 - 36 Draine B T, Flatau B J. User guide for the discrete dipole approximation code DDSCAT 7.0. arxiv: 0809.0337v5
 - 37 曹振新, 吴乐南. 基于表面等离子体共振效应的显示技术. *科学通报*, 2008, 53: 857—864
-

Analysis of super focusing effect in tapered metal nano-structure with discrete dipole approximation method

ZHU Ling & YU DaPeng

School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China

The super focusing effect in tapered metal nano-structure is analyzed and discussed with discrete dipole approximation (DDA) method. Numerical result proves that the light field can be focused to nano-scale spot within this structure, and the relation between its super focusing ability and incident wavelength, structure's vertex angle, thickness and metal's dissipation is discussed, based on both analytic and numerical model. The results suggest that the electric field can be enhanced decades even hundreds times with properly designed parameters, which leads to a significant super focusing effect of light field. It also proves that the metal nano-structure can be modeled by DDA method with good simulation precision and speed.

surface plasmon polaritons, discrete dipole approximation, super focusing effect

doi: 10.1360/972009-165