

金属微结构纳米线中等离激元传播和分光特性

徐地虎 胡青 彭茹雯 周昱 王牧

Plasmonic propagation and spectral splitting in nanostructured metal wires

Xu Di-Hu Hu Qing Peng Ru-Wen Zhou Yu Wang Mu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 097803 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.097803

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.097803>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Au 的金属颗粒对二硫化钼发光增强

PL enhancement of MoS₂ by Au nanoparticles

物理学报.2014, 63(21): 217802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.217802>

内嵌圆饼空心方形银纳米结构的光学性质

Optical properties of silver hollow square embedded disk nanostructures

物理学报.2014, 63(10): 107803 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.107803>

超小间距纳米柱阵列中的谐振调制

Tuning surface plasmons in nanorod arrays with ultrasmall spacing

物理学报.2013, 62(23): 237806 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.237806>

纳米表面二维周期半圆凹槽增强硅薄膜太阳能电池光吸收

Nano surface two-dimensional periodic half-round grooves enhanced light absorption in silicon film solar cell

物理学报.2013, 62(16): 167801 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.167801>

金纳米球壳表面等离子激元共振波长调谐特性研究

Tunable properties of localized surface plasmon resonance wavelength of gold nanoshell

物理学报.2013, 62(3): 037805 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.037805>

专题: 庆祝南京大学物理学科成立100周年

金属微结构纳米线中等离激元传播和分光特性*

徐地虎¹⁾ 胡青¹⁾²⁾ 彭茹雯^{1)†} 周昱¹⁾ 王牧¹⁾

1) (南京大学物理学院和固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

2) (Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA)

(2015年2月5日收到; 2015年4月16日收到修改稿)

本文从理论和实验两方面探讨了具有微结构的金属纳米线系统中表面等离激元传播规律和分光特性. 我们从麦克斯韦方程组出发, 利用严格耦合波近似和有限元差分等方法首先从理论上给出了金属纳米线系统中等离激元的色散关系和能带特征, 然后基于微结构的银纳米线及其等离激元能带结构, 设计并制备出等离激元分光原型器件, 实验展示其将不同频率的光在微小空间分离的特性. 该研究结果是我们前期相关工作的延续和补充, 可应用于构造多功能集成的光子芯片和新型亚波长光电材料和器件.

关键词: 表面等离激元学, 微结构金属纳米线, 光谱分离

PACS: 78.67.-n, 68.65.-k, 42.70.Qs, 42.79.-e

DOI: 10.7498/aps.64.097803

1 引言

表面等离激元是光与金属中自由电子之间相互作用而形成的局域在金属与介质界面的电磁模式^[1,2], 具有局域电场增强、亚波长尺度上的能量局域以及传播对表面结构敏感等特性, 吸引了人们很大的研究兴趣. 目前与表面等离激元相关的许多物理现象已经被研究, 如异常光学透射^[3-7]、表面荧光拉曼增强^[8-10]、亚波长成像^[11,12]、电磁感应透明^[13-15]、偏振转换和完美吸收^[16-22]等; 此外, 人们也开展了等离激元的调控与应用方面的研究, 如等离激元传播调制^[23,24]、等离激元纳米天线^[25-27]、纳米激光^[28,29]、金属宽带透明^[30-37]、光探测^[38,39]等. 表面等离激元因其独特的物理性质被认为极有可能成为未来光通讯的信息载体.

近年来人们正致力于研制功能集成的纳米光子材料和器件, 由于表面等离激元波长较短并且能量局域性好等特点, 等离激元型光子材料和器件很受重视. 人们已提出的等离激元器件包括等离激元传输线^[40,41]、逻辑门^[42-44]、波分复用器^[45-47]、

等离激元光束聚焦与波形控制器^[48-50]、等离激元光源^[28,51]以及最近提出的等离激元分光器^[52]等. 这些器件的设计思路大多以表面等离激元的传播为基础, 因此等离激元的传播特性和相关波导设计很受关注, 目前人们发展出的等离激元波导包括金属-介质结构、金属-介质-金属结构、介质-金属-介质等基本构型^[53,54], 以及由这些基本构型拓展的介质加载(dielectric-loaded)型结构^[55,56]、金属V形槽和脊形结构^[57,58]、金属-低折射率介质-高折射率介质结构(hybrid plasmonic waveguide)^[59,60], 以及金属(半导体)纳米线结构等^[42,43,61-65]. 其中, 由化学方法制备得到的纳米线具有很多有趣的特性, 例如单晶材料大大降低传输损耗^[66]、优良的柱形结构支持多种局域模式(如回音壁模式(Whispering Gallery mode)^[67,68]、局域杂化模式(localized hybrid mode)的传播^[28,29]), 等等.

在本文中, 我们研究具有微结构的金属纳米线系统中表面等离激元传播规律和分光特性. 我们首先探讨表面光滑的金属纳米线(如银纳米线)系统中等离激元传播, 给出这类结构作为等离激元波导

* 国家自然科学基金(批准号: 11034005, 61475070, 11474157)和国家重大科学研究计划(批准号: 2012CB921502)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: rwpeng@nju.edu.cn

的性能, 分析该系统中影响等离子元传播的因素, 如衬底材料、纳米线几何尺寸等; 然后, 我们在银纳米线中再引入周期纳米结构, 通过纳米结构中等离子元能带来调控该系统中等离子元的传播, 进而利用微结构的金属纳米线实现空间分光性能, 从理论和实验两方面展示不同频率的光在微小空间分离的特性. 实验中我们用硅片作为纳米线的衬底, 使得该纳米线系统与半导体工艺相兼容, 为纳米线等离子元器件的实用化提供可能性. 该研究结果是我们前期相关工作^[52]的延续和补充, 可应用于构造多功能集成的光子芯片和新型亚波长光电材料和器件.

2 理论模型和等离子元色散关系

纳米线系统中电磁场传播遵循麦克斯韦方程, 在柱坐标系 (ρ, θ, z) 中电磁场满足如下亥姆霍兹方程^[69]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \omega^2 \varepsilon \mu \psi = 0, \quad (1)$$

其中 ψ 为电磁场分量, ε, μ 分别为介质的介电常数和磁导率. 通过分离变量求解满足自然周期条件的本征方程, 得到沿圆柱轴向传播的电磁场分量

$$\begin{aligned} & \psi_z(z, r, \theta) \\ &= [aA_m(kr) + bB_m(kr)] \left(c_1 e^{im\theta} + c_2 e^{-im\theta} \right) \\ & \quad \times e^{i(\omega t - k_z z)}, \end{aligned} \quad (2)$$

其 ψ_z 代表 E_z 或 H_z , A_m 和 B_m 代表第 m 阶 Bessel 函数, k 是横向波矢, k_z 是轴向波矢, 它们满足关系 $k = \sqrt{(n\omega/c)^2 - k_z^2}$. 其他场分量 $E_r, E_\theta, H_r, H_\theta$ 可以用 E_z 和 H_z 表示如下:

$$E_r = \frac{ik_z}{(\omega/c)^2 n^2 - k_z^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{\omega \mu_0}{k_z} \frac{\partial}{r \partial \theta} H_z \right), \quad (3)$$

$$E_\theta = \frac{ik_z}{(\omega/c)^2 n^2 - k_z^2} \left(-\frac{\omega \mu_0}{k_z} \frac{\partial}{\partial r} H_z + \frac{\partial}{r \partial \theta} E_z \right), \quad (4)$$

$$H_r = \frac{ik_z}{(\omega/c)^2 n^2 - k_z^2} \left(\frac{\partial}{\partial r} H_z - \frac{\omega \varepsilon_0 n^2}{k_z} \frac{\partial}{r \partial \theta} E_z \right), \quad (5)$$

$$H_\theta = \frac{ik_z}{(\omega/c)^2 n^2 - k_z^2} \left(\frac{\omega \varepsilon_0 n^2}{k_z} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{\partial}{r \partial \theta} H_z \right). \quad (6)$$

假定金属纳米线半径为 r , 介电常数为 $\varepsilon_1 (\text{Re}[\varepsilon_1] < 0)$, 周围介质的介电常数为 ε_2 . 利用界面 $(r = R)$ 上 E_z 和 H_θ 连续的边界条件, 我们可以得到金属纳米线中的零阶等离子元 (基模) 色散关系:

$$\frac{\varepsilon_1 I_1(k_1 r)}{k_1 I_0(k_1 r)} + \frac{\varepsilon_2 K_1(k_2 r)}{k_2 K_0(k_2 r)} = 0, \quad (7)$$

其中 $I_0(I_1), K_0(K_1)$ 分别为零阶 (一阶) 虚宗量第一类, 第二类贝塞尔函数. $k_{1,2} = \sqrt{k_{\text{sp}}^2 - \varepsilon_{1,2} k_0^2}$, k_{sp} 为等离子元波矢.

3 数值计算和等离子元传播性质分析

3.1 表面光滑的金属纳米线系统

在真实系统中金属纳米线放置于衬底上, 衬底的存在将打破纳米线基模呈轴对称的电场分布, 从而改变等离子元色散关系. 衬底对纳米线中等离子元传播模式的影响可以采用耦合模式理论来处理, 利用二维矩阵来描述模式间的杂化过程. 我们利用严格耦合波理论 (RCWA)^[70] 并借助有限元方法 (FEM, Comsol3.5 a) 及有限时域差分方法 (FDTD, Lumerical 8.0.1) 研究了硅基银纳米线中等离子元色散关系和传播性质, 计算中使用洛伦兹多项式拟合的银介电常数^[71] 以及硅介电常数^[72]. 图 1(a) 中所示为硅片上不同直径纳米线表面的最低阶等离子元模式 (波矢实部与频率的关系) 以及平面银-空气界面上的等离子元模式 (该模式由 FEM 方法求得, 以下简称平面模式). 经对比可看出, 硅基纳米线上的最低阶模式 (基模) 与平面模式有类似的线型, 均为光锥线以下的倏逝波. 同频率下纳米线模式具有比平面模式更大的波矢, 并且随着纳米线直径减小, 波矢数值增大, 表明纳米线上的等离子元比平面模式具有更高的动量及更短的波长, 因而具有更好的光场局域能力, 由此可见银纳米线作为亚波长波导比平面结构更有优势. 然而, 较大的波矢意味着激发等离子元时所需补偿的动量更大, 使得在实验上将自由空间的光耦合到等离子元较为困难. 我们计算了银与不同折射率衬底界面及直径为 260 nm 纳米线上的等离子元模式 (见图 1(b)). 从图中曲线可知, 平面情形中介质的折射率影响等离子元色散关系 (黑色曲线所示), 表现为同一频率下等离子元波矢 (k_{sp}) 随介质折射率增加而增加, 因而其波长减小. 由于 $\beta^2 + k_\perp^2 = \varepsilon k_0^2$, $\beta > k_0$ (k_\perp 为垂直于等离子元传输的横向波矢), 高介质折射率使得光场局域在更靠近界面的空间. 另一方面,

随着衬底折射率的增大, 波矢虚部 (红色曲线所示) 增大, 由传播长度 $L = 1/2\text{Im}\{\beta\}$ 可知, 等离激元传播距离减小. 与平面情形相比, 银纳米线中等离激元模式的波矢实部与虚部更大, 因而纳米线结构能传播更短波长的等离激元且具有更好的光场局域性 [73], 有利于设计更小尺寸的光学器件.

为了进一步了解金属纳米线中等离激元模式特点, 我们用 FDTD 方法计算了该纳米线系统中电磁场分布. 计算系统为放置于半空间无限大硅片上的两银纳米线, 纳米线长度均 $10\ \mu\text{m}$ 但直径分别为 $260\ \text{nm}$ 和 $170\ \text{nm}$. 为使模拟结果尽可能接近真实, 设置激发光为垂直于纳米线轴向入射高斯光. 高斯

光束腰为 $1.5\ \mu\text{m}$ 、聚焦面积为 $1\ \mu\text{m}$, 偏振方向沿纳米线轴向. 模拟结果如图 1 (c) 和 (d) 所示, 电场不再沿纳米线表面对称分布, 一部分分布在衬底以上空间纳米线表面区域, 一部分分布在银纳米线与衬底之间. 这种模式是银纳米线基模在衬底影响下的杂化模式, 也是硅基-金属纳米线系统中等离激元传播的主要模式 [52].

金属纳米线系统中等离激元杂化模式的传播性质可以由传播长度、模式有效折射率和模式面积等物理量来表征. 它们的定义分别为: 传播长度即

$$L = 1/2\text{Im}\{\beta\}; \quad (8)$$

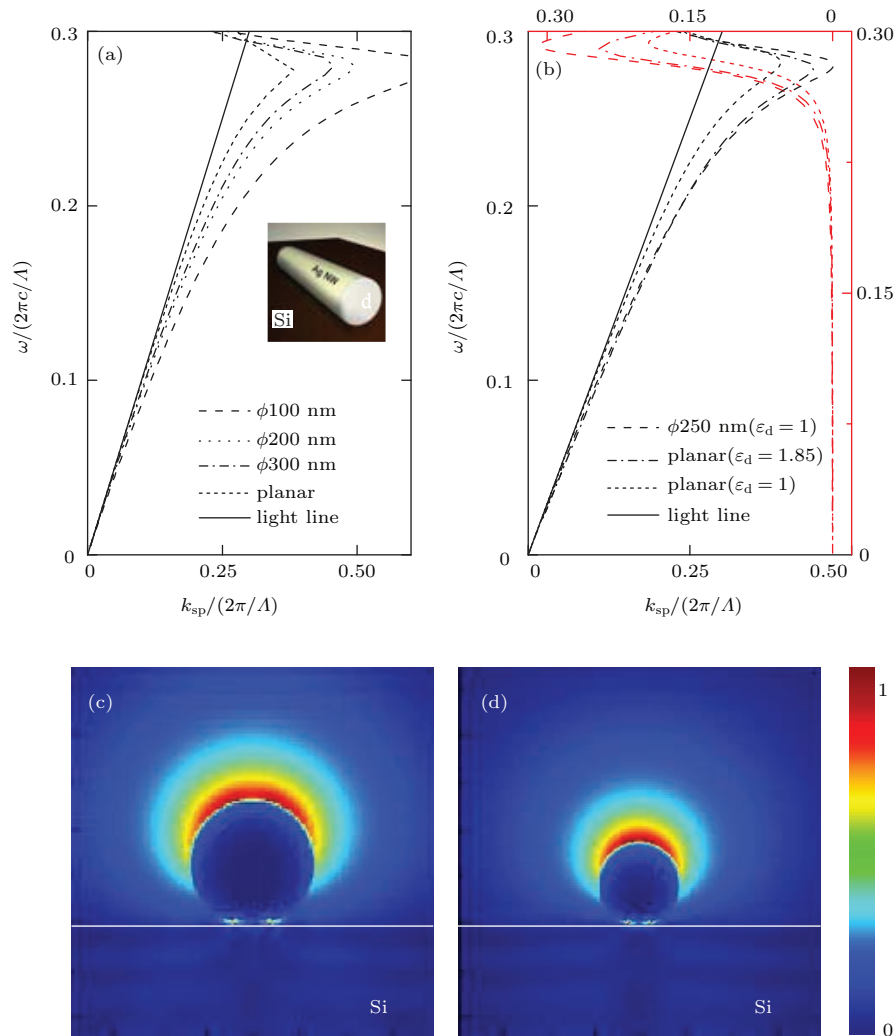


图 1 (a) 硅片上不同直径银纳米线以及银平面上等离激元色散关系; (b) 在不同衬底上以及银平面上的等离激元色散关系, 其中黑线对应的是波矢实部与频率之间的关系, 红线对应为波矢虚部与频率之间的关系; 硅片上直径分别为 (c) $\phi = 260\ \text{nm}$ 和 (d) $\phi = 170\ \text{nm}$ 的银纳米线中基模电场分布. 本图部分引自文献 [52] 的补充材料

Fig. 1. (a) The dispersion relationship of surface plasmon polaritons on silver nanowires with different diameters and on flat silver film; (b) the dispersion relationship of silver nanowires with diameter $\phi = 250\ \text{nm}$ on different substrate; electric field distribution of fundamental mode for silver nanowire on silicon substrate with diameter (c) $\phi = 260\ \text{nm}$ and (d) $\phi = 170\ \text{nm}$, respectively. Partially adapted from the supplementary of Ref. [52].

模式有效折射率即

$$n_{\text{eff}} = \beta/k_0; \quad (9)$$

以及有效模式面积即

$$A = A_m/A_0. \quad (10)$$

其中 β 为模式波矢, k_0 为真空中的波矢, $A_0 = \lambda^2/4$ 为自由空间中衍射极限下的最小模式面积, A_m 为纳米线上等离激元的模式面积, 即

$$A_m = \frac{W_m}{\max\{W(\rho, \theta)\}} \\ = \frac{1}{\max\{W(\rho, \theta)\}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2\pi} W(\rho, \theta) \rho d\rho d\theta, \quad (11)$$

其中 W_m 为电磁场能量, $W(\rho, \theta)$ 为系统总能量密度

$$W(\rho, \theta) = \frac{1}{2} \left(\frac{d(\varepsilon(\rho, \theta)\omega)}{d\omega} |E(\rho, \theta)|^2 + \mu_0 |H(\rho, \theta)|^2 \right). \quad (12)$$

计算结果如图 2(a) 所示, 可以看出较细的纳米线具有更小的模式面积, 因而具有更强的模式束缚能力. 图 2(b) 所示为不同衬底情况下银纳米线的有效折射率与传播长度, 可看出在空气中的纳米线具有最小的有效折射率和最大的传播长度, 而在硅片的情况与之相反, 说明高折射率衬底上的银纳米线具有更高的色散和更大的损耗.

近年来硅光电器件取得较大发展并已部分投入使用, 人们希望利用现有的硅基技术实现集成电路的进一步小型化和集成化, 然而大部分硅器件工作频段位于通讯波段 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. 已有研究表明, 绝缘体上硅 (silicon on insulator, SOI) 集成工艺有可能用于可见光频段光子器件的研制. 为了展示硅基-银纳米线作为等离激元器件的可行性, 本文对硅基-银纳米线与 SOI 上硅纳米线的光传输效果在可见光波段进行了对比. 考虑到半导体加工工艺中制备的的硅线大多为正方形或长方形, 我们在计算中将硅纳米线的横截面设为正方形. 我们设计置于硅片上的圆柱形银纳米线和置于 SOI 基底上的方形硅纳米线, 银纳米线的直径和硅纳米线的边长均为 170 nm , 长均为 $6 \mu\text{m}$. 在这两种结构中传播的光波长为 647 nm . 利用 FDTD 方法, 我们得到银纳米线和硅纳米线中该波长下的轴向电场分布, 分别如图 3(d) 和 (e) 所示. 可见在银纳米线的传播损耗更小, 传播距离更远. 图 3(b) 和 (c) 所示分别为该波在银纳米线和硅纳米线上的横向场分布, 可见

电场能量在散布在硅线周围而局域在银线表面附近, 因此银纳米线具有更好的传播性能. 两种纳米线的衰减可由用轴向电场强度 ($|E|^2$) 定量表征, 如图 3(a) 所示, 沿轴 $3 \mu\text{m}$ 处硅纳米线中的电场强度约为入射光的 $1/10$, 位于同样位置处银纳米线上的电场强度约为入射光的 $1/2$, 后者是前者的 5 倍. 由此可见, 硅基-银纳米线作为亚波长波导在可见光波段更具优势. 另外, 最近有研究指出, SOI 基底上的银纳米线也具有优良的传输性能, 有望成为另一种亚波长光波导 [74].

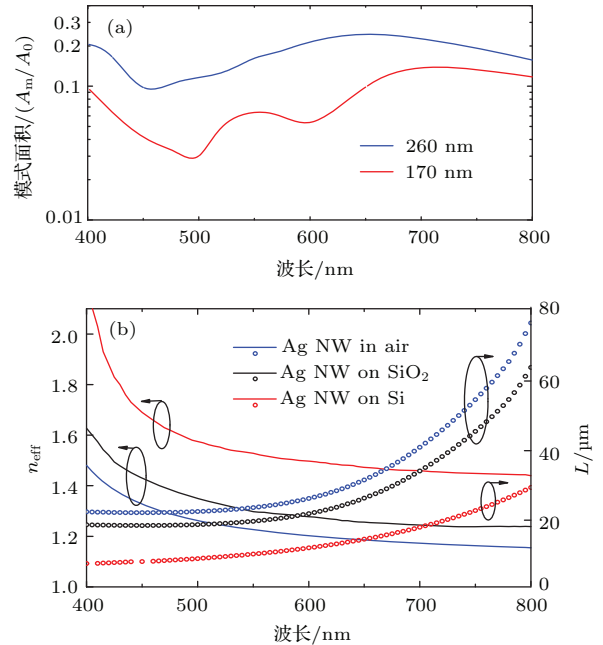


图 2 (a) 硅片上直径分别为 $\phi = 260 \text{ nm}$ 和 $\phi = 170 \text{ nm}$ 的银纳米线中等离激元模式面积; (b) 衬底分别为空气、二氧化硅和硅, 直径均为 $\phi = 170 \text{ nm}$ 的银纳米线中有效模式折射率 (n_{eff}) 与传播长度 (L) (本图部分引自文献 [52] 的补充材料)

Fig. 2. (a) The plasmonic mode area of silver nanowires on silicon substrate with diameter $\phi = 260 \text{ nm}$ and $\phi = 170 \text{ nm}$, respectively; (b) effective Mode index and propagation length of SP modes sustained by Ag nanowire with a diameter as 170 nm in air, on SiO_2 substrate, and on Si substrate, respectively. Partially adapted from the supplementary of Ref. [52].

由以上的讨论可知, 置于硅衬底上的光滑 (无结构) 银纳米线支持等离激元杂化模式的传播, 该模式被局域在银纳米线上部表面和银纳米线与衬底之间, 具有很小的模式面积和相对长的传播长度. 由图 2 可知, 对于波长为 647 nm 的等离激元模式, 其模式面积约为 $0.06A_0$ ($A_0 = \lambda^2/4$), 传播距离约为 $15 \mu\text{m}$. 这些参数表明银纳米线中等离激元杂化模式在可见区具有很好的传播性质.

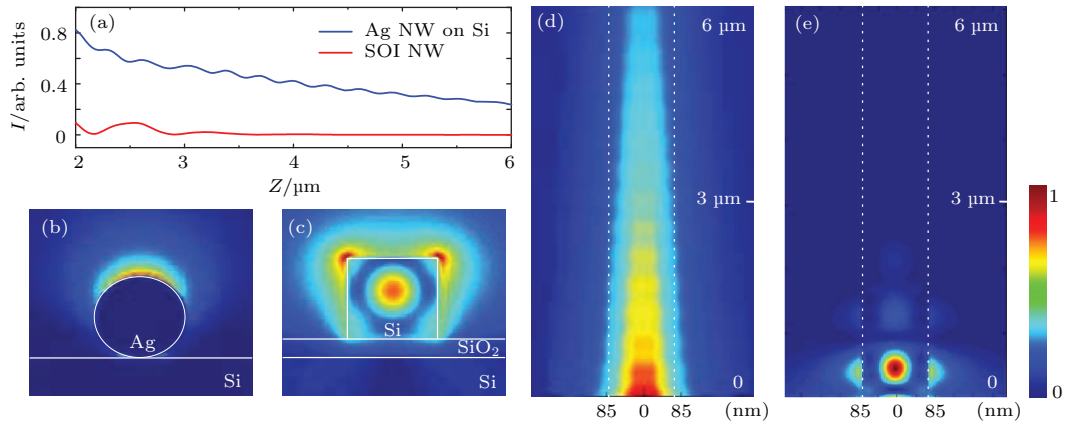


图3 有限元方法计算得到的硅片上直径为170 nm的银纳米线以及硅片上覆盖一层500 nm二氧化硅的边长为170 nm的硅纳米线中光学传输性质 (a) 沿着银纳米线(红线)和绝缘体上硅纳米线(红线)轴线的归一化光强 ($|E|^2$); (b) 银纳米线与 (d) 硅线的横截面电场分布; (c) 在银纳米线和 (e) 硅纳米线沿着轴向方向的电场分布 (本图部分引自文献 [52] 的补充材料)

Fig. 3. The FDTD calculations show optical propagation of a 170 nm-diameter Ag wire on Si substrate and a 170 nm-wide square Si wire on a 50 nm-thick SiO₂ layer coated on Si substrate, respectively, at the wavelength of $\lambda = 647$ nm. (a) Normalized electric-field intensity ($|E|^2$) of Ag nanowire (blue line) and SOI nanowire (red line) along the nanowires. Cross-sectional electric-field distribution in: (b) the Ag nanowire, and (d) the Si nanowire, respectively. And the electric-field distribution along: (c) the Ag nanowire, and (e) the Si nanowire, respectively. Partially adapted from the supplementary of Ref. [52]

3.2 具有微结构的金属纳米线系统

等离激元在传输过程中对金属表面结构非常敏感, 考虑到表面的微结构将可能有效地调制等离激元能带结构, 进而影响等离激元在系统中的传播行为, 我们接下来探讨具有微结构的金属纳米线系统中等离激元传播。

首先讨论具有周期性光栅结构的金属纳米线中等离激元能带结构。对于具有周期性光栅结构的金属纳米线, 考虑到其色散关系线型与平面情况类似, 我们利用RCWA方法来计算其等离激元

能带结构。我们计算了直径为260 nm的银纳米线上周期分别为520 nm和440 nm、宽度和深度均为30 nm的光栅结构的等离激元能带结构。结构示意图与计算的能带结构如图4所示, 周期为 $P = 520$ nm的光栅在520—540 nm, 605—630 nm有两个带隙, 周期为 $P = 440$ nm的光栅在570—600 nm有一个带隙。从物理上看, 等离激元带隙出现在 $n(\pi/P)$ 处(n 为整数), 即布里渊区边界, 带隙中等离激元受到强烈的反射而不能继续向前传输, 而带中等离激元能够穿过光栅结构而继续传输, 从而此光栅结构具有分光 and 滤波特性。

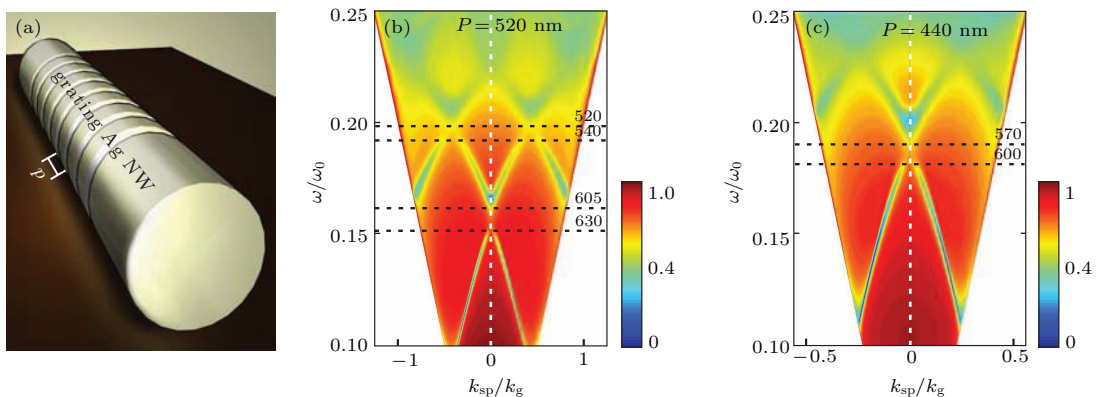


图4 (a) 具有光栅结构的纳米线示意图; (b) 具有空间周期为 $P = 520$ nm和(c) $P = 440$ nm光栅结构的纳米线的等离激元能带结构, 光栅条的宽度和深度都为30 nm, 纳米线的直径为260 nm, $k_g = 2\pi/P$, $\omega_0 = 2\pi c/a$, $a = 100$ nm, c 为真空中光速, 黑色虚线对应带边位置 (本图部分引自文献 [52] 的补充材料)

Fig. 4. (a) The schematic illustration of a corrugated nanowire; the band structure of corrugated nanowire with spatial period (b) $P = 520$ nm and (c) $P = 440$ nm, respectively, the depth and width of one slit are both 30 nm, and the diameter of the nanowire is 260 nm, $k_g = 2\pi/P$, $\omega_0 = 2\pi c/a$, $a = 100$ nm, and c the speed of light in vacuum, the dash black lines present the band edges. Partially adapted from the supplementary of Ref. [52].

不同周期的光栅具有不同的等离激元能带结构,因而能让不同频率的等离激元选择性通过或禁止通过.基于这一基本思想,我们在银纳米线上依次排列多个不同周期的级联光栅结构.当具有多种模式的等离激元沿纳米线传至第一个光栅处,频率位于导带中的等离激元通过该光栅继续传播,频率位于禁带中的等离激元被阻拦于该光栅入口附近;当通过第一个光栅的等离激元到达第二个光栅时,与之前类似,频率位于第二个光栅导带中的等离激元通过,频率位于禁带中的等离激元被阻拦.因此,纳米线上依次排列的不同周期光栅结构可以调控等离激元在纳米线中的传播.进一步地,被禁止通过的等离激元,由于带隙的存在而成为局域型等离激元.为了充分利用这部分等离激元所携带的信息,我们可以在光栅入口附近设置诸如纳米槽等结构,通过局域等离激元与纳米槽等结构的相互作用,将等离激元转化为自由空间光波输出.因此,具有级联光栅结构的金属纳米线能够将不同频率的等离激元在空间上分离并释放出来,实现亚波长空间分光.

基于以上分析,我们可以利用具有级联光栅结构的银纳米线来实现亚波长分光.如图6(a)所示,周期分别为520 nm和440 nm的光栅依次排列在纳米线表面(分别标记为grating1与grating2),在两个光栅之间与第一级光栅之前各引入一个V形纳米槽(分别标记为output1与output2),用来导出被光栅反射的局域等离激元.因此,grating1与grating2相当于等离激元滤波器,而output1与output2相当于等离激元发射器,将不能通过滤波器的等离激元释放出来.因此,当具有多个频率的可见光被汇聚到具有光栅结构的银纳米线输入端时,宽带等离激元被激发并沿着纳米线传播.之后,grating1允许频率位于导带中的等离激元通过而禁止频率位于带隙中的等离激元通过,被禁止的等离激元被output1散射出来.与此类似,能通过grating1而不能通过grating2的等离激元被output2散射出来,通过两个光栅的等离激元最后经output3释放.在这个过程中我们发现,能带调控将传播型等离激元转化为局域型等离激元,V形纳米槽将等离激元由局域模式转化为泄露模式,最终实现了空间分光功能.这个传输机理使得这种微结构金属纳米线具有独特的亚波长空间分光性质,可应用于亚波长空间分光器(position-sensitive spectral splitting)、解复用器(demultiplexer)和光信号输入/输出控制器

(light in/out coupling),等等.此外,该传输机理也展示,我们可以通过构造微纳结构来控制等离激元的传播与辐射、不同模式之间的等离激元转化、等离激元与物质之间的相互作用等.

4 实验结果和讨论

我们在实验上首先研究硅片上银纳米线中等离激元传播性质.我们选用化学方法合成的长约10 μm 的银纳米线,通过旋涂方法分散到去除氧化层的硅片上.实验测量装置如图5(a)所示,实验中的光源为多线激光器(Spectra-Physics Laser, 2018-RM, 主要谱线为647 nm, 568 nm, 530 nm, 520 nm, 514 nm和488 nm),通过自由光路的方法将入射激光由显微镜(Olympus BX51)汇聚到纳米线端面,之间经过偏振片和扩束器等光学元件对光束进行调制,使之具有良好的光束形状和偏振方向,同时利用反射共聚焦方式,散射光通过半透半反片后被CCD和光谱仪接收.实验采集CCD拍摄照片如图5(b)—(d)所示,其中较大的亮斑来自于被反射和散射的入射光,较小的亮点为等离激元沿纳米线传播至另一端后经由端面散射的散射光,该照片展示了自由空间的光在银纳米线端面耦合等离激元、沿银纳米线传至另一端、再次耦合自由空间的光等物理过程,该实验证实了上文中的理论分析.图5(e)中所示为输出端的散射光光谱,光谱中包括激光器主要谱线及其他杂线,展示银纳米线中等离激元宽带传播特性.

实验上,我们进一步制备出具有级联光栅结构的银纳米线,并证实其空间分光的性质.我们选择分散到硅片上的银纳米线,利用聚焦离子束刻蚀(Focus Ion Beam, Helios Nanolab 600i)方法在纳米线上依次刻蚀周期分别为 $P = 440$ nm和 $P = 520$ nm的光栅结构,光栅宽度和深度控制在30 nm左右.最后在预留位置刻蚀V形槽,以增大耦合输出效率.样品结构如图6(b)所示,其中放大了光栅凹槽和V形槽部分.

显微镜将激光器多个光谱线同时聚焦在纳米线的输入端,被激发的等离激元沿纳米线传播.通过物镜收集各个输出端口的散射光,由光谱仪分析其频率成分,同时CCD采集实时照片.图6(d)—(f)中黑色线为输出光的实验光谱,红色线为计算结果,从图中可以看出实验结果与计算结

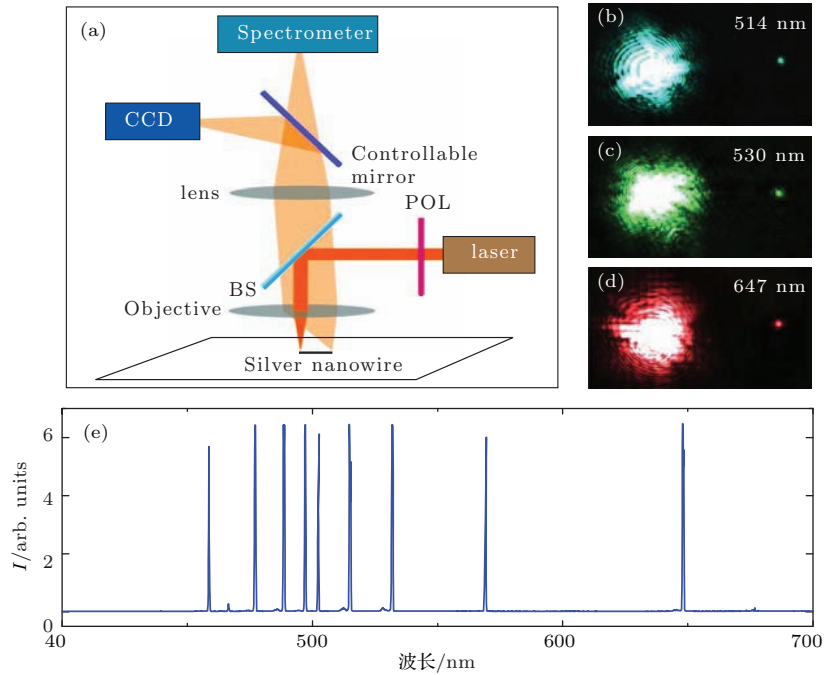


图5 (a) 测量装置示意图(其中POL与BS分别代表偏振片与分束片)不同入射激光下硅片为衬底的银纳米线中光传播的显微镜照片,波长分别为(b) 514 nm, (c) 530 nm, (d) 647 nm; (e) 多线激光(波长主要包括488 nm, 514 nm, 520 nm, 530 nm, 568 nm和647 nm)入射8 μm 长的银纳米线时实验测量得到的光谱(本图部分引自文献[52]的补充材料)

Fig. 5. (a) Schematic of measurement system, and POL and BS represent polarizer and beam splitter, respectively; Microscopic images taken by CCD for illuminated laser source with wavelength as (b) 514 nm; (c) 530 nm; (d) 647 nm, respectively; (e) measured output spectra of a silver nanowire with length around 8 μm under multiple lasers illumination with the wavelengths as 488 nm, 514 nm, 520 nm, 530 nm, 568 nm, 647 nm. Partially adapted from the supplementary of Ref. [52].

果符合得很好. 如图6(d)所示, 在output1处, 测量光谱与计算结果中568 nm波长的光占主要成分, 在图6(c)中显示为output1处的黄色亮点; 如图6(e)所示, 在output2处, 530 nm左右波长的光占主要成分, 在图6(c)中显示为output2处的绿色亮点; 由output3输出的光谱如图5(f)所示, 主要成分为红色. 从图6(d)—(f)中我们注意到output1, output2, output3处输出光强的实验值低于理论预期, 并且测量光谱与计算结果之间也有一定偏差. 对此我们分析如下三个原因导致这些偏差: 1) 实验中银纳米线表面不平整, 如缺陷、破损、杂质污染等, 增加了等离激元的传输损耗; 2) 实验中银纳米线不是标准的圆柱状. 化学方法合成的银纳米线横截面多为五边形[75], 与计算中的圆柱模型有偏差; 3) 硅衬底为能量泄露提供了额外的途径. 硅衬底造成的能量泄露体现在两个方面, 即高折射率材料本身对光波的吸收, 以及等离激元在高折射率衬底和纳米线构成的新系统中以杂化模式存在, 较无衬底(或低折射率衬底上)纳米线的零阶对称模式有更大损耗. 尽管如此, 实验中我们仍采用硅片作为纳米线的衬底, 使得该纳米线系统与半导体工

艺相兼容, 从而为纳米线等离激元器件的实用化提供可能性.

以上实验测量和计算结果表明, 金属纳米线可以作为一种宽带等离激元波导, 并且具有微结构的金属纳米线可以将不同频率的光在微小空间分离, 实现亚波长分光. 我们知道分光器件的光谱分离性能可以用边带抑制(side-band suppression)和耦合效率(coupling efficiency)等来表征. 所谓边带抑制即指信号被抑制后的强度与原始信号强度之间的比值, 对应某个频段的边带抑制反映了器件对该频段信号的调制能力[76,77]. 在我们的银纳米线系统中, 边带抑制可由 $S_{\text{dB}} = -10 \log_{10}[I(\lambda)/I_0(\lambda)]$ 给出, 其中 $I(\lambda)$ 是波长 λ 的光在output1或output2处的散射光强, $I_0(\lambda)$ 是在相同尺寸但表面光滑(无结构)纳米银线上同样位置处的光强度. 分析表明, 图5(a)所示纳米线结构在output1处 $S_{\text{dB}} = 28 \text{ dB}$ ($\lambda = 568 \text{ nm}$), 在output2处 $S_{\text{dB}} = 26 \text{ dB}$ ($\lambda = 520 \text{ nm}$). 通过改变银纳米线直径, 该系统的边带抑制 S_{dB} 能被大幅度提高. 另一方面, 耦合效率也是表征分光器件的一个重要指标, 我们所讨论的微结构银纳米线

的耦合效率可以定义为 $\eta(\lambda) = P(\lambda)/P_0(\lambda)$, 其中 $P_0(\lambda)$ 是纳米线上波长 λ 的光的初始强度, $P(\lambda)$ 为银纳米线上 output1 或 output2 处该光的散射强度. 研究表明, 该纳米线结构在 output1 处耦合效率为 $\eta_1 = 74\%$ ($\lambda = 568 \text{ nm}$); 在 output2 处耦合效率 $\eta_2 = 17\%$ ($\lambda = 530 \text{ nm}$). 从耦合效率上看, 该纳米线结构中三个空间位置处的光波输出能量呈递减趋势, 主要原因如下: 首先, 等离子激元在传播过程中存在较强的能量损耗. 为了减小这种损耗, 制备

样品时应尽量避免缺陷和污染. 值得一提的是, 单晶材料, 如化学合成的纳米线等^[66], 能从根本上减少等离子激元的损耗. 其次, 等离子激元通过 V 形纳米槽耦合输出时也存在能量损耗. 事实上, 等离子激元与纳米结构相互作用时总伴有能量损耗, 但可以通过优化纳米槽的几何结构等来进一步提高耦合效率. 此外, 将量子点附着于纳米线表面^[43], 通过光与物质相互作用能将衰减携带的能量转移到远场, 也可以提高器件效率.

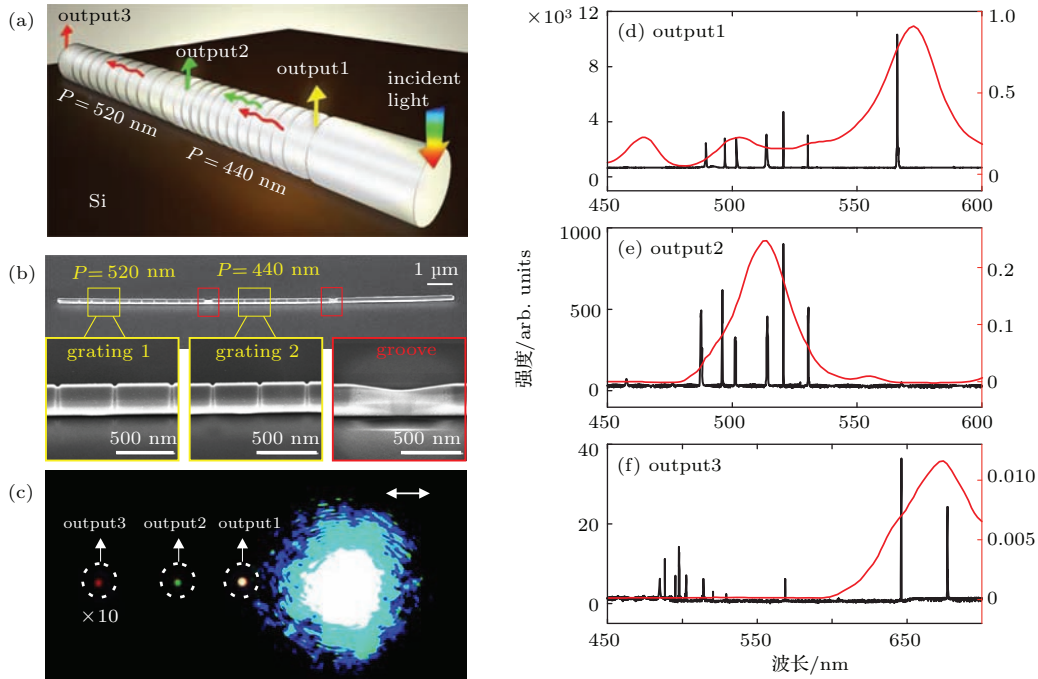


图 6 (a) 具有级联纳米结构的银纳米线示意图 (其中光栅周期分别为 $P = 440 \text{ nm}$ (标记为 grating1), 和 $P = 520$ (标记为 grating2), 两个槽分别标示为 output1 和 output2); (b) 具有级联结构的纳米银线样品的各部分扫描电子显微镜照片 (周期为 $P = 520 \text{ nm}$ 的光栅结构 (左图), 周期为 $P = 440 \text{ nm}$ 的光栅结构 (中图), 单个槽 (右图)); (c) 多线激光从纳米线最右端照射得到的显微发光照片 (由白色虚线圆标注的亮点对应的是光从 output1, output2 和 output3 中散射出来. 白色双箭头部分代表入射光偏振方向); (d)–(f) 分别对应 output1, output2 和 output3 处的散射光谱实验值 (黑线) 与计算值 (红线)(本图引自文献^[52] 的补充材料)

Fig. 6. (a) Schematic illustration of a silver nanowire with cascading corrugation with period $P = 440 \text{ nm}$ (termed as grating 1) and $P = 520 \text{ nm}$ (termed as grating 2), respectively. Two grooves are marked as output 1 and output 2, respectively; (b) SEM images of the configuration of the structures: corrugations with $P = 520 \text{ nm}$ (left), corrugations with $P = 440 \text{ nm}$ (middle), and one groove (right). (c) Emission micrograph of the structured nanowire illuminated by a multiple-wavelength laser beam from the input end (right most). The bright spots marked by the dash white circles indicate the light scattered from grooves as output 1, output2 and output 3. The white double-arrow segment indicates the polarization direction of the input beam. (d)–(f) Experimental (black lines) and calculated (red lines) scattered light spectra taken from sites output 1, output 2 and output 3, respectively. Adapted from the supplementary of Ref. [52].

5 结 论

本文以硅基微结构纳米银线为例探讨了微结构金属纳米线系统中表面等离子激元传播规律和亚波长分光性质. 我们从理论上给出了该金属纳米线系统中等离子激元的色散关系和能带特征, 并在实验中制备出一些硅基微结构银纳米线, 实验展示其将

不同频率的光在微小空间分离的特性. 该研究结果在多功能集成的光子芯片、芯片光谱仪、亚波长波分复用材料和器件等方面颇具应用前景.

本文为“纪念南京大学物理学科成立 100 周年”专辑而撰稿, 故相关研究工作主要提及了我们课题组所涉及的内容, 期望借此机会与同仁们共勉, 也特别感谢同仁们长期的支持和帮助.

参考文献

- [1] Ritchie R H 1957 *Phys. Rev.* **106** 874
- [2] Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W 2003 *Nature* **424** 824
- [3] Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, Thio T, Wolff P A 1998 *Nature* **391** 667
- [4] Tang Z H, Peng R W, Wang Z, Wu X, Bao Y J, Wang Q J, Zhang Z J, Sun W H, Wang M 2007 *Phys. Rev. B* **76** 195405
- [5] Bao Y J, Peng R W, Shu D J, Wang M, Lu X, Shao J, Lu W, Ming N B 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 087401
- [6] Gao F, Li D, Peng R W, Hu Q, Wei K, Wang Q J, Zhu Y Y, Wang M 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 011104
- [7] Li D, Qin L, Xiong X, Peng R W, Hu Q, Ma G B, Zhou H S, Wang M 2011 *Opt. Express* **19** 22942
- [8] Xu H X, Bjerneld E J, Käll M, Börjesson L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 4357
- [9] Xu H X, Aizpurua J, Käll M, Apell P 2000 *Phys. Rev. E* **62** 4318
- [10] Garcia-Vidal F J, Pendry J B 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 1163
- [11] Fang N, Lee H, Sun C, Zhang X 2005 *Science* **308** 534
- [12] Kawata S, Inoué Y, Verma P 2009 *Nat. Photon.* **3** 388
- [13] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [14] Qin L, Zhang K, Peng R W, Xiong X, Zhang W, Huang X R, Wang M 2013 *Phys. Rev. B* **87** 125136
- [15] Zhang K, Wang C, Qin L, Peng R W, Xu D H, Xiong X, Wang M 2014 *Opt. Lett.* **39** 3539
- [16] Xiong X, Sun W H, Bao Y J, Peng R W, Wang M, Sun C, Lu X, Shao J, Li Z F, Ming N B 2009 *Phys. Rev. B* **80** 201105
- [17] Xiong X, Sun W H, Bao Y J, Wang M, Peng R W, Sun C, Lu X, Shao J, Li Z F, Ming N B 2010 *Phys. Rev. B* **81** 075119
- [18] Xiong X, Wang Z W, Fu S J, Wang M, Peng R W, Hao X P, Sun C 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 181905
- [19] Jiang S C, Xiong X, Sarriugarte P, Jiang S W, Yin X B, Wang Y, Peng R W, Wu D, Hillenbrand R, Zhang X, Wang M 2013 *Phys. Rev. B* **88** 161104
- [20] Xiong X, Xue Z H, Meng C, Jiang S C, Hu Y H, Peng R W, Wang M 2013 *Phys. Rev. B* **88** 115105
- [21] Xiong X, Jiang S C, Hu Y H, Peng R W, Wang M 2013 *Adv. Mater.* **25** 3994
- [22] Jiang S C, Xiong X, Hu Y S, Hu Y H, Ma G B, Peng R W, Sun C, Wang M 2014 *Phys. Rev. X* **4** 021026
- [23] Gonzalez M U, Weeber J C, Baudrion A L, Dereux A, Stepanov A L, Krenn J R, Devaux E, Ebbesen T W 2006 *Phys. Rev. B* **73** 155416
- [24] Xu D H, Zhang K, Shao M R, Wu H W, Fan R H, Peng R W, Wang M 2014 *Opt. Express* **22** 25700
- [25] Zhang Z J, Peng R W, Wang Z, Gao F, Huang X R, Sun W H, Wang Q J, Wang M 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 171110
- [26] Kosako T, kadoya Y, Hofmann H F 2010 *Nat. Photon.* **4** 312
- [27] Curto A G, Volpe G, Taminiau T H, Kreuzer M P, Quidant R, Hulst N F V 2010 *Science* **329** 930
- [28] Oulton R F, Sorger V J, Zentgraf T, Ma R M, Gladden C, Dai L, Bartal G, Zhang X 2009 *Nature* **461** 629
- [29] Ma R M, Oulton R F, Sorger V J, Bartal G, Zhang X 2011 *Nat. Mater.* **10** 110
- [30] Huang X R, Peng R W, Fan R H 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 243901
- [31] Alu A, D'Aguanno G, Mattiucci N, Bloemer M J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 123902
- [32] Fan R H, Peng R W, Huang X R, Li J, Liu Y M, Hu Q, Wang M, Zhang X 2012 *Adv. Mater.* **24** 1980
- [33] Fan R H, Zhu L H, Peng R W, Huang X R, Qi D X, Ren X P, Hu Q, Wang M 2013 *Phys. Rev. B* **87** 195444
- [34] Fan R H, Li J, Peng R W, Huang X R, Qi D X, Xu D H, Ren X P, Wang M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 171904
- [35] Shen Y C, Ye D X, Celanovic I, Johnson S G, Joannopoulos J D, Soljacic M 2014 *Science* **343** 1499
- [36] Ren X P, Fan R H, Peng R W, Huang X R, Xu D H, Zhou Y, Wang M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 045111
- [37] Fan R H, Zhou Y, Ren X P, Peng R W, Jiang S C, Xu D H, Xiong X, Huang X R, Wang M 2014 *Adv. Mater.* **27** 1201
- [38] Cubukcu E, Zhang S, Park Y S, Bartal G, Zhang X 2009 *Appl. Phys. Lett.* **95** 043113
- [39] Chang C C, Sharma Y D, Kim Y S, Bur J A, Shenoit R V, Krishna S, Huang D H, Lin S Y 2010 *Nano Lett.* **10** 1704
- [40] Alu A, Engheta N 2006 *Phys. Rev. B* **74** 205436
- [41] Compajien P J, Malyshev V A, Knoester J 2013 *Phys. Rev. B* **87** 205437
- [42] Wei H, Wang Z X, Tian X R, Kall M, Xu H X 2011 *Nat. Comm.* **2** 387
- [43] Wei H, Li Z P, Tian X R, Wang Z X, Cong F Z, Liu N, Zhang S P, Nordlander P, Halas N J, Xu H X 2011 *Nano Lett.* **11** 471
- [44] Fu Y L, Hu X Y, Lu C C, Yue S, Yang H, Gong Q H 2012 *Nano Lett.* **12** 5784
- [45] Drezet A, Koller D, Hohenau A, Leitner A, Aussenegg F R, Krenn J R 2007 *Nano Lett.* **7** 1697
- [46] Fang Y R, Li Z P, Huang Y Z, Zhang S P, Nordlander P, Halas N J, Xu H X 2010 *Nano Lett.* **10** 1950
- [47] Wang G X, Lu H, Liu X M, Mao D, Duan L N 2011 *Opt. Express* **19** 3513
- [48] Lerman G M, Yanai A, Levy U 2009 *Nano Lett.* **9** 2139
- [49] Li L, Li T, Wang S M, Zhang C, Zhu S N 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 126804
- [50] Li L, Li T, Wang S M, Zhu S N 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 046807
- [51] Falk A L, Koppens F H L, Yu C L, Kang K, Snapp N D L, Akimov A V, Jo M H, Lukin M D, Park H K 2009 *Nat. Phys.* **5** 475
- [52] Hu Q, Xu D H, Zhou Y, Peng R W, Fan R H, Fang N X, Wang Q J, Huang X R, Wang M 2013 *Sci. Rep.* **3** 3095
- [53] Maier S A 2007 *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (New York: Springer) pp25–34

- [54] Bozhevolnyi S I 2009 *Plasmonic Nanoguides and Circuits* (Singapore: Pan Stanford Publishing Pte. Ltd.) pp1–30
- [55] Holmgaard T, Bozhevolnyi S I 2007 *Phys. Rev. B* **75** 245405
- [56] Krasavin A V, Zayats A V 2008 *Phys. Rev. B* **78** 045425
- [57] Gramotnev D K, Pile D F P 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 6323
- [58] Jin E X, Xu X F 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 111106
- [59] Oulton R F, Sorger V J, Genov D A, Pile D F P, Zhang X 2008 *Nat. Photon.* **2** 496
- [60] Yang X D, Liu Y M, Oulton R F, Yin X B, Zhang X 2011 *Nano Lett.* **11** 321
- [61] Ditlbacher H, Hohenau A, Wagner D, Kreibig U, Rogers M, Hofer F, Aussenegg F R, Krenn J R 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 257403
- [62] Guo X, Qiu M, Bao J M, Wiley B J, Yang Q, Zhang X N, Ma Y G, Yu H K, Tong L M 2009 *Nano Lett.* **9** 4515
- [63] Zhang S P, Wei H, Bao K, Hakanson U, Halas N J, Nordlander P, Xu H X 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 096801
- [64] Wu X Q, Xiao Y, Meng C, Zhang X N, Yu S L, Wang Y P, Yang C X, Guo X, Ning C Z, Tong L M 2013 *Nano Lett.* **13** 5654
- [65] Yu H K, Fang W, Wu X Q, Lin X, Tong L M, Liu W T, Wang A M, Shen Y R 2014 *Nano Lett.* **14** 3487
- [66] Wu Z, Li H M, Xiong X, Ma G B, Wang M, Peng R W, Ming N B 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 041120
- [67] Vahala K J 2003 *Nature* **424** 839
- [68] Min B, Ostby E, Sorger V, Ulin-Avila E, Yang L, Zhang X, Vahala K 2009 *Nature* **457** 455
- [69] Stratton J A 1941 *Electromagnetic Theory*(New York: McGraw-Hill Book Company Inc) pp349-361
- [70] Moharam M G, Grann E B, Pommet D A 1995 *J. Opt. Soc. Am. A* **12** 1068
- [71] Rakic A D, Djuricic A B, Elazar J M, Majewski M L 1998 *Appl. Opt.* **37** 5271
- [72] Palik E D 1998 *Handbook of Optical Constants of Solids* (San Diego: Academic Press)
- [73] Li Z P, Bao K, Fang Y R, Guan Z Q, Halas N J, Nordlander P, Xu H X 2010 *Phys. Rev. B* **82** 241402
- [74] Zhang S P, Xu H X 2012 *ACS Nano* **6** 8128
- [75] Wei H, Zhang S P, Tian X R, Xu H X 2013 *PNAS* **110** 4494
- [76] Frankel M Y, Esman R D 1998 *J. Lightwave Technol.* **16** 859
- [77] Nguyen H G, Cabon B, Poette J, Yu Z, Fonjallaz P Y 2009 *IEEE RWS* **590**

Special Issue: Celebrating 100 anniversary of physical science in Nanjing University

Plasmonic propagation and spectral splitting in nanostructured metal wires*

Xu Di-Hu¹⁾ Hu Qing¹⁾²⁾ Peng Ru-Wen^{1)†} Zhou Yu¹⁾ Wang Mu¹⁾

1) (National Laboratory of Solid State Microstructures and School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

2) (Department of Mechanical Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, Massachusetts 02139, USA)

(Received 5 February 2015; revised manuscript received 16 April 2015)

Abstract

Due to the coupling of photons with the electrons at a metal-dielectric interface, surface plasmons (SPs) can achieve extremely small wavelengths and highly localized electromagnetic fields. Hence, plasmonics with subwavelength characteristics can break the diffraction limit of light, and thus has aroused great interest for decades. The SP-inspired research, in the application aspect, includes extraordinary optical transmission, surface enhanced Raman spectroscopy, sub-wavelength imaging, electromagnetic induced transparency, perfect absorbers, polarization switches, etc.; and in the fundamental aspect, includes plasmon-mediated light-matter interaction, such as plasmonic lasing, plasmon-exciton strong coupling, etc.

Recently a series of studies has been performed to push the dimensions of plasmonic devices into deep subwavelength by using nanowires. The chemically synthesized metallic nanowires have good plasmonic properties such as low damping. The reported silver nanowire structures show great potential as plasmonic devices for communication and computation. Now we develop the nanostructured metal wires for plasmonic splitters based on the following considerations. One is that we introduce cascade nano-gratings on a metallic nanowire, enabling a single nanowire to act as a spectral splitting device at subwavelength; and the other is that we use silicon as a substrate for the metallic nanowire, making the plasmonic nanowire device compatible with silicon based technologies.

In this paper, we continue and develop our previous work on position-sensitive spectral splitting with a plasmonic nanowire on silicon chip (see *Scientific Reports* (2013) **3** 3095). The three parts are organized as follows. In the first part, we derive analytically the dispersion relation of the SPs in a suspended silver nanowire based on Maxwell equations. In the second part, we place a silver nanowire in the silicon substrate, and use the finite-element method (FEM) to obtain the dispersion relation of the SPs for the practical applications. The calculations show that the SP mode can be confined better in this system, howbeit with larger loss. Starting from the dispersion relation, we then calculate the mode area, the propagation length and the effective index of the SP modes, with respect to the nanowire dimension and the substrate materials. It is shown that a thinner nanowire has smaller mode area and a higher-index substrate induces larger loss. We also perform the finite-difference time-domain (FDTD) simulation to investigate the electromagnetic field distribution in this system. We find that the SP mode is mainly confined around the top surface of the nanowire, and in the crescent gap between the nanowire and the substrate. In the third part, we demonstrate both experimentally and theoretically that the silver nanowire

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11034005, 61475070, 11474157), and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921502).

† Corresponding author. E-mail: rwpeng@nju.edu.cn

with two cascaded gratings can act as a spectral splitter for sorting/demultiplexing photons at different spacial locations. The geometry of the grating is optimized by rigorous coupled wave analysis (RCWA) calculation. The carefully designed gratings allow the SPs with the frequencies in the plasmonic band and prohibit the SPs with the frequencies in the plasmonics bandgap. Those prohibited SPs are emitted out through a single groove in front of each grating. Both the detected images and the measured optical spectra demonstrate that the SPs with different colors can be emitted at different grooves along a single nanowire. Thus the structured metal nanowire shows potential applications in position-sensitive spectral splitting and optical signal processing on a nanoscale, and provides a unique approach to integrating nanophotonics with microelectronics.

Keywords: plasmonics, nanostructured metal wires, spectra splitting

PACS: 78.67.-n, 68.65.-k, 42.70.Qs, 42.79.-e

DOI: [10.7498/aps.64.097803](https://doi.org/10.7498/aps.64.097803)