

# V形开口纳米银圆管阵列的透射特性及其传感性能的数值研究

林世杰 沈 杨 金崇君

中山大学物理科学与工程技术学院, 光电材料与技術国家重点实验室, 广东 广州 510275

**摘要** 提出了一种具有V形开口的三维纳米银圆管阵列结构,这种结构可被应用于折射率传感器中。利用时域有限差分法对V形开口纳米银圆管阵列的透射特性进行研究。结果表明:当入射光的电场偏振方向垂直于开口的方向时,在可见光和近红外波段的透射光谱上存在3个共振透射峰,分别对应着一个传导型表面等离子体共振(PSPR)模式和两个不同机理的局域表面等离子体共振(LSPR)模式。讨论了阵列周期、圆管直径、圆管高度和圆管顶部缝隙大小等参数对透射峰的波长以及半峰全宽(FWHM)的影响。通过调谐结构参数,优化V形开口纳米银圆管阵列的LSPR传感性能,得到最大高达13.2的品质因子。

**关键词** 表面光学; 传感器; 品质因子; 时域有限差分法; 局域表面等离子体共振

中图分类号 O539 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP52.052402

## Numerical Study on the Transmission Properties and Sensing Performance of a Periodic Array of V-Type Opened Silver Tubes

Lin Shijie Shen Yang Jin Chongjun

State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, School of Physics and Engineering,  
Sun Yat-Sen University, Guangzhou, Guangdong 510275, China

**Abstract** A periodic array of V-type opened silver tubes is proposed to serve as a refractive index sensor. The transmission properties of this structure are investigated via the finite-difference time domain method. Simulation results show that the transmission spectra of this structure have three tunable peaks when the electric field of the incident light is perpendicular to the gap. The peaks are induced by the propagating surface plasmon resonance (PSPR) at the silver-quartz interface and two different localized surface plasmon resonances (LSPR), respectively. The influences of structure parameters, such as array period, the tube diameter, height and gap width, on the transmission peak wavelength and full-width at half-maximum (FWHM) are analyzed. By optimizing the structure, it can serve as a LSPR sensor with a figure of merit of 13.2.

**Key words** optics at surfaces; sensors; figure of merit; finite difference time domain; localized surface plasmon resonance

**OCIS codes** 240.6680; 260.3910; 280.4788

## 1 引言

近年来,贵金属周期性纳米结构由于其独特的电磁学性质而受到广泛关注。激发光入射到贵金属周期性纳米结构的表面时,诱导金属自由电子发生集体震荡,产生传导型表面等离子体共振(PSPR)效应和局域表面等离子体共振(LSPR)效应<sup>[1-2]</sup>。PSPR和LSPR都具有场局域化和近场增强的独特性质。基于这些特性,贵金属周期性纳米结构可以被应用到生物传感<sup>[3]</sup>、表面增强拉曼散射<sup>[4]</sup>和集成光子器件<sup>[5-6]</sup>等领域。

PSPR效应受到结构的金属材料、电介质材料和结构周期的影响;而LSPR效应则由结构的形状、尺寸、

收稿日期: 2014-11-04; 收到修改稿日期: 2014-12-03; 网络出版日期: 2015-05-07

基金项目: 国家自然科学基金(11374376,11174374)、广东省教育厅重点创新项目(2012CXZD0001)

作者简介: 林世杰(1989—),男,硕士研究生,主要从事表面等离子体微纳结构方面的研究。

E-mail: linshij2@mail2.sysu.edu.cn

导师简介: 金崇君(1969—),男,教授,博士生导师,主要从事纳微光子学和表面等离子体在生物医学、环境探测器上应用等方面的研究。E-mail: jinchun@mail.sysu.edu.cn

材料以及环境介质的折射率决定。当结构的形状和材料已确定, PSPR效应可以通过改变结构周期来改变表面等离子体共振波长, 而LSPR效应可以通过改变结构尺寸来调制。LSPR效应对结构周围环境介质的变化非常敏感, LSPR透射峰的波长的变化可以反应出环境介质折射率的变化<sup>[7]</sup>, 因此, LSPR可以被应用到折射率传感中。与传统的PSPR传感器相比, LSPR传感器具有结构简单、成本低、生物亲和性良好等优点<sup>[8]</sup>。然而, 由于LSPR效应的共振峰的线宽一般较大, LSPR传感器的品质因子(FOM)一般都比基于PSPR的传感器小1~2个数量级<sup>[9-11]</sup>, 这限制了LSPR在折射率传感上的应用。FOM是衡量传感器性能的一个重要指标, 定义为共振透射峰的折射率灵敏度与半峰全宽(FWHM)的比值。

为了提高LSPR传感器的FOM, 一种方法是使结构中局域化的区域充分暴露于环境介质中, 从而提高传感器的折射率灵敏度<sup>[12-13]</sup>; 另一种方法是减小LSPR谐振峰的FWHM, 其中一种有效的方式是使局域表面等离子体模与另外一种共振模发生耦合, 从而得到更小的谱线宽度<sup>[14-16]</sup>。

本文提出了一种具有V形开口的三维中空纳米银圆管阵列结构。利用基于时域有限差分方法(FDTD)的FDTD Solutions软件对该结构进行数值模拟, 分析了当入射光的电场偏振方向垂直于开口的方向时, 透射光谱上的3个共振峰的产生机理。研究了阵列周期、圆管直径、高度和顶部缝隙大小等参数对共振透射峰的影响, 并通过改变结构参数来调控LSPR模式, 得到了线宽较窄的透射峰。经过结构优化后, 这种结构的LSPR传感灵敏度可达715.7 nm/RIU(RIU表示单位折射率), 而相应的品质因子可高达13.2。

## 2 V形开口纳米银圆管阵列的模拟模型

### 2.1 V形开口纳米银圆管阵列的设计

具有缝隙结构的金属纳米结构由于在缝隙处电磁场得到极大的增强, 所以对介质折射率的改变敏感度很高<sup>[17-18]</sup>; 三维悬空的中空结构可充分接触周围介质环境, 具有较高的折射率灵敏度。基于上述考虑并结合现有的制备工艺, 设计了一种具有V形开口的三维中空纳米银圆管阵列结构, 命名为V形开口纳米银圆管阵列。

利用全息干涉光刻法和阴影金属沉积法<sup>[19]</sup>, 提出一种制备V形开口纳米银圆管阵列的方法, 制备流程(见图1)如下: 1) 在石英片上先后涂覆上聚丙烯酸(PAA)牺牲层、聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)保护层和光刻胶层(PR); 2) 通过两次正交的双光束曝光方法在光刻胶层上制备四方晶格的圆形孔阵(步骤A), 孔的深度由光刻胶的厚度决定, 圆孔的直径可通过改变曝光剂量来调控; 3) 两次金属银的阴影蒸镀, 从一个方向以角度 $\theta_1$ 斜镀银(步骤B), 再从相反方向以角度 $\theta_2$ 斜镀银(步骤C), 在圆柱形孔的底部和侧面形成了纳米缝隙, 纳米缝隙的大小与圆孔的深度、直径以及两次斜镀银的角度 $\theta_1$ 和 $\theta_2$ 有关, 在实际的镀膜过程中, 电子束镀膜机的蒸镀方向保持不变, 可通过把样品固定到不同角度的斜劈上来改变斜镀银的角度; 4) 利用去离子水溶

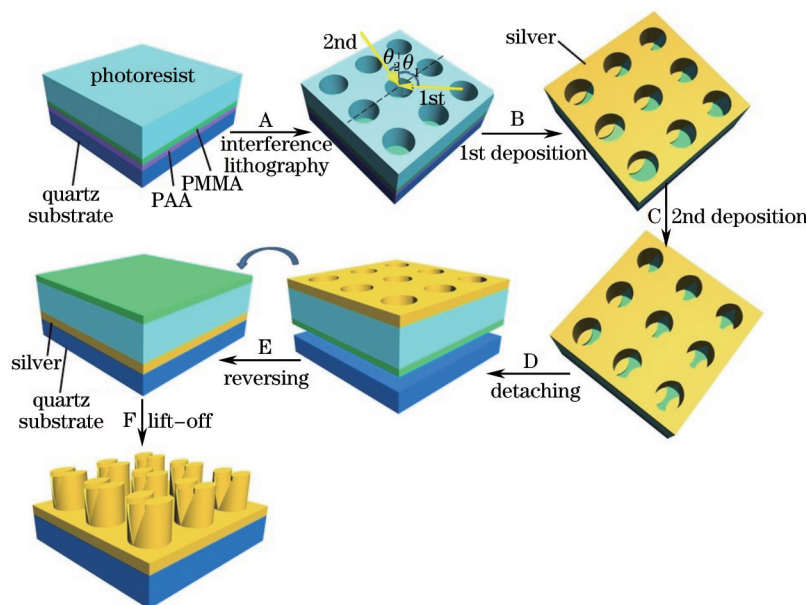


图1 V形开口纳米银圆管阵列的制备流程示意图

Fig.1 Schematic diagram for the fabrication of a periodic array of V-type opened silver tubes

解 PAA 牺牲层,使样品完全脱离石英片基底(步骤 D);5)翻转样品,把样品转移到另外一片干净的石英片上(步骤 E);6)去除 PR 和 PMMA 保护层,得到 V 形开口纳米银圆管阵列(步骤 F)。

## 2.2 数值模拟模型

利用基于 FDTD 方法的 FDTD Solutions 软件对 V 形开口纳米银圆管阵列进行数值模拟所采用的模型如图 2(a)所示。石英基底上表面是一层布满四方晶格棱形孔阵的银薄膜,圆管侧面具有一对 V 形缝隙,圆管的顶部有一个双曲线形的缝隙。制备过程中两次金属沉积分别以角度  $\theta_1$  和  $\theta_2$  进行蒸镀,如图 2(b)所示,由于阴影效应,光刻胶层中圆柱形孔的侧面和底面有部分没有被镀上银,因此形成了这种独特的缝隙结构。 $p$  为阵列周期, $d$  和  $h$  分别为圆管直径和高度, $g$  为圆管顶部双曲线形缝隙中间位置的间隙大小, $t$  为垂直于蒸镀方向的单次镀膜厚度,经过数学推导可得圆管顶部缝隙大小为

$$g = (h + t \cdot \sin \theta_1) \cos \theta_2 + h \cdot \cot \theta_1 - d. \quad (1)$$

由(1)式可知, $g$  与参数  $d$ 、 $h$ 、 $t$ 、 $\theta_1$ 、 $\theta_2$  有关,当  $d$ 、 $h$ 、 $t$  保持不变时,可通过改变斜镀银时的角度  $\theta_1$  和  $\theta_2$  来调控缝隙的大小。

如图 2(a)所示,在正入射情况下,电场偏振方向垂直于圆管顶部缝隙的方向,也就是开口的方向。

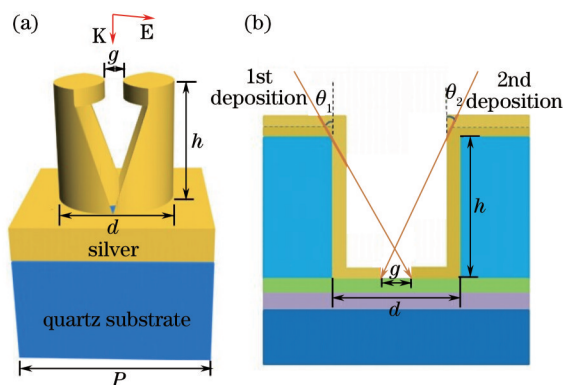


图 2 (a) 一个周期单元的 V 形开口纳米银圆管阵列示意图; (b) 两次阴影蒸镀示意图

Fig.2 (a) Schematic unit cell of V-type opened silver tubes; (b) two sequential silver shadow depositions

## 3 V 形开口纳米银圆管阵列的透射特性

### 3.1 V 形开口纳米银圆管阵列的共振模式

图 3(a)为正入射下 V 形开口纳米银圆管阵列( $p=400$  nm,  $d=250$  nm,  $h=250$  nm,  $g=39.4$  nm)的透射光谱。从图中可以看出,在可见光和近红外波段,透射光谱存在着 3 个共振透射峰。图 3(b)~(d)为在 3 个透射峰处模拟的结构电场分布。在第一个透射峰 P1 处,电场主要分布于银膜与石英基底的界面处,如图 3(b)所示,这表明 P1 是由界面处的 PSPR 诱导产生的。由图 3(c)中 P2 处的电场分布可知,在侧面 V 形缝隙的底部,出现了场局域化效应,因此第二个透射峰的出现,是由两个 V 形缝隙结构中的 LSPR 引起的。在第三

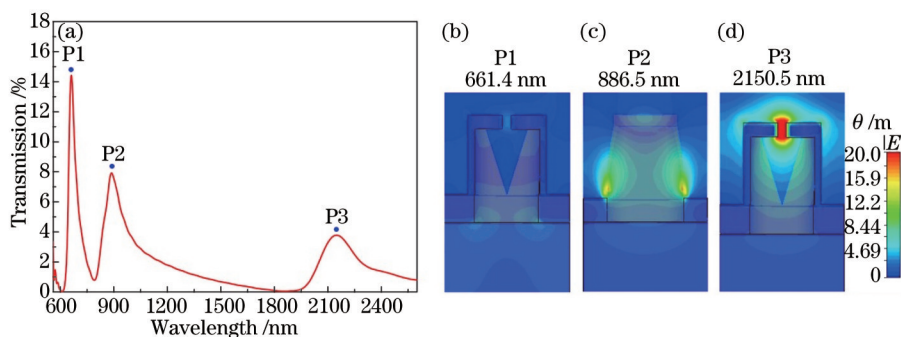


图 3 (a) V 形开口纳米银圆管阵列的透射光谱( $p=400$  nm,  $d=250$  nm,  $h=250$  nm,  $g=39.4$  nm); (b)~(d) 各个透射峰处模拟的电场分布

Fig.3 (a) Transmission spectrum of an array of V-type opened silver tubes when  $p=400$  nm,  $d=250$  nm,  $h=250$  nm,  $g=39.4$  nm; (b)~(d) simulated electric field amplitude distributions for the peaks, respectively

个透射峰P3处,电场被高度局域在圆管顶部缝隙中,且得到了极大的增强,如图3(d)所示,这表明P3是圆管顶部双曲线形缝隙支持的LSPR透射峰。

### 3.2 V形开口纳米银圆管阵列结构参数的变化对透射光谱的影响

#### 3.2.1 阵列周期对透射光谱的影响

当圆管高度 $h=200$  nm,直径 $d=225$  nm,间隙大小 $g=24.4$  nm,周期 $p$ 不同时,阵列结构的透射光谱如图4(a)所示。从模拟结果可以看出,P1的位置随着周期 $p$ 的增大而红移,且透射峰值变小;P2和P3的位置基本不变,但透射峰略微展宽。这可以间接证明共振透射峰P1是由表面等离子体激元(SPP)引起的,P1的红移可以通过SPP的周期性光栅耦合匹配公式来解释。

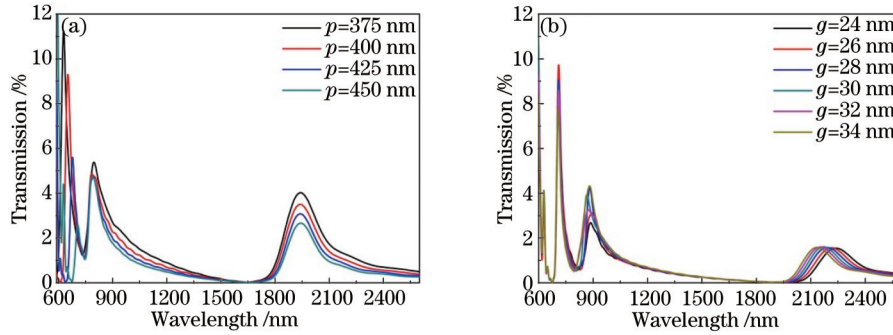


图4 (a) V形开口纳米银圆管阵列在不同阵列周期下的透射光谱;(b) V形开口纳米银圆管阵列在不同间隙大小下的透射光谱

Fig.4 (a) Transmission spectra of the arrays of V-type opened silver tubes with different periods; (b) transmission spectra of the arrays of V-type opened silver tubes with different gap widths

当平面光波入射到周期性金属结构时,入射光子与SPP之间的相互作用遵守动量守恒定律<sup>[20-21]</sup>:

$$\mathbf{k}_{\text{spp}} = \mathbf{k}_x \pm i\mathbf{G}_x \pm j\mathbf{G}_y, \quad (2)$$

式中 $\mathbf{k}_{\text{spp}}$ 为表面等离子体波矢, $\mathbf{k}_x$ 为入射波矢在金属阵列平面上的分量, $\mathbf{G}_x$ 和 $\mathbf{G}_y$ 为倒格矢, $|\mathbf{G}_x| = |\mathbf{G}_y| = 2\pi/p$ 。表面等离子体波矢为<sup>[22]</sup>

$$\mathbf{k}_{\text{spp}} = |\mathbf{k}_0| \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}, \quad (3)$$

式中 $\epsilon_d$ 、 $\epsilon_m$ 分别为介质和金属的介电系数。由(2)式和(3)式可得,表面等离子体共振透射峰的位置为

$$\lambda_{\text{spp}}(i,j) = \frac{p}{\sqrt{i^2 + j^2}} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}. \quad (4)$$

由(4)式可以看出,SPP谐振透射峰的波长由结构周期以及金属和介质的介电系数决定。当金属和介质的材料不变时,共振峰的波长随周期 $p$ 的增大而红移。

#### 3.2.2 圆管顶部缝隙大小对透射光谱的影响

当阵列周期 $p=450$  nm,圆管高度 $h=250$  nm,直径 $d=225$  nm,圆管顶部缝隙大小 $g$ 不同时,阵列结构的透射光谱如图4(b)所示。从模拟结果可以看出,P3的位置随着 $g$ 的增大而蓝移。这间接证明了P3是由圆管顶部双曲线形缝隙处的局域表面等离子体模式诱导产生的。圆管的顶部可看成是由两个棱形颗粒构成,颗粒间存在着一定的间隙。施加电场时,金属颗粒正负电荷重新排列,在双曲线形缝隙处形成等效电容。正负电荷之间存在静电回复力,自由电子发生振荡。当缝隙变大,电容量变小,本征振荡频率增大,透射峰发生蓝移。

#### 3.2.3 圆管直径对透射光谱的影响

当阵列周期 $p=450$  nm,圆管高度 $h=200$  nm,缝隙大小 $g=24.4$  nm,圆管直径 $d$ 不同时,结构的透射光谱如图5(a)所示。从模拟结果可以看出,P1的位置不随直径 $d$ 的变化而改变,但透射峰值随 $d$ 的增大而增大;P2和P3随直径 $d$ 的增大而红移并展宽,且透射峰值增大。这种共振峰频率的变化是由结构尺寸增大引起的。圆管被V形开口分成两瓣,这两瓣可看成两个金属颗粒,圆管直径增大,即两个颗粒尺寸增大,因此LSPR透射峰P2和P3红移<sup>[23-24]</sup>。

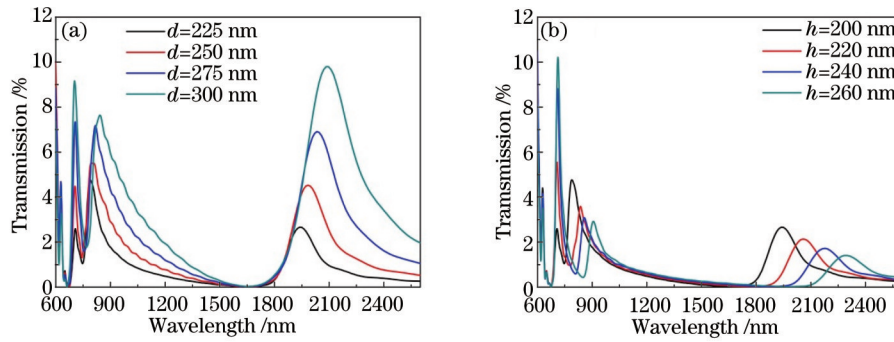


图5 (a) V形开口纳米银圆管阵列在不同圆管直径下的透射光谱; (b) V形开口纳米银圆管阵列在不同圆管高度下的透射光谱  
Fig. 5 (a) Transmission spectra of the arrays of V-type opened silver tubes with different tube diameters;  
(b) transmission spectra of the arrays of V-type opened silver tubes with different tube heights

### 3.2.4 圆管高度对透射光谱的影响

当阵列周期  $p=450$  nm, 圆管直径  $d=225$  nm, 缝隙大小  $g=24.4$  nm, 圆管高度  $h$  不同时, 结构的透射光谱如图 5(b)所示。从模拟结果可以看出, P1 的位置与  $h$  无关, 但透射峰值随  $h$  的增大而增大; P2 和 P3 随高度  $h$  的增大而红移, 且透射峰值减小。高度增加引起的共振频率的变化效应和圆管直径增大引起的效应基本一致, 可以用同样的机理解释。

## 4 V形开口纳米银圆管阵列的折射率传感特性

从图 3(a)中可以看出, 与 PSPR 透射峰 P1 相比, LSPR 透射峰 P2 和 P3 的 FWHM 比较大。贵金属纳米结构应用于折射率传感器中时, 为了获得良好的性能, 共振透射峰的 FWHM 必须尽量小。通过调谐结构参数, 增大阵列周期  $p$ , 减小圆管直径  $d$  和高度  $h$ , 使 PSPR 透射峰 P1 红移, LSPR 透射峰 P2 蓝移。P1 和 P2 相互靠近时发生耦合, 使 P2 变得更加尖锐, FWHM 变小。对结构参数进行优化后, 得到如图 6 所示的透射光谱 ( $p=460$  nm,  $d=225$  nm,  $h=200$  nm,  $g=24.4$  nm), 其中图 6 中 P2 的 FWHM (50.4 nm) 比图 3(a) 中 P2 的 FWHM (130.7 nm) 减小了 80.3 nm。

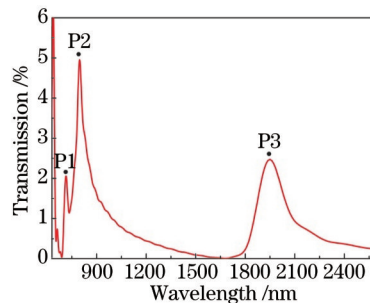


图6 V形开口纳米银圆管阵列的透射光谱 ( $p=460$  nm,  $d=225$  nm,  $h=200$  nm,  $g=24.4$  nm)

Fig.6 Transmission spectrum of an array of V-type opened silver tubes when  $p=460$  nm,  $d=225$  nm,  $h=200$  nm,  $g=24.4$  nm

为了考察 V形开口纳米银圆管阵列的传感性能, 利用优化后的阵列结构, 模拟了不同环境介质折射率下的透射光谱, 如图 7(a)所示。3 个共振透射峰 P1、P2、P3 都随着介质折射率  $n$  的增大而红移, 并展宽。P1、P2、P3 的 FWHM 分别为 16.9~28.5、50.4~69.7、195.4~222.6 nm。3 个共振透射峰的位置与折射率  $n$  的关系如图 7(b)所示。经过线性拟合可得, P1、P2、P3 的折射率灵敏度分别为 80.7、715.7、1901.2 nm/RIU。

品质因子是衡量传感器性能的一个重要指标, 它考虑了共振峰的尖锐程度, 定义为

$$F_{\text{FOM}} = \frac{m(\text{eV} \cdot \text{RIU}^{-1})}{F_{\text{FWHM}}(\text{eV})}, \quad (5)$$

式中  $m$  为共振透射峰的折射率灵敏度, 由 (5) 式可得, P1、P2、P3 的品质因子分别为 2.9~4.7、11.5~13.2、8.9~9.5。

由于 P1 对应着银膜和石英基底界面处的 PSPR, 界面并不与环境介质直接接触, 因此折射率灵敏度较低, 相应的 FOM 也比较小。P3 是圆管顶部缝隙处支持的 LSPR 透射峰, 因为缝隙结构是悬空的, 场增强区域可以直接暴露于介质环境中, 因此 P3 的折射率灵敏度极高, 达到 1901.2 nm/RIU, 但由于 P3 的半高宽较大,

所以最后的 FOM 并不高。经过优化后, P2 具有相对较大的折射率灵敏度和较小的 FWHM, 获得了最大高达 13.2 的 FOM 值。

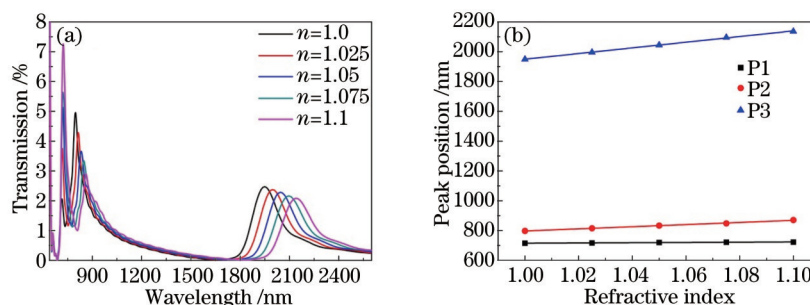


图 7 (a) V 形开口纳米银圆管阵列在折射率不同的环境介质中的透射光谱; (b) P1、P2、P3 的波长与介质折射率的关系

Fig.7 (a) Transmission spectra of the arrays of V-type opened silver tubes with different refractive indexes; (b) relationship between the resonant wavelengths of P1, P2, P3 and the refractive indexes

## 5 结 论

利用时域有限差分方法模拟了 V 形开口纳米银圆管阵列的透射特性和折射率传感性能。通过数值模拟发现, 当入射光的电场偏振方向垂直于开口的方向时, 在可见光和近红外光波段, 透射光谱存在着 3 个可调的透射峰。分析了结构的电场分布以及不同的结构参数对这 3 个透射峰的影响。由此发现, 短波处的共振峰 P1 是由表面等离子体激元引起的, 阵列周期的增大造成了 P1 的红移, 这与 SPP 的周期性光栅耦合匹配公式所预言的结果一致; 第二个共振峰 P2 是由圆管侧面的两个 V 形缝隙结构支持的 LSPR 引起的; 长波处的共振峰 P3 是由圆管顶部缝隙处的 LSPR 诱导产生的, P3 的位置随着缝隙的增大而蓝移。此外, 研究还发现随着圆管直径  $d$  和高度  $h$  的增大, P2 和 P3 红移并展宽。为了提高结构的 LSPR 折射率传感性能, 通过改变结构参数, 调谐透射峰的位置, 让 P1 和 P2 互相靠近并发生耦合, 从而使 LSPR 透射峰 P2 的半高宽变小。经过优化后, V 形开口纳米银圆管阵列可被应用于 LSPR 折射率传感中, 结构具有的品质因子最大可高达 13.2。

## 参 考 文 献

- Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A. Nano-optics of surface plasmon polaritons[J]. Physics Reports, 2005, 408 (3): 131-314.
- Barnes W L, Dereux A, Ebbesen T W. Surface plasmon subwavelength optics[J]. Nature, 2003, 424(6950): 824-830.
- Qi Pan, Ma Xiao, Zhong Jingang, *et al.*. Application of portable surface plasmon resonance biosensor in the quantitative detection of low concentration solution[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(7): 072802.  
齐攀, 马骁, 钟金钢, 等. 便携式表面等离子体共振生物传感器在低浓度溶液定量检测中的应用[J]. 激光与光电子学进展, 2014, 51(7): 072802.
- Liu Yu, Zhang Haitao, Xu Shuping, *et al.*. Study on the effect of refractive index and metal film thickness on surface plasmon resonance field enhanced surface-enhanced raman scattering[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(12): 1207001.  
刘钰, 张海涛, 徐抒平, 等. 折射率和金属膜厚度对表面等离子体共振场增强表面增强拉曼散射的影响研究[J]. 中国激光, 2013, 40(12): 1207001.
- Stipe B C, Strand T C, Poon C C, *et al.*. Magnetic recording at  $1.5 \text{ Pb m}^{-2}$  using an integrated plasmonic antenna[J]. Nature Photonics, 2010, 4(7): 484-488.
- De Abajo F J G, Cordon J, Corso M, *et al.*. Lateral engineering of surface states - towards surface-state nanoelectronics [J]. Nanoscale, 2010, 2(5): 717-721.
- Chen Xiaolong, Luo Yunhan, Xu Mengyun, *et al.*. Refractive index and temperature sensing based on surface plasmon resonance fabricated on a side-polished fiber[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(2): 0206005.  
陈小龙, 罗云瀚, 徐梦云, 等. 基于侧边抛磨光纤表面等离子体共振的折射率和温度传感研究[J]. 光学学报, 2014, 34(2): 0206005.
- Mayer K M, Hafner J H. Localized surface plasmon resonance sensors[J]. Chemical Reviews, 2011, 111(6): 3828-3857.
- Sherry L J, Chang S H, Schatz G C, *et al.*. Localized surface plasmon resonance spectroscopy of single silver nanocubes [J]. Nano Letters, 2005, 5(10): 2034-2038.

- 10 Willets K A, Van Duyne R P. Localized surface plasmon resonance spectroscopy and sensing[J]. Annual Reviews of Physical Chemistry, 2007, 58: 267–297.
- 11 Shen Y, Zhou J, Liu T, *et al.*. Plasmonic gold mushroom arrays with refractive index sensing figures of merit approaching the theoretical limit[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2381.
- 12 Dmitriev A, Hägglund C, Chen S, *et al.*. Enhanced nanoplasmonic optical sensors with reduced substrate effect[J]. Nano Letters, 2008, 8(11): 3893–3898.
- 13 Hatab N A, Hsueh C H, Gaddis A L, *et al.*. Free-standing optical gold bowtie nanoantenna with variable gap size for enhanced Raman spectroscopy[J]. Nano Letters, 2010, 10(12): 4952–4955.
- 14 Liu T, Shen Y, Zhu Q, *et al.*. Quasi-dark modes in a five-bar plasmonic oligomer[J]. J Opt Soc Am B, 2013, 30(6): 1420–1425.
- 15 Zhang S, Bao K, Halas N J, *et al.*. Substrate-induced Fano resonances of a plasmonic nanocube: a route to increased-sensitivity localized surface plasmon resonance sensors revealed[J]. Nano Letters, 2011, 11(4): 1657–1663.
- 16 Liu T R, Zhou Z K, Jin C, *et al.*. Tuning triangular prism dimer into Fano resonance for plasmonic sensor[J]. Plasmonics, 2013, 8(2): 885–890.
- 17 Ward D R, Hüser F, Pauly F, *et al.*. Optical rectification and field enhancement in a plasmonic nanogap[J]. Nature Nanotechnology, 2010, 5(10): 732–736.
- 18 Chen X, Park H R, Pelton M, *et al.*. Atomic layer lithography of wafer-scale nanogap arrays for extreme confinement of electromagnetic waves[J]. Nature Communications, 2013, 4: 2361.
- 19 Shen Y, Chen X, Dou Z, *et al.*. Tuning the plasmon resonance of a nano-mouth array[J]. Nanoscale, 2012, 4(18): 5576–5580.
- 20 Ebbesen T W, Lezec H J, Ghaemi H F, *et al.*. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays [J]. Nature, 1998, 391(6668): 667–669.
- 21 Li J Y, Hua Y L, Fu J X, *et al.*. Influence of hole geometry and lattice constant on extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays in metal films[J]. Journal of Applied Physics, 2010, 107(7): 073101.
- 22 Ghaemi H F, Thio T, Grupp D E, *et al.*. Surface plasmons enhance optical transmission through sub-wavelength holes [J]. Physical Review B, 1998, 58(11): 6779.
- 23 Guler U, Turan R. Effect of particle properties and light polarization on the plasmonic resonances in metallic nanoparticles [J]. Optics Express, 2010, 18(16): 17322–17338.
- 24 Bellessa J, Symonds C, Vynck K, *et al.*. Giant Rabi splitting between localized mixed plasmon-exciton states in a two-dimensional array of nanosize metallic disks in an organic semiconductor[J]. Physical Review B, 2009, 80(3): 033303.

栏目编辑: 张 雁