

激光与光电子学进展

复合结构的等离激元模式耦合关系及光学特性研究

向松, 张新宇, 邓罗根*

北京理工大学物理学院, 北京 100081

摘要 提出一种以 Au 为材料的正方形框和中空圆柱嵌套的亚波长周期性复合结构, 采用时域有限差分算法对复合结构进行数值模拟研究。研究发现, 波长在 400~900 nm 的线偏振平面波垂直入射情况下, 最小的透过率能达到 7.46%, 最小的半峰全宽能达到 7.25 nm, 最大的反射率为 87.61%, 最大吸收率达到 38.00%, 且表现出透射光谱与入射光的偏振方向无关。分析发现, 复合结构的共振模式由两基本结构的共振模式耦合而来, 且嵌套模式可以进一步减小单一结构的透过率和增大光与复合结构的相互作用。通过改变复合结构参数, 得到了较宽且高效的等离激元调控范围和较窄的透射光谱。这也为设计人工亚波长周期性复合结构的研究提供一定的理论指导。

关键词 表面光学; 亚波长复合结构; 表面等离激元; 等离激元调控; 局域表面等离激元共振; 时域有限差分法

中图分类号 O436

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP202158.0924001

Plasmon Mode Coupling Relationship and Optical Properties of Composite Structure

Xiang Song, Zhang Xinyu, Deng Luogen*

School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081 China

Abstract A sub-wavelength periodic composite structure with square frame and hollow cylinder nested by Au is proposed. The finite difference time domain algorithm is used to simulate the composite structure. It is found that the minimum transmittance can reach 7.46%, the minimum full width at half maxima can reach 7.25 nm, the maximum reflectivity is 87.61%, and the maximum absorptivity is 38.00%, when the wavelength is 400–900 nm. It is found that the resonant mode of the composite structure is coupled by the resonant mode of the two basic structures, and the nested mode can further reduce the transmission of single structure and increase the interaction between light and composite structure. By changing the parameters of the composite structure, a wide and efficient control range of plasmon and a narrow transmission spectrum are obtained. This provides theoretical guidance for the design of artificial subwavelength periodic composite structures.

Key words optics at surfaces; subwavelength composite structure; surface plasmon polaritons; plasmon regulation; local surface plasmon resonance; finite difference time domain method

OCIS codes 240.6680; 250.5403

收稿日期: 2020-08-17; 修回日期: 2020-09-29; 录用日期: 2020-10-13

基金项目: 国家自然科学基金(11474021)

*E-mail: luogen@bit.edu.cn.

1 引言

由于光学衍射极限的存在,传统的光子器件难以达到较小的尺度量级,等离激元器件能够突破衍射极限^[1],很好地克服电子器件之间的串扰和耦合^[2],并具有成本低、功耗低、小型化、信息传输量大等特征。光子器件日益成为未来信息处理和传递的新介质,因此迫切需要设计出新型等离激元器件。近年来,基于表面等离激元增强的研究^[3-17]和基于表面等离激元提高太阳能电池的效率^[18-19]、超分辨成像^[20]、降低随机激光阈值^[21]等被广泛报道,尤其基于表面等离激元纳米结构的设计引起了研究人员的广泛关注。

金属表面等离激元(SP)与金属的种类、外形参数、外界环境的折射率等因素有着紧密联系^[22]。在目前的报道中,不少科研学者已经对单一的人工亚波长周期性结构进行了等离激元光学特性研究,比如纳米薄层材料^[23]、金属纳米颗粒^[24]、纳米管^[25-29]、纳米球壳、纳米环^[30]等。如邹伟博等^[31]研究了金属壳随着几何结构参数改变的局域表面等离激元的特性,研究发现通过改变金属壳的结构参数可以对等离激元特性进行调控;Liang等^[32]对双C形状的开口金属金环进行了等离激元杂化特性研究,研究发现耦合开口环的表面等离激元模式由单个等离激元模式相互耦合和杂化而来;李刚等^[33]利用四个Au纳米棒组成的类矩形纳米棒四聚体结构设计了一种基于偏振态控制的光开关。上述均针对单一周期性结构进行了研究,表现出光与物质相互作用弱、调控范围窄、峰宽等缺陷,嵌套型复合结构将提供多种类型的谐振腔,激发多种等离激元模式且为多种等离激元模式耦合提供必要条件,进一步增大光与物质相互作用,呈现出更多的调控自由度和新奇的光学特性,因此研究由单一结构嵌套的复合结构的等离激元特性具有重要的意义。

本文创造性地提出一种以金属Au为材料的正方形框和中空圆柱嵌套的周期性亚波长复合结构模型,首先,使用时域有限元算法探究单一结构之间的等离激元模式关系,揭示单一结构的等离激元模式之间的耦合关系以及光与复合结构相互作用关系。然后,通过改变复合结构模型的金属种类,并使用金属Ag与Au做对照实验,来排除物理结构本身带来的影响。最后,改变复合结构参数研究对等离激元特性的影响,揭示结构参数与复合结构等离激元特性之间的规律。该研究结果将为人工设计亚波长复合结构研究提供一定的理论依据。

2 计算模型设计

当等离激元材料的几何尺寸量级与入射波长相当时,这类材料组成的结构称为亚波长结构。该类结构在入射电磁波的激发下,光与金属中的自由电子发生强相互作用,金属中自由电子将会被束缚在金属表面发生集体振荡,与入射光耦合产生一种非传播的电磁波,呈现电场局域显著增强,该现象称为局域表面等离激元共振(LSPR)^[34-36]。

复合结构(CS)模型的示意图如图1所示,为了更加贴切实验,采用无限厚的SiO₂为基底,将一个空心Au圆柱(HC)放置在SiO₂基底上,在HC外嵌套一个等高度的正方形Au框(SF),使用FDTD solutions 2016a商业科学计算软件对该复合结构模型进行仿真计算。HC的内半径为 r ,宽度为 w_{HC} ,SF的1/2内边长为 a ,宽度为 w_{SF} ,厚度为 d ,入射光的偏振角为 β (即电场方向与 x 轴的夹角)。使用波长范围为400~900 nm的平面波沿着 z 轴的负方向垂直入射,在 x 、 y 方向设置周期性边界条件,在 z 轴方向设置完美匹配条件(PML)。Au的折射率数据来自于Johnson和Christy实验数据, SiO₂实验折射率数据来自于Palik^[37]实验数据。

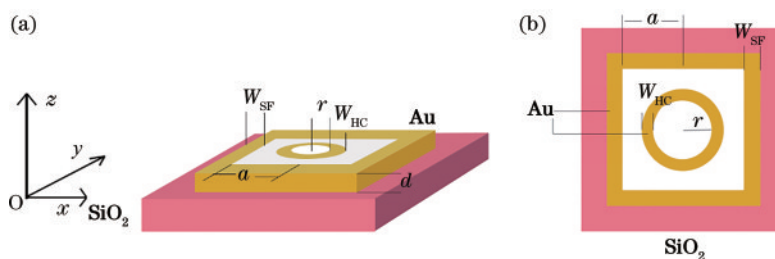


图1 CS模型图。(a)三维视图;(b)俯视图

Fig. 1 CS model diagram. (a) Three-dimensional view; (b) top view

3 模拟结果与分析

3.1 探究两种基本结构与 CS 模型共振模式的关系

将 CS 模型的参数设置为 $r=10\text{ nm}$, $a=45\text{ nm}$, $w_{\text{SF}}=5\text{ nm}$, $w_{\text{HC}}=10\text{ nm}$, $d=20\text{ nm}$, 入射光的偏振方向沿着 x 方向 ($\beta=0$)。从图 2 可以看出, 当 $r=10\text{ nm}$ 时, 在透射光谱中出现两个透射峰谷, 且透过率值相差较大, 最小的透过率为 10.13%, 对应波长为 630.6 nm。

为了进一步研究 CS 模型中两种共振模式的耦合关系, 分别计算 r 为 5, 10, 15, 20 nm 时, CS、HC 与

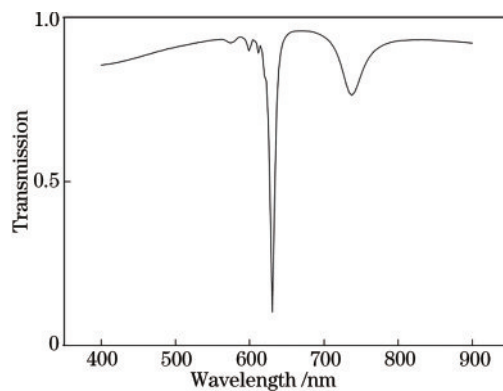


图 2 CS 模型的透射光谱

Fig. 2 Transmission spectra of CS model

SF 三种模型的透射光谱, 如图 3 所示。

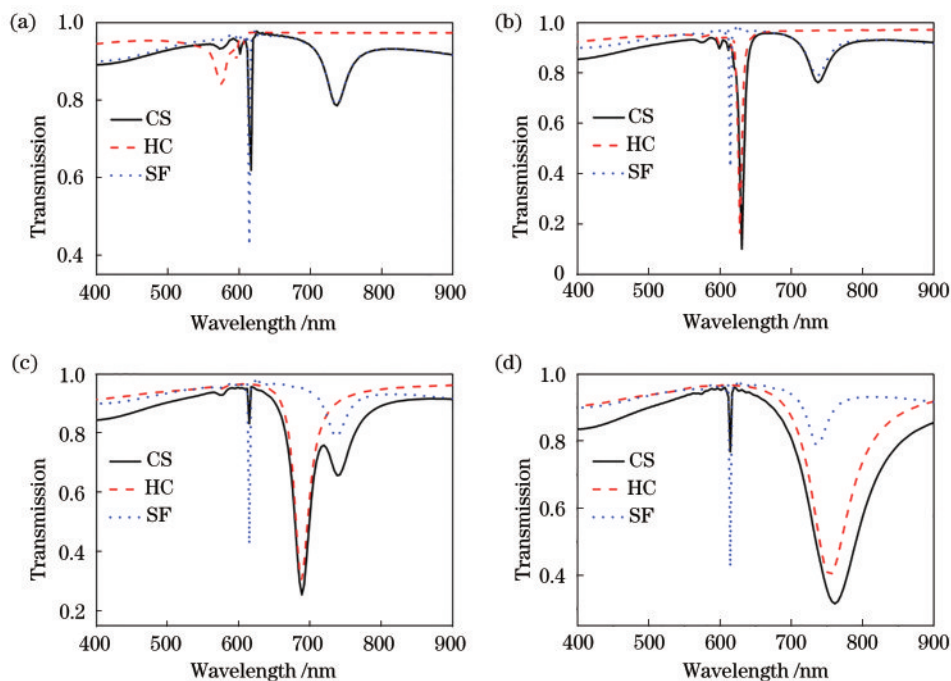


图 3 三种模型的透射光谱。(a) $r=5\text{ nm}$; (b) $r=10\text{ nm}$; (c) $r=15\text{ nm}$; (d) $r=20\text{ nm}$

Fig. 3 Transmission spectra of three models. (a) $r=5\text{ nm}$; (b) $r=10\text{ nm}$; (c) $r=15\text{ nm}$; (d) $r=20\text{ nm}$

从图 3(a) 可以看出, 当 $r=5\text{ nm}$ 时, 在 HC 模型的透射光谱中, 波长为 575 nm 处出现了一个较宽的峰谷, 透过率为 84.22%。在 SF 模型中出现双透射峰谷, 短波长处出现较窄的透射峰谷, 而长波长透射峰谷较宽。在 CS 模型中也出现双峰谷, 长波长峰谷与 SF 模型的长波长峰谷重合, 短波长峰谷的透过率介于 SF 模型的短波长峰谷透过率与 HC 模型的峰谷透过率之间, 波长相对于 SF 短波长峰谷红移。据文献 [38-39] 可知, 在 CS 模型中, HC 结构的共振模式与 SF 结构的共振模式存在耦合和能量转移。在短波长处, 两种结构中的共振模

式发生相消耦合, 两种模式的耦合结果出现波长红移和透过率增加; CS 模型与入射光的耦合程度增加。

从图 3(b) 可以看出, 当 $r=10\text{ nm}$ 时, 在 HC 模型中出现了单个较窄的峰谷, 较 $r=5\text{ nm}$ 时的透过率明显增加, 且发生了明显红移。在 CS 模型中也出现双透射峰谷, 在短波长处, 相对于 HC 模型中的短波长峰谷发生红移, 红移量为 2.73 nm, 相对于 SF 模型中的短波长峰谷红移量为 16.19 nm, 透过率分别降低 32.38%、5.70%。出现此现象的原因是 HC 中的共振模式与 SF 中的短波长共振模式发

生了模式相长耦合。在长波长处,CS模型的峰谷对应的波长重合,透过率降低 2.72%,HC的共振模式促进了SF结构长波长共振模式产生且发生了能量的转移。

从图 3(c)可以看出,当 $r=15$ nm 时,在CS模型中出现了三个峰谷,即在CS模型中出现三种共振模式,HC结构中的共振模式占优势,而且峰谷对应的波长与两个单一模型的峰谷位置发生重合,相较于SF模型,在短波长处峰谷的透过率增大到 83.29%,长波长处峰谷对应的透过率进一步降低;相较于HC模型,共振模式的透过率降低到 25.47%。此现象的产生是由于 r 增大,HC结构中的共振模式波长红移,介于SF两共振模式对应波长之间,导致与SF中的短波长共振模式耦合减弱,长波长共振模式耦合增强,同时伴随着能量转移。

从图 3(d)可以看出,当 r 增大到 20 nm 时,在CS模型中出现了两个峰谷,且透过率相差较大。短波长峰谷对应波长与SF模型的共振峰谷短波长重合,透过率增大;长波长共振峰谷相较于SF模型的长波长共振峰谷和HC模型的共振峰谷分别红移,透过率进一步的降低。说明随着 r 的进一步增大,HC中的共振模式与SF中的长波长共振模式间相长耦合程度进一步增加。

综上所述,随着 r 的增大,HC模型的共振模式发生红移,透过率出现先减小再增大的变化趋势。CS模型中分别出现两种、三种再到两种共振模式的变化,且优势模式也随着HC共振模式的红移而红移。据文献[40-41]可知,随着HC结构的 r 增大,HC结构与SF结构的相对距离减小,两种单一结构的近场模式耦合增加,而衍射模式相对应的减弱。HC结构中的共振模式与SF中的短波长共振模式耦合程度减弱,而与长波长处的耦合程度增加,同时伴有能量的转移,CS结构与入射光的相互作用相较于单一的SF或者HC结构程度高。

为了排除物理模型结构本身带来的影响,设置金属为Ag且 $r=10$ nm的CS模型为对照组,并对透射光谱进行计算,如图 4 所示。

从图 4 可以看出,在Ag的CS模型的透射光谱中也出现两个共振峰谷,对应的透过率分别为 49.01% 和 74.65%,相对于Au的CS模型的光谱峰发生了蓝移,峰谷变宽且距离变大,与入射光的相

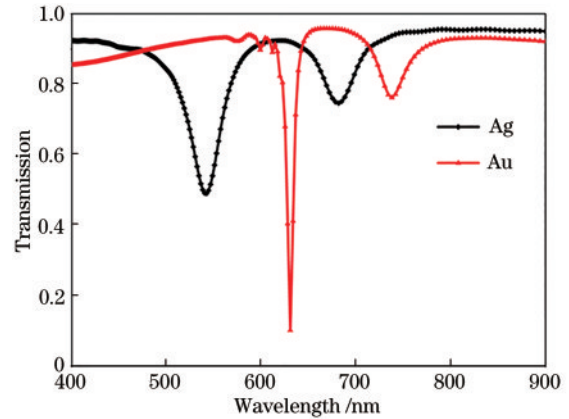


图 4 Au与Ag的CS模型的透射光谱

Fig. 4 Transmission spectra of CS model of Au and Ag

互作用程度弱,所以排除了物理结构本身带来的影响。

3.2 改变 r 对CS模型等离激元特性的影响

为了进一步研究 r 与CS模型透射光谱的关系,分别模拟计算 r 为 5, 10, 15, 20, 25 nm 的透射光谱,如图 5 所示,并计算优势峰谷(透过率最小)的半峰宽度(FWHM)如图 6 所示。

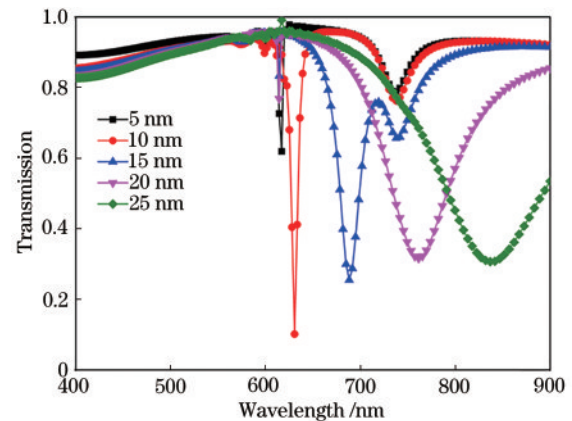
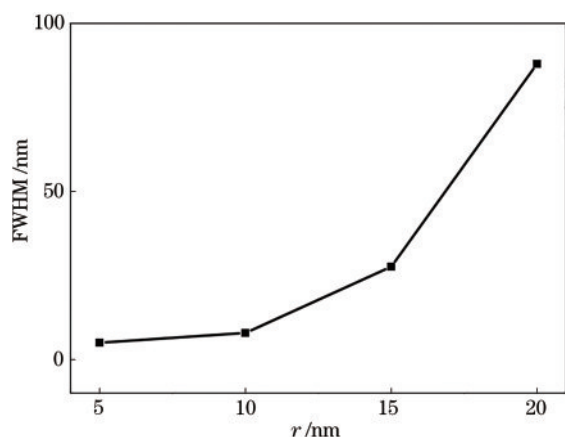


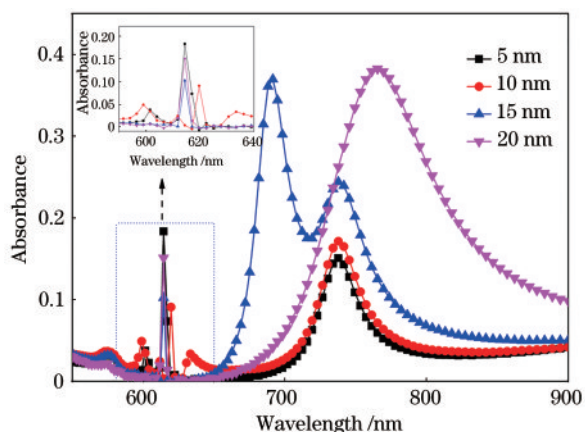
图 5 不同参数值 r 的CS模型的透射光谱

Fig. 5 Transmission spectra of CS model with different parameter values r

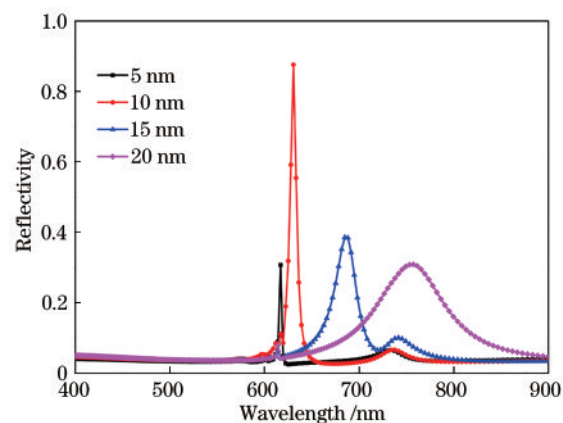
从图 5 可以看出,在 $r=5$ nm 增大到 25 nm 过程中,CS模型的优势峰谷发生红移,同时透率先减小再增大,由此可以推测在 $r=5\sim 15$ nm 区间内,CS模型的透过率存在一个最小值,这将对特定波长的隐形的纳米器件设计具有特别意义,同时在此区间出现透明窗,且透明窗发生红移,这是HC中的共振模式与SF中的长波长共振模式发生耦合所致。从图 6 可以看出,峰谷处的半峰全宽(FWHM)逐渐增大,说明可以通过改变半径 r 对CS模型的透射光谱进行调控。为了进一步研究CS模型与入射光的相

图 6 不同参数值 r 的峰谷的半峰全宽Fig. 6 Full width at half maxima of peak valley with different parameter values r

相互作用,对比分析 $r=5, 10, 15, 20$ nm 时的 CS 模型 的吸收率(图 7)与反射率(图 8)。

图 7 不同参数值 r 的 CS 模型的吸收光谱(插图为波长 580~640 nm 范围放大)Fig. 7 Absorption spectra of CS model with different parameter values r (inset is amplification in the wavelength range of 580 nm to 640 nm)

如图 7 所示,在 CS 模型的吸收光谱中,为了更加清晰地了解短波长处的吸收情况,将 CS 吸收光谱在 590~640 nm 的光谱范围内放大,如图 7 中插图所示。随着 r 的增大,CS 模型的吸收率先减小再增大,当 $r=5$ nm 时吸收率最大,为 18.34%;当 $r=10$ nm 时,吸收率减小,同时伴随着红移;随着 r 继续增大,吸收率增大,吸收波长蓝移。这由于随着 r 的增大,HC 共振模式与 SF 短波长共振模式先发生相消耦合,且耦合程度减弱所导致,这更加论证了前面模式耦合推断的正确性。在长波长处,吸收率随着 r 增大而不断增大,吸收峰红

图 8 不同参数值 r 的 CS 模型的反射光谱Fig. 8 Reflectance spectra of CS model with different parameter values r

移,这说明随着 r 的增大,HC 和 SF 结构的近场耦合增强,CS 模型对入射光的吸收增强。在 CS 模型的反射光谱图 8 中,随着 r 的增大,反射峰发生红移,反射率先增大再减小。当 $r=10$ nm 时,在波长 630.6 nm 处,反射率最强,达到 87.61%,可以利用这一特征设计隐形或者屏蔽器件。

为了进一步研究 CS 模型的等离激元共振模式的分布,计算了 xy 平面(介质面 $z=0$)不同 r 值的峰谷对应波长处的电场分布,如图 9 所示, xz 平面($y=0$ 处)电场分布如图 10 所示,短波长处峰谷记为 Peak1,长波长处峰谷记为 Peak2。

从图 9 可以看出,CS 模型的短波长共振模式的电场分布于圆柱的内外表面空间,而长波长模式主要分布于正方形框的内外表面空间。从 Peak1 的电场强度分布图可以看出,随着 r 的增大,电场强度减小,电场分布趋于 HC 与 SF 之间的空间分布,说明 HC 结构的共振模式与 SF 结构的共振模式耦合程度减小,而与长波长的耦合程度增加。而从 Peak2 的电场强度分布图可以看出,其与 Peak1 的电场强度大小变化趋势相反,电场分布则趋于 SF 内外表面和 HC 之间的空间分布,说明 HC 的共振模式与 SF 的长波长共振模式的耦合程度增加,与短波长模式耦合程度减弱。这进一步论证了对透过率变化和共振峰移动的推断的正确性。在图 10 中,可以清晰看出电场的纵向分布和耦合过程,随着 r 的增加,在 Peak1 处,圆柱内部空间的电场分布减弱;在 Peak2 处,电场分布逐渐向 HC 与 SF 之间的空间分布,且耦合程度不断增加。

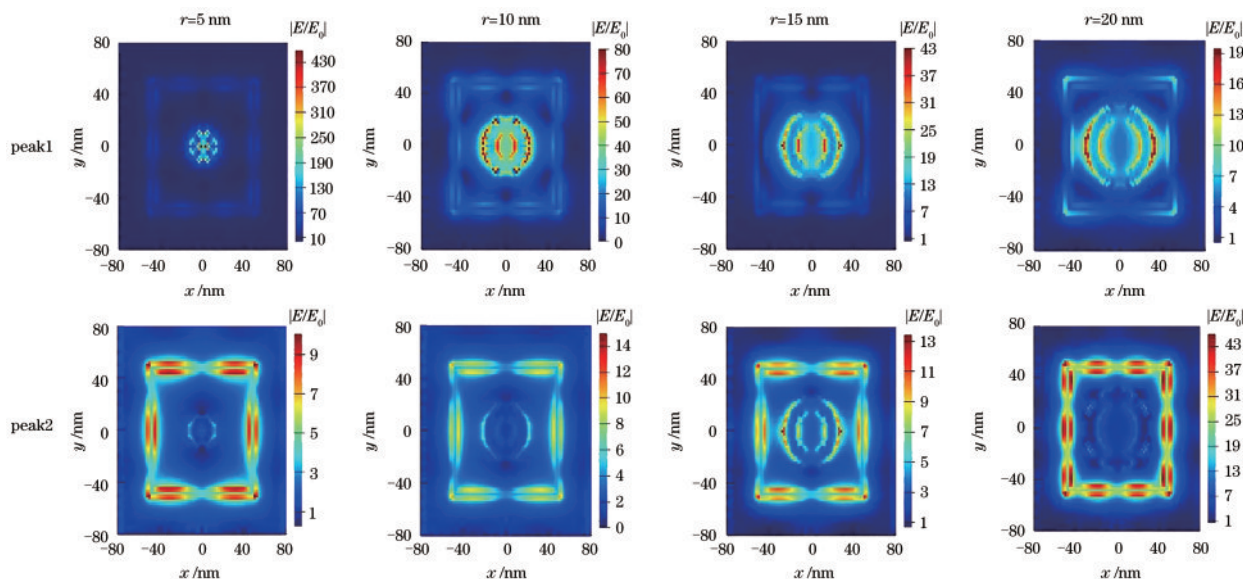


图 9 沿着接触面(xy 面, $z=0$)电场分布

Fig. 9 Distributions of electric field along the contact surface (xy plane, $z=0$)

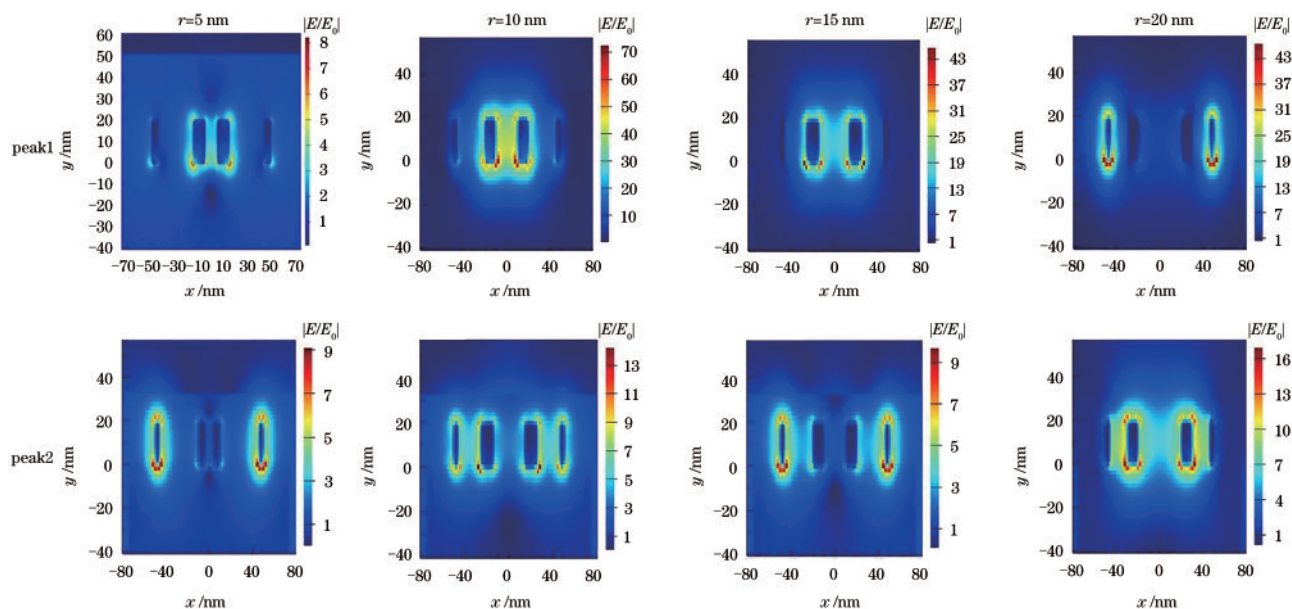


图 10 xz 面的电场分布($y=0$)

Fig. 10 Distributions of electric field on xz plane ($y=0$)

3.3 改变 a 对 CS 模型等离激元特性的影响

为了研究正方形 Au 框 a 的变化对 CS 模型等离激元特性影响,分别模拟 $a=20, 30, 40, 50, 70, 100$ nm, $r=10$ nm, $w_{HC}=10$ nm, $w_{SF}=10$ nm, $d=20$ nm 的 CS 模型的透射光谱,如图 11 所示。

从图 11 可以看出,当 $a=20, 30, 40$ nm 时,透射光谱中出现了两个共振峰谷,当 $a=50$ nm 时,出现三个共振峰谷,当 $a=70$ nm, 100 nm 时,出现单个透射峰谷。随着 a 值的改变,优势共振峰谷发生蓝移。

出现该现象的原因为随着 a 的增加, SF 与 HC 的相对距离逐渐增大, HC 的共振峰谷与 SF 的短波长等离激元模式耦合增加,而与 SF 结构的长波长等离激元共振模式耦合程度减弱。以至于 SF 结构在该波段内不能产生等离激元局域模式,最后只存在 HC 的等离激元特征模式。为了进一步研究共振模式分布和模式耦合过程,本文计算了接触面(xy 面, $z=0$)的短波长峰谷 Peak1 与长波长峰谷 Peak2 的电场分布,如图 12 所示。

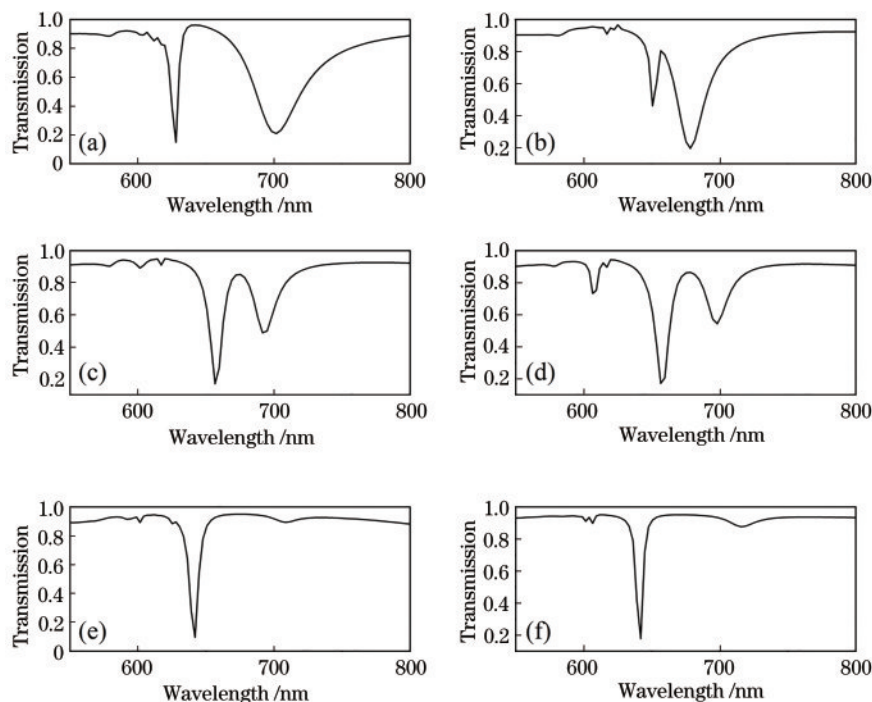


图 11 不同参数值 a 的 CS 模型透射光谱。(a) $a=20$ nm; (b) $a=30$ nm; (c) $a=40$ nm; (d) $a=50$ nm; (e) $a=70$ nm; (f) $a=100$ nm

Fig. 11 Transmission spectra of CS model with different parameter values a . (a) $a=20$ nm; (b) $a=30$ nm; (c) $a=40$ nm; (d) $a=50$ nm; (e) $a=70$ nm; (f) $a=100$ nm

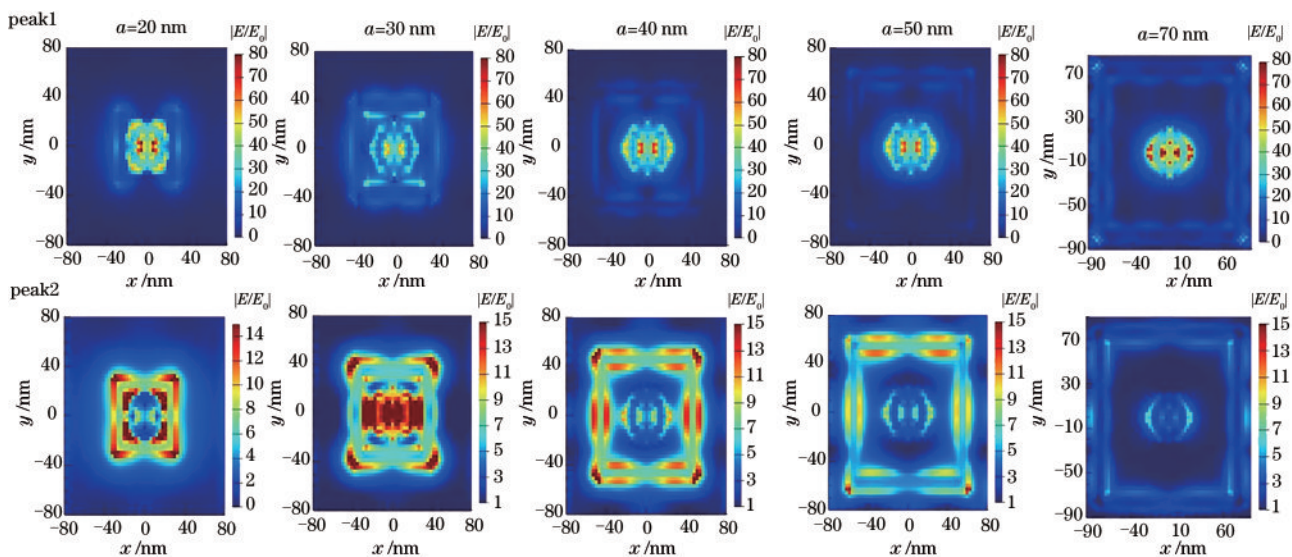


图 12 不同参数值 a 在介质面上的两种共振模式电场分布

Fig. 12 Electric field distributions of two resonant modes with different parameter values a on the dielectric surface

从图 12 可以看出,随着 a 的增加,Peak1 电场分布逐步向 HC 内外表面分布且电场强度逐渐增大,当 $a=20$ nm 时,电场在圆柱的内表面空间和外表面分布,呈现正方形形状。随着 a 的增加,Peak1 的电场向圆柱内表面空间分布且强度不断增大,呈现出沿着 x 轴的椭圆分布,说明短波长耦合程度的增加。

Peak2 的电场分布则出现 HC 内外的电场强度分布减弱,以至于 HC 长波长模式的消失。从 CS 内部空间电场分布可以清晰地看出 CS 内部模式耦合过程。

3.4 改变 d 对 CS 模型等离激元特性的影响

研究 CS 结构中厚度 d 的变化对 CS 模型等离激

元特性的影响。分别计算 CS 模型的 $d=10, 20, 30, 40$ nm, $w_{HC}=10$ nm, $w_{SF}=10$ nm, $r=10$ nm, $a=20$ nm

的透射光谱 (图 13) 和共振波长与 d 的关系图 (图 14)。

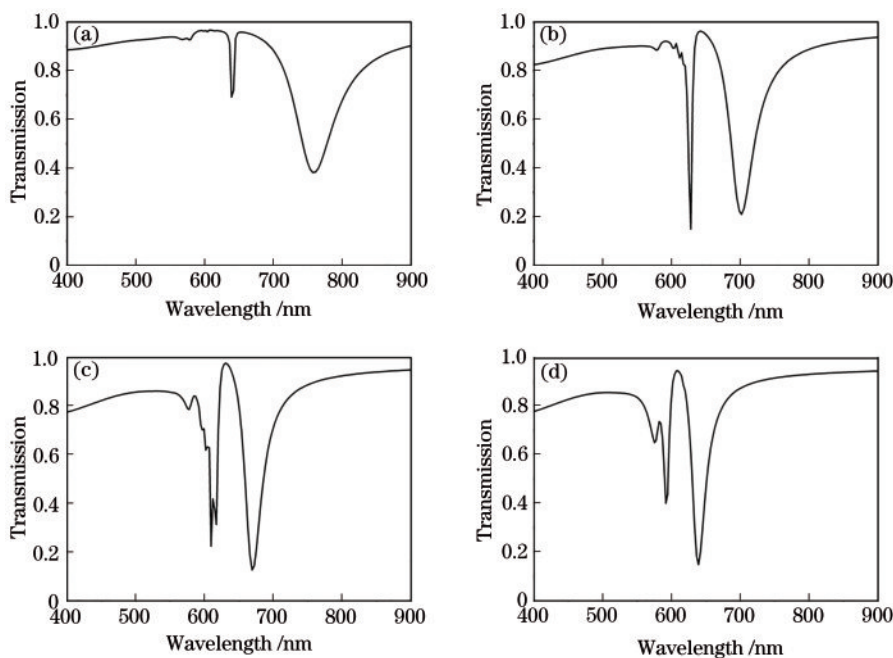


图 13 不同参数值 d 的 CS 模型的透射光谱。(a) $d=10$ nm; (b) $d=20$ nm; (c) $d=30$ nm; (d) $d=40$ nm

Fig. 13 Transmission spectra of CS model with different parameter values d . (a) $d=10$ nm; (b) $d=20$ nm; (c) $d=30$ nm; (d) $d=40$ nm

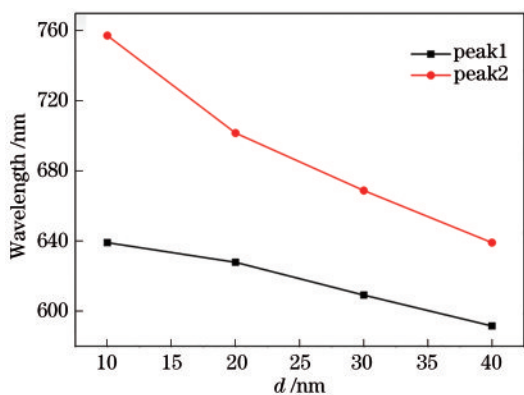


图 14 不同参数值 d 的 CS 模型在峰谷处波长变化趋势图
Fig. 14 Variation trend of the wavelength of CS model with different parameter values d at the peak and valley

从图 13 和 14 可以看出,随着厚度 d 的增加,在短波长处,峰谷所对应的透率先增大再减小,这是由于厚度的增加,模型中的自由电子数目增加,随着 d 再进一步的增加,物理厚度限制导致透率的降低。在长波长处,共振峰的透率先增加再趋于稳定,峰谷宽度变窄,说明在厚度增大到 30 nm 时,随着厚度的增加,自由电子的数目对模型的共振模式存在增强作用。在图 14 中,随着 d 的增加短波长峰谷 Peak1 发生蓝移,从 639.1 nm 蓝移到 591.6 nm,

短波长峰谷随着宽度 d 的增加发生蓝移,从 751.3 nm 蓝移到 639.1 nm,透率先增加再减小,并且随着 d 的增加两峰谷的间距减小,这是由于自由电子数目的增加,光与 CS 的相互作用增加,CS 模型对入射光的吸收增加,共振模式耦合程度增大。

3.5 改变 w_{HC} 对 CS 模型等离激元特性的影响

为了进一步研究 w 变化对等离激元特性的影响,分别模拟 $w_{HC}=5, 20, 30, 40$ nm, $a=45$ nm, $d=20$ nm, $w_{SF}=5$ nm, $r=10$ nm 的 CS 模型,透射光谱如图 15 所示,峰谷透射率与 w_{HC} 的关系如图 16(a) 所示,峰谷波长与 w_{HC} 的关系如图 16(b) 所示。

从图 15 可以看出,当 w_{HC} 取不同值时,CS 模型中出现了三种共振模式,且透射率变化幅度较大,由短波长到长波长的三个峰谷分别记为 Peak1、Peak2、Peak3,再由图 16(a) 可以看出,随着宽度 w_{HC} 增加三个峰谷的透射率都呈现出减小的趋势,这是由于 r 不变,HC 的外半径增大,CS 模型中的自由电子数目增加,Au 与入射光的接触面积增大,同时 HC 与 SF 的谐振腔变小,相对距离变小。从变化缓慢的角度分析,Peak1 与 Peak2 在 $w_{HC}=5$ nm 到 $w_{HC}=20$ nm 下降趋势最快,最后趋于平缓;而 Peak3

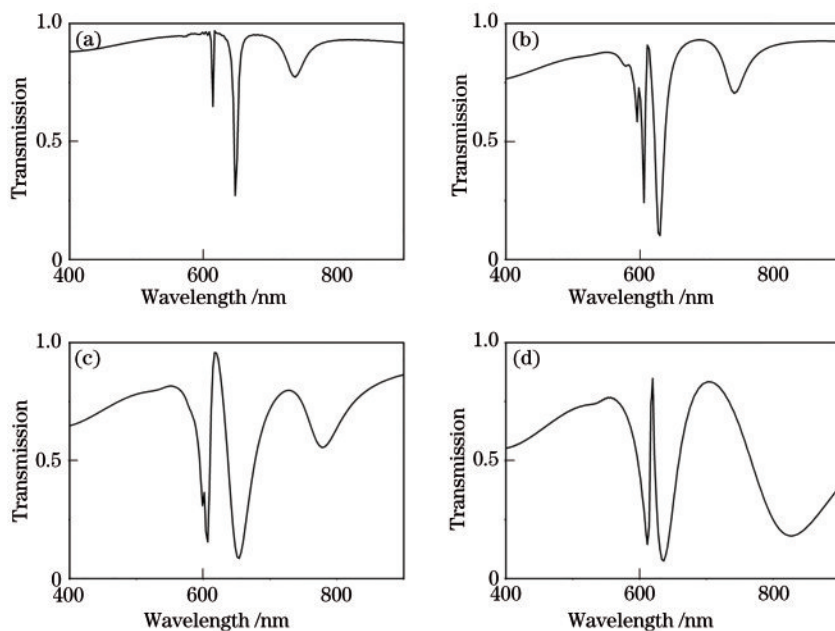


图 15 CS 模型不同参数值 w_{HC} 的透射光谱。(a) $w_{HC}=5$ nm; (b) $w_{HC}=20$ nm; (c) $w_{HC}=30$ nm; (d) $w_{HC}=40$ nm
 Fig. 15 Transmission spectra of CS model with different parameters values w_{HC} . (a) $w_{HC}=5$ nm; (b) $w_{HC}=20$ nm; (c) $w_{HC}=30$ nm; (d) $w_{HC}=40$ nm

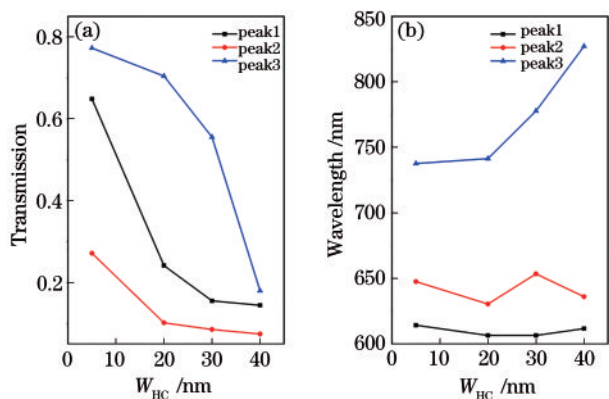


图 16 不同参数 w_{HC} 的透射光谱分析图。(a)峰谷处的透过率趋势图;(b)峰谷处波长变化趋势图
 Fig. 16 Transmission spectrum analysis charts of different parameter values w_{HC} . (a) Transmittance trend at peak valley; (b) variation trend of wavelength at peak valley

的透过率在 $w_{HC}=30$ nm 到 $w_{HC}=40$ nm 阶段下降趋势最快,由 $w_{HC}=5$ nm 透过率为 77.29%,下降到 $w_{HC}=40$ nm 时的 18.02%;说明 w_{HC} 的增大,不但增加了自由电子的数目以及一定程度增加了 CS 与入射光的相互作用,而且间接增强了 Peak3 共振模式。从图 16(b)可以看出,Peak1 先蓝移,再红移,而 Peak2 则表现出先蓝移后红移再蓝移,Peak3 则呈现出一直红移,说明 Peak2 与 Peak3 之间存在能量转移,进而证明本文对 Peak3 变化的推断。

3.6 改变入射光的偏振方向对 CS 模型等离子激元特性的影响

金属中的自由电子在入射光的电场激发下,产生集体共谐共振,激发的等离子激元共振与入射光的偏振方向有着极强的敏感性,因此有必要研究入射光的偏振方向对 CS 模型等离子激元特性的影响。由于 CS 模型具有对称性,因此分别计算入射平面光的偏振方向与 x 轴的夹角 $\beta=0, \frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3}, \frac{\pi}{2}$; $w_{HC}=20$ nm, $w_{SF}=10$ nm, $d=20$ nm, $a=20$ nm, $r=10$ nm 的透射光谱,如图 17 所示,可以看出,CS 模型的透射光谱与入射光的偏振不存在依赖性,说

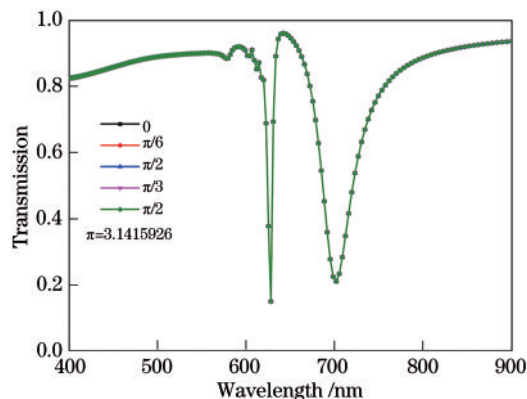


图 17 不同偏振角度 β 的 CS 模型透射光谱
 Fig. 17 Transmission spectra of CS model with different polarization angles β

明 CS 模型的透射光谱与入射光的偏振方向无关, 这将扩大 CS 模型在亚波长范围的等离激元器件应用范围, 消除入射光的偏振方向不同的影响。

4 结 论

本文提出一种以 Au 为材料的正方形金属框和一个中空圆柱嵌套亚波长周期性的复合结构, 采用时域有限差分算法对三种模型、不同金属、不同参数的复合结构进行了数值模拟研究。研究发现, 在入射光的激发下单一结构之间会发生模式耦合, 且一种单一结构会进一步降低另一种结构的透过率。通过改变 CS 结构的几何参数和入射光的偏振角, 可以实现复合结构等离激元特性的调控且透射光谱与入射光的偏振方向无关。通过改变 r 与 a 可以实现对 CS 模型中等离激元模式的数目、变化和透过率的调控; 通过改变 d 与 w_{HC} 可以增加 CS 模型与入射光的相互作用程度, 以及 HC 与 SF 模式之间的耦合程度和能量转移大小。通过调整特定参数可以获得特定的等离激元优势模式。本文结论可为设计人工亚波长周期性复合结构的研究提供一定的理论指导。

参 考 文 献

- [1] Zhi T, Tao T, Liu B, et al. Surface plasmon semiconductor nanolaser [J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(7): 0701010.
智婷, 陶涛, 刘斌, 等. 表面等离激元半导体纳米激光器[J]. 中国激光, 2020, 47(7): 0701010.
- [2] Li Y. Design of sub wavelength filter based on surface plasmon[D]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications, 2019: 1-3.
李颖. 基于表面等离激元的亚波长滤波器研究[D]. 北京: 北京邮电大学, 2019: 1-3.
- [3] Liu Z, Yang Z B, Peng B, et al. Highly sensitive, uniform, and reproducible surface-enhanced Raman spectroscopy from hollow Au-Ag alloy nanourchins [J]. Advanced Materials (Deerfield Beach, Fla.), 2014, 26(15): 2431-2439.
- [4] Li J F, Li C Y, Aroca R F, et al. Plasmon-enhanced fluorescence spectroscopy [J]. Chemical Society Reviews, 2017, 46(13): 3962-3979.
- [5] Liu P C, Chang M Y, Bai Z C, et al. Enhanced fluorescence of CdSe/Al₂O₃ heterojunctions enabled by TiN nanoparticles[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0913001.

- 刘鹏程, 昌梦雨, 白忠臣, 等. TiN 纳米粒子增强 CdSe/Al₂O₃ 异质结荧光的研究[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0913001.
- [6] Butet J, Brevet P F, Martin O J F, et al. Optical second harmonic generation in plasmonic nanostructures: from fundamental principles to advanced applications [J]. ACS Nano, 2015, 9(11): 10545-10562.
- [7] Superfine R, Sionnest P G, Hunt J H, et al. Surface vibrational spectroscopy of molecular adsorbates on metals and semiconductors by infrared-visible sum-frequency generation[J]. Surface Science, 1988, 200(1): 445-450.
- [8] Baldelli S, Eppler A S, Anderson E, et al. Surface enhanced sum frequency generation of carbon monoxide adsorbed on platinum nanoparticle arrays [J]. The Journal of Chemical Physics, 2000, 113(13): 5432.
- [9] Link S, Burda C, Mohamed M B, et al. Laser photothermal melting and fragmentation of gold nanorods: energy and laser pulse-width dependence [J]. The Journal of Physical Chemistry A, 1999, 103(9): 1165-1170.
- [10] Link S, Burda C, Nikoobakht B, et al. Laser-induced shape changes of colloidal gold nanorods using femtosecond and nanosecond laser pulses[J]. The Journal of Physical Chemistry B, 2000, 104(26): 6152-6163.
- [11] Wang J, Chen Y, Chen X, et al. Photothermal reshaping of gold nanoparticles in a plasmonic absorber[J]. Optics Express, 2011, 19(15): 14726.
- [12] Porosoff M D, Yan B H, Chen J G, et al. Catalytic reduction of CO₂ by H₂ for synthesis of CO, methanol and hydrocarbons: challenges and opportunities[J]. Energy & Environmental Science, 2016, 9(1): 62-73.
- [13] Lee J, Mubeen S, Ji X L, et al. Plasmonic photoanodes for solar water splitting with visible light[J]. Nano Letters, 2012, 12(9): 5014-5019.
- [14] Mukherjee S, Libisch F, Large N, et al. Hot electrons do the impossible: plasmon-induced dissociation of H₂ on Au[J]. Nano Letters, 2013, 13(1): 240-247.
- [15] Zhou X M, Liu G, Yu J G, et al. Surface plasmon resonance-mediated photocatalysis by noble metal-based composites under visible light[J]. Journal of Materials Chemistry, 2012, 22(40): 21337.
- [16] Wan Y, An Y S, Deng L G, et al. Plasmonic enhanced low-threshold random lasing from dye-

- doped nematic liquid crystals with TiN nanoparticles in capillary tubes [J]. *Scientific Reports*, 2017, 7 (1): 16185.
- [17] Li H, Yu J, Chen Z, et al. Broadband tunable terahertz absorber based on hybrid graphene-vanadium dioxide metamaterials[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(9): 0903001.
李辉, 余江, 陈哲, 等. 基于混合石墨烯-二氧化钒超材料的太赫兹可调宽带吸收器[J]. *中国激光*, 2020, 47(9): 0903001.
- [18] Catchpole K R, Polman A. Plasmonic solar cells [J]. *Optics Express*, 2008, 16(26): 21793-21800.
- [19] Turner J A. A realizable renewable energy future [J]. *Science*, 1999, 285(5428): 687-689.
- [20] Fang N, Lee H, Sun C, et al. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens [J]. *Science*, 2005, 308(5721): 534-537.
- [21] Wan Y, Deng L G. Modulation and enhancement of optical absorption of graphene-loaded plasmonic hybrid nanostructures in visible and near-infrared regions[J]. *Journal of Applied Physics*, 2017, 121 (16): 163102.
- [22] Fang Z Y, Wang Y M, Liu Z, et al. Plasmon-induced doping of graphene[J]. *ACS Nano*, 2012, 6 (11): 10222-10228.
- [23] Bachelier G, Mlayah A. Surface plasmon mediated Raman scattering in metal nanoparticles [J]. *Physical Review B*, 2004, 69(20): 205408.
- [24] Kelly K L, Coronado E, Zhao L L, et al. The optical properties of metal nanoparticles: the influence of size, shape, and dielectric environment [J]. *The Journal of Physical Chemistry B*, 2003, 107(3): 668-677.
- [25] Fontana J, Ratna B R. Highly tunable gold nanorod dimer resonances mediated through conductive junctions [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 105 (1): 011107.
- [26] Shirzaditabar F, Saliminasab M. Geometrical parameters effects on local electric field enhancement of silver-dielectric-silver multilayer nanoshell [J]. *Physics of Plasmas*, 2013, 20(5): 052109.
- [27] Wu D J, Jiang S M, Cheng Y, et al. Fano-like resonance in symmetry-broken gold nanotube dimer [J]. *Optics Express*, 2012, 20(24): 26559-26567.
- [28] Huang C J, Ye J, Wang S, et al. Gold nanoring as a sensitive plasmonic biosensor for on-chip DNA detection [J]. *Applied Physics Letters*, 2012, 100 (17): 173114.
- [29] Ye F, Burns M J, Naughton M J, et al. Structured metal thin film as an asymmetric color filter: the forward and reverse plasmonic halos [J]. *Scientific Reports*, 2014, 4: 7267.
- [30] Wiley B J, Im S H, Li Z Y, et al. Maneuvering the surface plasmon resonance of silver nanostructures through shape-controlled synthesis [J]. *The Journal of Physical Chemistry B*, 2006, 110(32): 15666-15675.
- [31] Zou W B, Zhou J, Jin L, et al. Properties of localized surface plasmon resonance of gold nanoshell pairs [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, 61(9): 097805.
邹伟博, 周骏, 金理, 等. 金纳米球壳对的局域表面等离子体共振特性分析 [J]. *物理学报*, 2012, 61 (9): 097805.
- [32] Liang Q Q, Sarvari N T, Yu W X, et al. Electron impact investigation of hybridization scheme in coupled split-ring resonators [C]//2014 8th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics, August 25-28, 2014, Lyngby, Denmark. New York: IEEE Press, 2014: 187-189.
- [33] Li G, Guan W J, Zhang Y J, et al. Polarization-controlled optical switch based on surface plasmon [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2020, 49(3): 0326001.
李刚, 关文俊, 张彦军, 等. 基于表面等离子体共振的偏振态控制光开关 [J]. *光子学报*, 2020, 49(3): 0326001.
- [34] Sherry L J, Jin R C, Mirkin C A, et al. Localized surface plasmon resonance spectroscopy of single silver triangular nanoprisms [J]. *Nano Letters*, 2006, 6(9): 2060-2065.
- [35] Zhou X, Fu Y, Li K, et al. Coupling mode-based nanophotonic circuit device [J]. *Applied Physics B*, 2008, 91(2): 373-376.
- [36] 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.
- [37] Palik E D. *Introductory remarks* [M]. Amsterdam: Elsevier, 1997: 3-9.
- [38] Wang J, Yuan B, Fan C, et al. A novel planar metamaterial design for electromagnetically induced transparency and slow light [J]. *Optics Express*, 2013, 21(21): 25159-25166.
- [39] Zhang Z J, Yang J B, He X, et al. Active control of broadband plasmon-induced transparency in a terahertz hybrid metal-graphene metamaterial [J]. *RSC Advances*, 2018, 8(49): 27746-27753.

- [40] Zou S L, Schatz G C. Response to “comment on ‘silver nanoparticle array structures that produce remarkable narrow plasmon line shapes’” [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2005, 122 (9) : 097102.
- [41] Carron K T, Lehmann H W, Fluhr W, et al. Resonances of two-dimensional particle gratings in surface-enhanced Raman scattering [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1986, 3 (3) : 430-440.