

# 偏振方向及结构间耦合作用对空心方形银 纳米结构表面等离子体共振的影响\*

李山<sup>1)</sup> 钟明亮<sup>1)</sup> 张礼杰<sup>2)</sup> 熊祖洪<sup>1)</sup> 张中月<sup>1)†</sup>

1)(西南大学物理科学与技术学院, 重庆 400715)

2)(温州大学纳米材料与化学重点实验室, 温州 325027)

(2010年10月17日收到; 2010年12月24日收到修改稿)

空心方形纳米结构能够激发更大面积的增强电场, 故其可以作为衬底用于表面增强拉曼散射. 应用离散偶极子近似算法研究了空心方形银纳米结构的消光光谱及其近场电场分布与入射光偏振方向之间的关系. 研究表明, 空心方形银纳米结构的表面等离子体共振峰不随入射光偏振方向的改变而移动, 但是其表面增强电场分布却强烈地依赖于入射光的偏振方向. 另外, 还讨论了空心方形银纳米结构间的耦合作用对其表面等离子体共振模式的影响. 结果发现, 可以通过调节结构间的距离来改变结构间的耦合作用, 同时改变了表面等离子体共振峰的位置. 这些结果将为理解闭合纳米结构表面等离子体共振方面的光学性质及闭合纳米结构间的耦合作用提供帮助, 从而指导闭合纳米结构阵列的制备, 以达到特定的表面等离子体共振方面应用的目的.

**关键词:** 空心方形银纳米结构, 表面等离子体, 偏振, 电场耦合

**PACS:** 78.67.-n, 78.40.-q, 78.40.Kc, 68.55.Jk

## 1. 引言

贵金属纳米结构具有很好的表面等离子体共振 (surface plasmon resonance) 特性<sup>[1-3]</sup>. 当入射光频率和电子振动频率相等时, 纳米结构产生强烈的吸收和散射, 同时在纳米结构表面出现大幅度的增强电场. 该表面增强电场贡献了表面增强拉曼散射 (surface enhanced Raman scattering) 信号强度的大部分, 文献[4-8]研究表明表面增强拉曼散射强度与表面增强电场强度的四次方成正比. 纳米结构的表面等离子体共振强烈地依赖于纳米结构的形貌、尺寸、构成、周围介质及纳米结构间的排列方式<sup>[6,9-13]</sup>. 大多数的研究结构是包括球形、椭球形、三角形、楔形、长方形、圆柱形等实心纳米结构, 而空心纳米结构拥有更多的表面积及凹进, 有助于激发更强的增强电场及更多的强电场分布<sup>[14]</sup>. 与U形纳米结构相比, 空心方形纳米结构不仅具有不同的

电子振动模式, 而且增强电场分布的面积更大. 这说明, 空心方形纳米结构更适合作为衬底, 用于表面增强拉曼散射, 实现生物分子或者化学分子的探测.

作为与表面等离子体共振密切相关的分析技术, 表面增强拉曼散射不仅强烈地依赖于表面增强电场的大小, 而且还与表面增强电场的分布密切相关<sup>[15]</sup>. 表面增强电场一般分布在纳米结构的表面或者尖端. 但是, 当纳米结构变复杂时, 电场分布还强烈地依赖于入射电场的偏振方向. 例如, 对于星形 (star-shaped) 金纳米结构<sup>[16]</sup>, 不同尖端附近的增强电场分布与不同的入射电场偏振方向相关联, 并且与不同的表面等离子体共振峰相对应. 空心方形纳米结构的消光系数和表面增强电场分布也可能依赖于激发光的偏振方向. 另外, 当纳米结构阵列作为衬底用于表面增强拉曼散射时, 纳米结构间的耦合作用也不容忽略<sup>[17]</sup>, 其表面等离子体共振峰的位置还强烈地依赖于纳米结构间的距离<sup>[18,19]</sup>. 故相邻

\* 国家自然科学基金(批准号:11004160, 10974157)、重庆市自然科学基金(批准号:CSTC2010BB4005)、中央高等学校基本科研基金(批准号:XDJK2009C078, XDJK2009A001)和国家大学生创新性实验计划(批准号:101063523)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zyzhang@swu.edu.cn

空心方形纳米结构间的耦合作用也可能会对其表面等离子体共振模式产生影响.

为了更进一步深入了解空心方形纳米结构表面等离子体共振方面的特性,本文应用离散偶极子近似(discrete dipole approximation)算法研究了入射光具有不同偏振方向时的消光光谱及其近场电场分布.另外,本文还着重研究了两个相邻空心方形银纳米结构间的耦合作用对其表面等离子体共振的影响.这些结果为相关的实验研究提供了较有价值的理论指导.

## 2. 离散偶极子近似计算

离散偶极子近似算法<sup>[20-22]</sup>是一种高效的解决复杂形状粒子电磁散射与电磁吸收的方法.该方法首先将任意形状的纳米结构分解为方形小块,每个方形小块用一个等效偶极子代替,每一个偶极子的极化强度由入射电场及其他偶极子在该处所激发的电场共同决定,所有偶极子的极化强度构成一个自洽的方程,一旦解出该方程就可以得到所有偶极子的极化强度,其他感兴趣的物理量可以由所有的偶极子极化强度求得.该方法概念简单,随着分解纳米结构的偶极子数目的增加,该算法能够计算出准确的结果.本文应用该算法研究了空心方形银纳米结构的消光系数  $Q_{\text{ext}}$  及其近场电场强度分布  $\gamma$ ,以分析激发光偏振方向及结构间的耦合作用对其表面等离子体共振的影响.消光系数  $Q_{\text{ext}}$  可以表示为

$$Q_{\text{ext}} = C_{\text{ext}} / (\pi a_{\text{eff}}^2),$$

其中  $a_{\text{eff}}$  是纳米结构的有效半径,  $C_{\text{ext}}$  是纳米结构的消光截面. 电场强度分布  $\gamma$  可以表示为

$$\gamma = \frac{|\mathbf{E}|^2}{|\mathbf{E}_0|^2},$$

其中  $\mathbf{E}_0$  是入射电场强度,  $\mathbf{E}$  是纳米结构表面电场强度.

图 1 所示为本文所研究的纳米结构. 空心方形纳米结构包括四个长方体,所有长方体的高度(图 1 中的  $z$  方向)固定为 10 nm. 沿  $x$  方向长方体的长度  $L_x = 40$  nm;沿  $y$  方向长方体的长度  $L_y = 40$  nm. 空心方形纳米结构处于空气中(折射率为 1). 入射光垂直于空心方形纳米结构(沿  $-z$  方向). 由于空心方形纳米结构形貌上的各向异性,本文计算了该结构在不同偏振角度(即图 1 中电场偏振方向与  $x$  轴之间的夹角  $\varphi$ ) 时的消光光谱及其近场电场强度分

布. 为了深刻理解空心方形纳米结构间的耦合作用对其表面等离子体共振模式的影响,本文系统地改变空心方形纳米结构间的距离. 在所有的离散偶极子近似计算中,分割纳米结构的格子(lattice spacing)尺寸为 1.25 nm,此尺寸满足了离散偶极子近似计算收敛的需要. 计算中用到的银材料折射率取自文献[23].

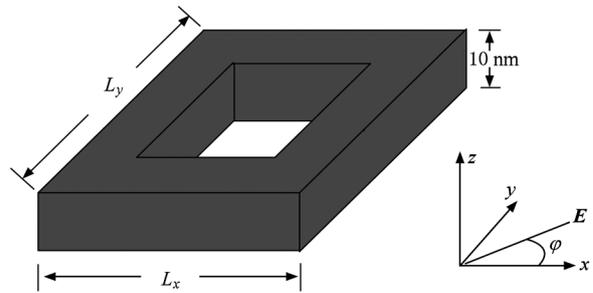


图 1 空心方形纳米结构示意图

## 3. 结果及讨论

### 3.1. 激发光偏振方向对空心方形纳米结构表面等离子体共振的影响

为了深入了解空心方形纳米结构表面等离子体共振的性质与入射光偏振方向之间的关系,我们计算了不同偏振角度下的消光光谱及其近场电场强度分布. 图 1 中入射光的偏振角度  $\varphi$  从  $x$  轴起,逐步增加到  $90^\circ$ ,间隔为  $10^\circ$ . 此外,我们还计算了  $\varphi = 45^\circ$  时的消光光谱,所得结果如图 2 所示. 该消光光谱与文献[14]中的消光光谱类似,除横向偶极子模式(TDM)和横向四极子模式(TQM)外,位于  $\lambda_p = 0.751 \mu\text{m}$  的主消光峰(用 A 峰表示)非常强,位于  $\lambda_p = 0.433 \mu\text{m}$  处的消光峰(用 B 峰表示)相对较弱. 当  $\varphi$  从  $0^\circ$  增加到  $90^\circ$  时(电场偏振方向从  $x$  轴旋转到  $y$  轴),消光光谱与图 2 类似,表面等离子体共振峰没有移动,并且共振峰处的消光系数也没有发生明显变化. 我们还计算了激发光波长在表面等离子体共振峰处、不同偏振角度时的近场电场分布. 图 3 给出了偏振角  $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$  时的近场电场强度分布. 如图 3 (a) 所示,当  $\varphi = 0^\circ$  时,入射电场沿  $x$  方向,在空心方形纳米结构内部,强电场主要分布在两平行于  $y$  轴边的表面;纳米结构四个顶角的外表面分布着强度基本相同的电场. 当  $\varphi = 30^\circ$

时(图3(b)),在空心方形纳米结构内部,强电场仍主要分布在两平行于 $y$ 轴边的表面;纳米结构四个顶角的外表面分布着强度不同的电场,电场分布发生了倾斜.当 $\varphi = 45^\circ$ 时(图3(c)),在空心方形纳米结构内部,强电场分布在所有边的表面,甚至在纳米结构的中心都出现了很强的电场分布,倾斜的外表面电场在纳米结构的顶角表面表现更为突出.当 $\varphi = 60^\circ$ 时(图3(d)),在纳米结构内部,强电场主要分布在两平行于 $x$ 轴边的表面,在纳米结构外部仍然保留了倾斜的电场分布.当 $\varphi = 90^\circ$ 时,入射电场沿 $y$ 轴方向,所激发的近场电场分布与 $\varphi = 0^\circ$ 相比旋转了 $90^\circ$ .由以上电场强度分布可知,激发光的偏振角度改变了空心方形纳米结构表面增强电场的分布.

对于圆环纳米结构,表面增强电场分布在入射偏振电场方向上,随着偏振方向的旋转,表面增强电场的分布也在旋转,但由于圆环结构的对称性,其共振峰并不移动.空心方形纳米结构具有类似的性质,入射光偏振方向改变了表面增强电场的分布,但是并没有移动其共振峰.类似地,对于空心、闭合的纳米结构,当入射光垂直于闭合表面时,改

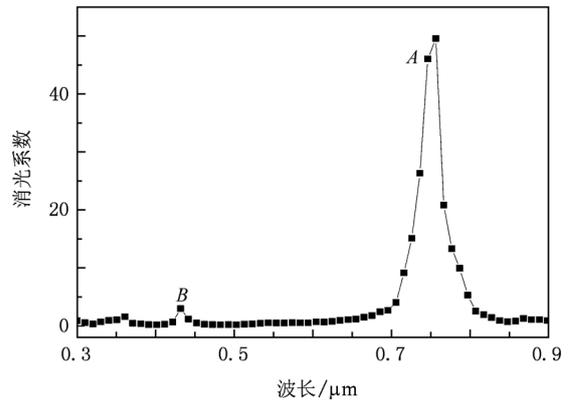


图2 偏振角 $\varphi = 45^\circ$ 时的空心方形银纳米结构的消光光谱

变入射电场的偏振方向,可以在不移动表面等离子体共振峰的情况下调节纳米结构表面增强电场的分布.当该类纳米结构作为衬底用于表面增强拉曼散射时,可以根据不同偏振方向的表面增强电场分布来分析被探测分子在纳米结构上的分布.例如,可以通过比较 $\varphi = 90^\circ$ 和 $\varphi = 0^\circ$ 时的表面增强拉曼散射信号强度来分析被探测分子主要分布在 $x$ 方向边上或 $y$ 方向边上,可以通过比较 $\varphi = 45^\circ$ 和 $\varphi =$

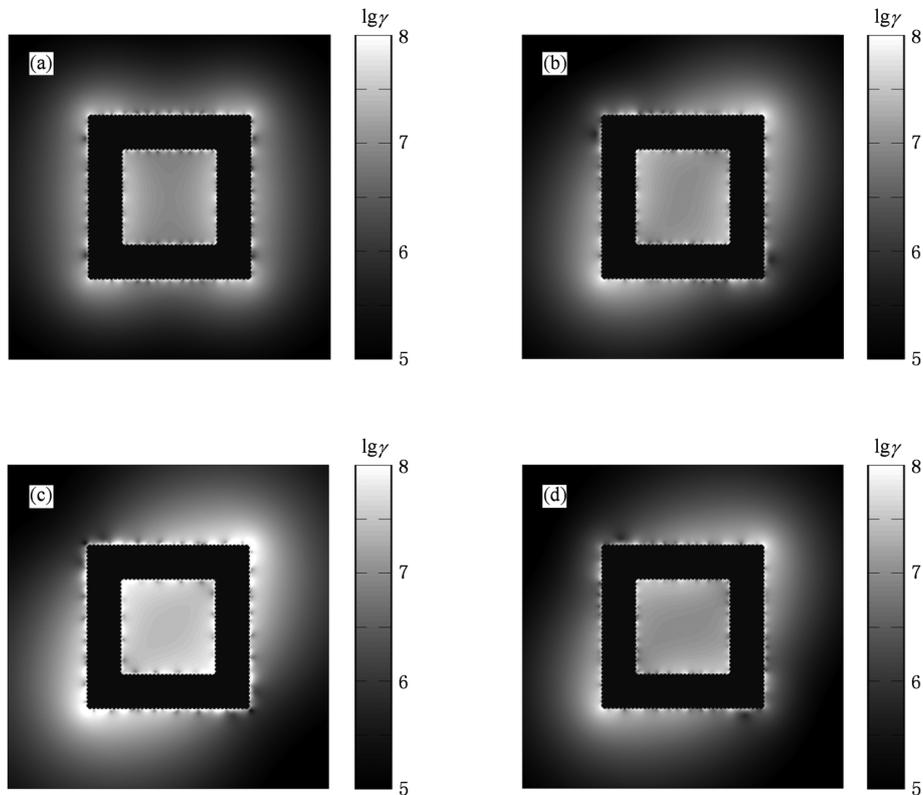


图3 当 $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ 时,空心方形银纳米结构的近场电场强度分布( $\lg\gamma$ ) (a)  $\varphi = 0^\circ$ , (b)  $\varphi = 30^\circ$ , (c)  $\varphi = 45^\circ$ , (d)  $\varphi = 60^\circ$

135°时的表面增强拉曼散射信号强度来分析分布在两个对角顶点附近的被探测分子更多些。

### 3.2. 两空心方形纳米结构间的间距对其表面等离子体共振的影响

为了深刻理解空心方形纳米结构间的耦合作用对其表面等离子体共振模式的影响,本文系统地改变空心方形纳米结构间的距离.图4给出了所研究的沿电场偏振方向排列的两空心方形纳米结构.为了研究沿电场偏振方向排列的两空心方形纳米结构间的耦合作用对其表面等离子体共振模式的影响,两空心方形纳米结构( $L_x = L_y = 40\text{ nm}$ )间的边-边间距  $d_x$  从 5 nm 增加到 25 nm,间隔为 2.5 nm.

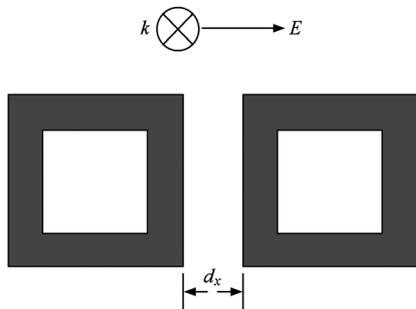


图4 沿电场偏振方向平行排列、间距为  $d_x$  的两空心方形银纳米结构示意图 图中标出了激发光的入射方向及其电场偏振方向

当  $x$  方向上的间距  $d_x$  变化时,其消光光谱与图2类似,除 TDM, TQM 和  $B$  峰共振模式外,还有一个很强的  $A$  峰共振模式.随着间隔  $d_x$  的增加,  $A$  峰单调蓝移.图5(a)给出了  $A$  共振峰峰位随着间隔距离  $d_x$  变化的移动曲线(图中实线是应用一阶指数衰减函数拟合得到的结果).从图5(a)可以看出,当间隔距离增加到  $d_x = 25\text{ nm}$  时,  $A$  峰的位置为  $\lambda_p = 0.791\text{ }\mu\text{m}$ ,此峰仍比单独一个空心方形纳米结构的共振峰位置( $\lambda_p = 0.751\text{ }\mu\text{m}$ )红移很多.因而在电场偏振方向上相邻纳米结构间的耦合作用非常重要,在调节等离子体共振峰位置时,此耦合作用不可忽略.图6(a)为间隔距离  $d_x = 10\text{ nm}$ 、入射波长在  $A$  共振峰( $\lambda_p = 0.827\text{ }\mu\text{m}$ )处的近场电场强度分布.从图6(a)可以看出,电场分布在各个纳米棒的周围,在两个空心方形结构的内部也有很强的电场耦合,特别是在两空心方形纳米结构靠近的  $y$  方向纳米棒的中间,电场耦合作用特别强.图6(a)用箭头标出了可能的电子振动方式,共有4个主要沿  $x$

方向的偶极子振动.在两个相邻的  $y$  方向纳米棒上聚集了极性相反的电荷,从而在两棒中间激发很强的增强电场.当两个纳米结构相对靠近时,两个  $y$  方向上的电子振动比较容易耦合在一起,相当于延长了整个沿  $x$  方向的电子振动的距离,从而具有较大的等离子体共振波长.随着间隔距离  $d_x$  的增大,此耦合作用逐渐减小,有效电子振动的距离也减小,导致图5(a)中共振峰蓝移.从图5(b)可以看出,  $B$  共振峰随着间隔距离  $d_x$  的增加也发生蓝移(图中实线也是应用一阶指数衰减函数拟合得到的结果).图6(b)为间隔距离  $d_x = 10\text{ nm}$ 、入射波长在  $B$  共振峰( $\lambda_p = 0.445\text{ }\mu\text{m}$ )处的近场电场强度分布.从图6(b)可以看出,电场主要分布在两个  $y$  方向纳米棒的周围,特别是相邻的两个纳米棒的中间.图6(b)也用箭头标出了可能的电子振动方式,共有4个偶极子沿着  $x$  方向振动,8个偶极子沿着  $y$  方向振动.在两个相邻的  $y$  方向纳米棒相同位置(例如上端、中部和下端)聚集了极性相反的电荷,电荷之间的吸引作用会使两竖直纳米棒中的电荷相互靠

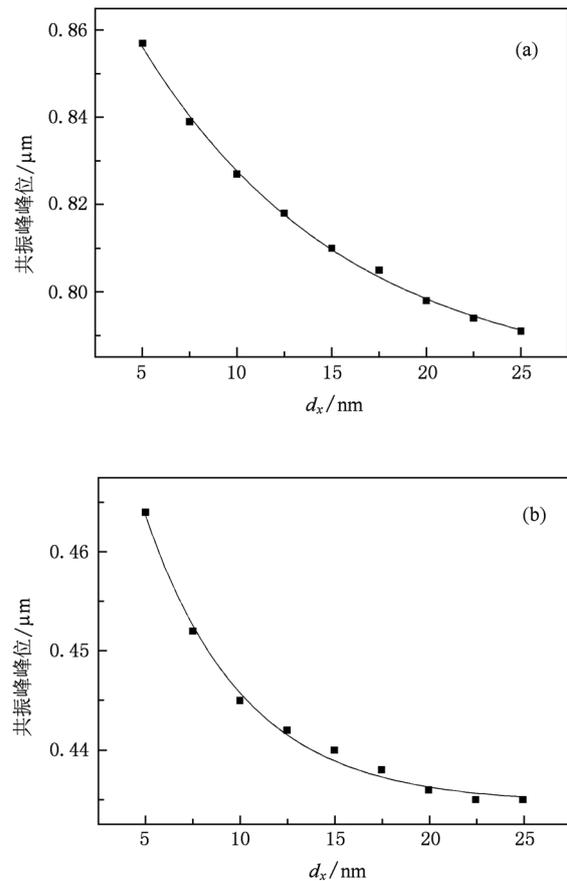


图5 间隔距离  $d_x$  与空心方形银纳米结构消光光谱线中不同模式共振峰峰位的关系 (a)  $A$  峰, (b)  $B$  峰

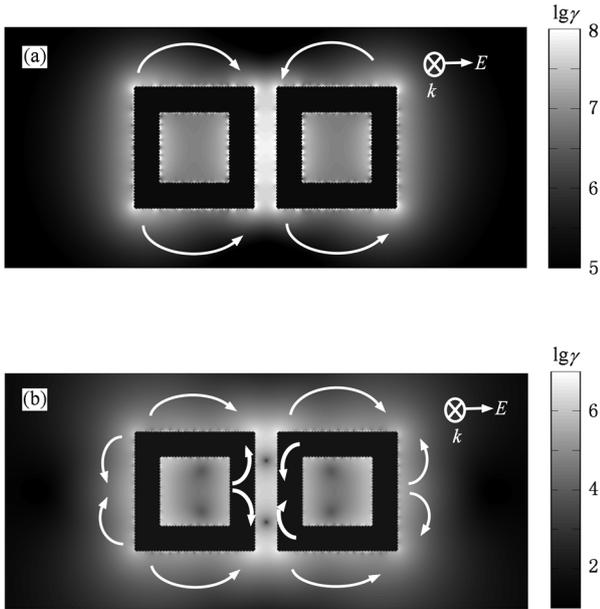


图6 当间隔距离  $d_x = 10 \text{ nm}$  时,不同模式表面等离子体共振峰处的近场电场强度分布 ( $\lg\gamma$ ) (a) A 峰,  $\lambda_p = 0.827 \text{ }\mu\text{m}$ ; (b) B 峰,  $\lambda_p = 0.445 \text{ }\mu\text{m}$

近,从而使得提供电子振动的有效直径变小.随着间隔距离的变大,两纳米棒上电荷的吸引作用将减弱,电子振动的有效直径变大、电子振动的有效纵横比(aspect ratio)将减小,从而导致共振峰蓝移.

图7给出了所研究的垂直于电场偏振方向排列的两空心方形纳米结构.为了研究垂直于电场偏振方向排列的两空心方形纳米结构间的耦合作用,两空心方形纳米结构( $L_x = L_y = 40 \text{ nm}$ )间的边-边间隔  $d_y$  也是从  $5 \text{ nm}$  增加到  $25 \text{ nm}$ ,间隔为  $2.5 \text{ nm}$ .

当  $y$  方向间隔距离变化时,其消光光谱仍与图2类似,谱线中同样有 TDM, TQM, A 峰和 B 峰共振模式.随着间隔距离  $d_y$  的增加, A 峰移动并不明显,图8(a)给出了 A 峰随着间隔距离  $d_y$  的变化而发生移动的情况.从图8(a)可以看出, A 峰随着间隔距离的增加而发生轻微的红移,当间隔距离从  $5 \text{ nm}$  增加到  $25 \text{ nm}$  的时候, A 峰仅仅从  $\lambda_p = 0.717 \text{ }\mu\text{m}$  红移到  $\lambda_p = 0.737 \text{ }\mu\text{m}$ .图8中的实线是应用玻尔兹曼函数拟合的结果.图9(a)所示为间隔距离  $d_y = 10 \text{ nm}$ 、入射波长在 A 峰( $\lambda_p = 0.723 \text{ }\mu\text{m}$ )处的近场电场强度分布.从图9(a)中可以看出:电场分布在各个纳米棒的周围,在两个空心方形结构的内部有很强的电场耦合,但是在两个相邻的  $x$  方向纳米棒的中间,电场耦合相对较弱.一共有4个主要沿  $x$  方向的电偶极子振动,在两个相邻的  $x$  方向纳米棒上

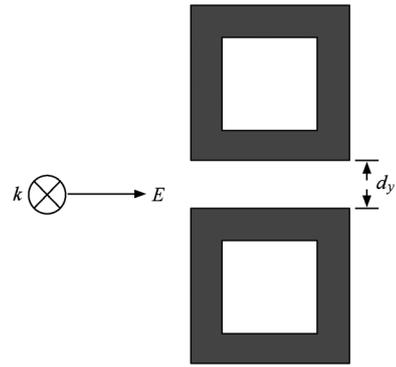


图7 垂直于电场偏振方向平行排列、间距为  $d_y$  的两空心方形纳米结构示意图 图中标出了激发光的入射方向及其电场偏振方向

出现了相同的偶极子振动,两个相邻纳米棒间的电场耦合作用比较弱,所以间隔距离  $d_y$  对表面等离子体共振峰的影响不大.从图8(b)可以看出, B 共振峰随着间隔距离  $d_y$  的增加也发生轻微的红移.图9(b)为间隔距离  $d_y = 10 \text{ nm}$ 、入射波长在 B 峰( $\lambda_p = 0.426 \text{ }\mu\text{m}$ )处的近场电场强度分布,可以看出电场仍主要分布在两个  $y$  方向纳米棒的周围.图9(b)中也用箭头标出了可能的电子振动方式,共有4个偶极子沿着  $x$  方向振动,8个偶极子沿着  $y$  方向振动. B 峰主要源于沿着  $y$  方向的偶极子振动.由图9(b)可以看到,4个相邻的  $y$  方向纳米棒的端点带有相同极性的电荷,相同极性电荷之间会产生排斥作用,随着间隔距离的增大,这种排斥作用将减小,使得电子在  $y$  方向纳米棒上的振动距离增大,从而导致 B 峰的红移.

因为当入射光偏振方向沿空心方形纳米结构的对角线时,在空心方形纳米结构内部及顶角附近激发了最强的增强电场,所以本文还研究了两个在对角线方向排列的空心方形纳米结构间的耦合作用对等离子体共振模式的影响.空心方形纳米结构间的距离  $d$  为对角线方向上顶角与顶角之间距离投影到  $x$  轴或者  $y$  轴上的长度,  $d$  从  $5 \text{ nm}$  增加到  $25 \text{ nm}$ ,间隔为  $2.5 \text{ nm}$ .当  $d$  变化时,其消光光谱仍与图2类似,除 TDM, TQM 和 B 峰共振模式外,还有一个很强的 A 峰共振模式.当  $d$  从  $5 \text{ nm}$  增加到  $25 \text{ nm}$  时, A 峰从  $\lambda_p = 0.807 \text{ }\mu\text{m}$  单调蓝移到  $\lambda_p = 0.765 \text{ }\mu\text{m}$ .共振峰峰位与  $d$  之间的关系仍然可以用一阶指数衰减函数来很好地拟合.当入射光波长位于 A 峰处时,增强电场分布在各个纳米棒的周围,在两个

空心方形纳米结构的内部也有很强的电场耦合,在对角线方向和两个结构间电场耦合作用特别强.在两个相近的顶角上聚集了相反极性的电荷,从而在两空心方形纳米结构间形成很强的电场分布.当两个纳米结构相对靠近的时候,两个空心方形纳米结构上的电子振动比较容易耦合在一起,相当于延长了整个沿  $x$  方向或者  $y$  方向的电子振动距离,从而具有较大的表面等离子体共振波长.随着间隔距

离的增大,此耦合作用逐渐减小,有效电子振动的距离也减小,导致共振峰蓝移.  $B$  峰随着间隔距离  $d$  的增加也发生蓝移,并且也可以应用一阶指数衰减函数拟合共振峰峰位与间距  $d$  的关系.当入射光波长位于  $B$  峰处时,在空心方形纳米结构内部,电场主要分布在四个不在对角连线上的夹角内,另外沿对角连线方向、纳米结构间也有很强的电场耦合作用.

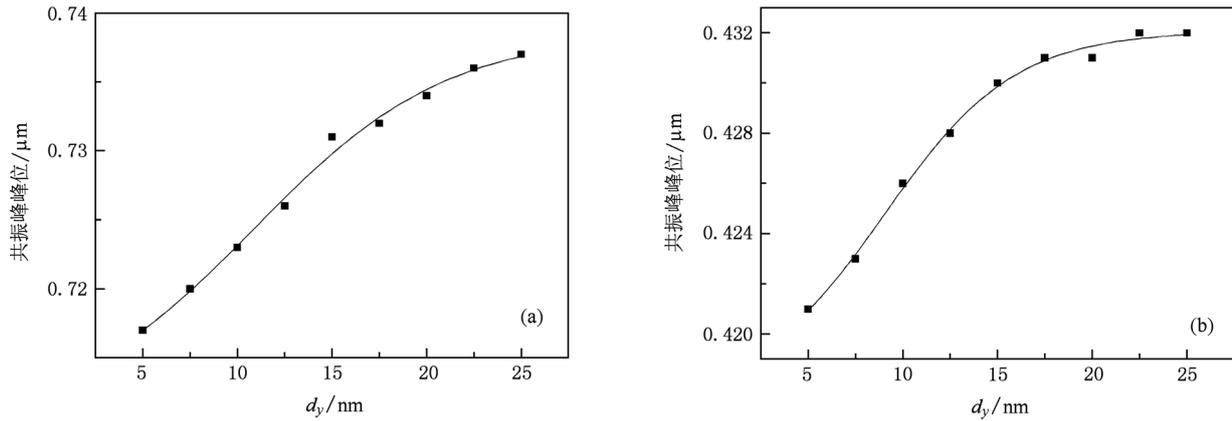


图8 间隔距离  $d_y$  与空心方形银纳米结构消光谱线中不同模式共振峰峰位的关系 (a)  $A$  峰, (b)  $B$  峰

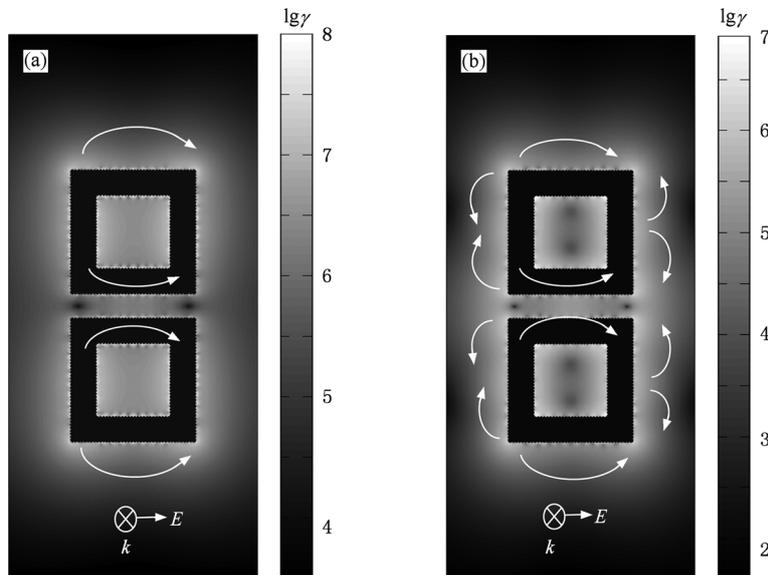


图9 当间隔距离  $d_y = 10$  nm 时,不同模式表面等离子体共振峰处的近场电场强度分布 ( $\lg \gamma$ ) (a)  $A$  峰,  $\lambda_p = 0.723 \mu\text{m}$ ; (b)  $B$  峰,  $\lambda_p = 0.426 \mu\text{m}$

## 4. 结 论

应用离散偶极子近似算法计算了空心方形银

纳米结构在不同偏振角度下的消光光谱及其近场电场分布,并研究了相邻空心方银纳米结构间的耦合作用对其表面等离子体共振的影响.计算结果表明,可以应用空心方形纳米结构在不移动表面等离

子体共振峰的情况下通过调节激发光的偏振方向来改变激发电场的分布. 因此, 当空心方形纳米结构被用作表面增强拉曼散射衬底时, 可以通过调节激发光的偏振方向来分析被探测分子在纳米结构上的分布. 研究发现, 在入射电场偏振方向上纳米结构间的耦合作用比在垂直于入射电场偏振方向

上纳米结构间的耦合作用强很多. 这些结果不仅给理解空心方形纳米结构阵列的光学性质提供一个切入点, 而且还有助于设计空心方形纳米结构, 调节表面等离子体共振峰, 以满足特定等离子体光子学方面的需要.

- [1] Hao P, Wu Y H, Zhang P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6532 (in Chinese) [郝鹏、吴一辉、张平 2010 物理学报 **59** 6532]
- [2] Wang K, Yang G, Long H, Li Y H, Dai N L, Lu P Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3862 (in Chinese) [王凯、杨光、龙华、李玉华、戴能利、陆培祥 2008 物理学报 **57** 3862]
- [3] Wu D J, Liu X J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5138 (in Chinese) [吴大建、刘晓峻 2008 物理学报 **57** 5138]
- [4] Moskovits M 1985 *Rev. Mod. Phys.* **57** 783
- [5] Champion A, Kambhampati P 1998 *Chem. Soc. Rev.* **27** 241
- [6] Tian Z Q, Ren B, Wu D Y 2002 *J. Phys. Chem. B* **106** 9463
- [7] Vo-Dinh T 1998 *Trac. Trends Anal. Chem.* **17** 557
- [8] Liu M M, Zhang G P, Zou M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4608 (in Chinese) [刘敏敏、张国平、邹明 2006 物理学报 **55** 4608]
- [9] Nie S M, Emory S R 1997 *Science* **275** 1102
- [10] Kelly K L, Coronado E, Zhao L L, Schatz G C 2003 *J. Phys. Chem. B* **107** 668
- [11] Zhang Z Y, Zhao Y P 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 023110
- [12] Huang Q, Wang J, Cao L R, Sun J, Zhang X D, Geng W D, Xiong S Z, Zhao Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1980 (in Chinese) [黄茜、王京、曹丽冉、孙建、张晓丹、耿卫东、熊绍珍、赵颖 2009 物理学报 **58** 1980]
- [13] Zhu B H, Wang F F, Zhang K, Ma G H, Gou L J, Qian S X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4024 (in Chinese) [朱宝华、王芳芳、张琨、马国宏、郭立俊、钱士雄 2007 物理学报 **56** 4024]
- [14] Zhang Z Y, Xiong Z H 2010 *Sci. China G* **40** 330 (in Chinese) [张中月、熊祖洪 2010 中国科学 **40** 330]
- [15] Zhang Z Y, Liu Y J, Zhao Q, Zhao Y P 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 143107
- [16] Hao F, Nehl C L, Hafner J H, Nordlander P 2007 *Nano Lett.* **7** 729
- [17] Liu Y J, Zhang Z Y, Zhao Y P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 173106
- [18] Su K H, Wei Q H, Zhang X, Mock J J, Smith D R, Schultz S 2003 *Nano Lett.* **3** 1087
- [19] Zhao L L, Kelly K L, Schatz G C 2003 *J. Phys. Chem. B* **107** 7343
- [20] Flatau P J, Stephens G L, Draine B T 1990 *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 593
- [21] Lei C X, Wu Z S 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5692 (in Chinese) [类成新、吴振森 2010 物理学报 **59** 5692]
- [22] Jensen T, Kelly L, Lazarides A, Schatz G C 1999 *J. Cluster Sci.* **10** 295
- [23] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370

# Effects of incident polarization and electric field coupling on the surface plasmon properties of square hollow Ag nanostructures<sup>\*</sup>

Li Shan<sup>1)</sup> Zhong Ming-Liang<sup>1)</sup> Zhang Li-Jie<sup>2)</sup> Xiong Zu-Hong<sup>1)</sup> Zhang Zhong-Yue<sup>1)†</sup>

1) (School of Physical Science and Technology, Southwest University, Chongqing 400715, China)

2) (Key Laboratory of Nanomaterials and Chemistry, Wenzhou University, Wenzhou 325027, China)

(Received 17 October 2010; revised manuscript received 24 December 2010)

## Abstract

Square hollow nanostructure can induce a large-area enhanced electric field at the main plasmon peak. Therefore, it can be used as a substrate for the surface enhanced Raman scattering. The effects of the incident polarization on the extinction spectrum and the electric field distribution of the square Ag nanostructure are studied by the discrete dipole approximation method. The results show that the plasmon peaks do not shift with the variation of incident polarization. However, the electric field distribution is strongly dependent on the direction of incident polarization. Additionally, the effect of the electric field coupling between adjacent square Ag nanostructures on the plasmon mode is also studied. It is found that the plasmon resonance can be tuned by varying the separation between adjacent squares. These results could be used to guide the preparation of such closed nanostructures for specific plasmonic applications.

**Keywords:** square hollow Ag nanostructure, surface plasmon, polarization, electric field coupling

**PACS:** 78.67.-n, 78.40.-q, 78.40.Kc, 68.55.Jk

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004160, 10974157), the Natural Science Foundation of Chongqing, China (Grant No. CSTC2010BB4005), the Fundamental Scientific Research Foundation for the Central Universities of China (Grant Nos. XDJK2009C078, XDJK2009A001) and the National Innovation Experimental Program for Undergraduate Students of China (Grant No. 101063523).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zyzhang@swu.edu.cn