

金纳米棒三聚体中的等离激元诱导透明

马平平 张杰 刘焕焕 张静 徐永刚 王江 张梦桥 李永放

Plasmon induced transparency in the trimer of gold nanorods

Ma Ping-Ping Zhang Jie Liu Huan-Huan Zhang Jing Xu Yong-Gang Wang Jiang Zhang Meng-Qiao
Li Yong-Fang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 217801 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.217801

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.217801>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I21>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

银纳米颗粒及阵列光传输性质的理论研究

[Theoretical study on the optical response features of silver nanoparticles and arrays](#)

物理学报.2016, 65(20): 207802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.207802>

Ag-Au 二元纳米微粒吸收谱的计算

[Calculation of absorption spectrum of silver-gold bimetallic nanoparticles](#)

物理学报.2014, 63(11): 117802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.117802>

金/银纳米颗粒对 Eu 掺杂薄膜发光特性影响的研究

[Influences of gold/silver nanoparticles on fluorescence of europium-doped films](#)

物理学报.2014, 63(5): 057802 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.057802>

热处理对富硅氧化硅薄膜中硅纳米晶形成的影响

[Effects of thermal treatments on the formation of nanocrystalline Si embedded in Si-rich oxide films](#)

物理学报.2012, 61(15): 157804 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.157804>

空心微球/网络复合型碳泡沫材料制备与机理分析

[Preparation and mechanism analysis of hollow microspheres/reticulated composite carbon foam](#)

物理学报.2010, 59(11): 7956-7960 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.59.7956>

金纳米棒三聚体中的等离激元诱导透明

马平平 张杰 刘焕焕 张静 徐永刚 王江 张梦桥 李永放[†]

(陕西师范大学物理学与信息技术学院, 西安 710119)

(2016年1月30日收到; 2016年8月5日收到修改稿)

基于金纳米棒构成的三聚体微元结构模型, 详细地研究了等离激元诱导透明 (plasmon induced transparency, PIT) 现象产生的物理过程. 研究发现, 三聚体的吸收谱线随着其耦合距离以及尺寸的变化, 竖直金纳米棒所对应的偶极明模在平行双长条金纳米棒对应的暗模作用下会产生分裂. 依据这一结果提出了一个新的物理解释, PIT 现象的产生主要来自于竖直金纳米棒中偶极振荡的模式分裂后的相干叠加. 同时, 考虑到两个振子之间的耦合会伴随着一定的相位关联性, 进而引入了耦合相位因子修正了洛伦兹振子耦合模型, 解析地研究了耦合相位因子对吸收谱的调控作用和分裂明模之间的相干叠加效应对 PIT 效应的影响. 这在纳米尺寸范围设计人造原子、光开关、慢光效应等方面的应用提供了理论参考.

关键词: 金纳米棒三聚体, 等离激元诱导透明, 相干叠加

PACS: 78.67.Bf, 42.25.Bs, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.65.217801

1 引言

金属纳米结构与光场相互作用会在金属纳米表面产生等离激元共振, 多个微元复合体结构之间的杂化能够产生多个等离激元振荡模式, 由此可在光学频域内实现对共振频率的调节. 随着材料科学的发展, 光控制等离激元模式的研究已经朝向纳米光子学方向发展^[1,2], 同时通过设计适当的微元结构也可实现对光场的操控^[3,4]. 在金属微元结构中的表面等离激元振荡方面所产生的物理现象和重要应用涵盖了许多领域, 例如, 荧光共振能量转移^[5]、增强拉曼散射^[6]、非线性效应^[7-9]、法诺共振^[10,11]、生物传感等物理现象^[12-15]. 由于金属材料的低损耗性, 结合金属材料在光学频域内响应的可调性, 最近几年类似于原子系统中的电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 现象的等离激元诱导透明 (plasmon induced transparency, PIT) 已经在金属微元材料中实现^[16-19]. 这是人们在纳米尺寸范围内对光操控的典型例子. 电磁诱导透明是激发态和亚稳态与基态之间的耦合导致了光场所诱发的两个跃迁路

径间产生量子相消干涉效应, 进而使得探测光场在介质中表现为零吸收现象^[20-22]. 这一物理现象将在延迟线、慢光装置、光开关、纠缠光子对的制备、光子逻辑门等诸多方面具有重要应用^[23-29].

Zhang 等^[30]研究了由三个条状金属材料纳米棒构成的三聚体结构中产生的 PIT 效应, 并给出了典型的物理解释. 他们将三聚体之间的相互作用类比为两个人造原子态之间的耦合. 其中竖直的金纳米棒充当一个偶极天线, 可以产生明模辐射, 相当于一个偶极辐射原子态. 有间隔地平行放置双长条金纳米棒具有反对称电荷分布的四极模式, 它不能够被光场直接激发, 充当一个暗原子态. 这两个人造原子态间的耦合作用, 即被光场直接激发的明模原子态同时会受到暗原子态的反作用, 这样偶极辐射原子态受到两个通道的作用所产生的相消干涉是导致 PIT 效应的根本原因.

我们基于类似的微元三聚体结构模型 (如图 1 所示), 通过改变结构参数, 详细地研究了 PIT 现象产生的物理过程. 研究发现, 三聚体的吸收谱线随着其耦合距离以及尺寸的变化, 竖直金纳米棒所对应的偶极明模在平行的双长条金纳米棒所对应的暗模作用下会产生分裂. 由此提出了一个新的

[†] 通信作者. E-mail: yfli@snnu.edu.cn

物理解释, 我们认为PIT现象的产生主要来自于竖直金纳米棒中偶极振荡模式分裂后的相干叠加结果. 同时, 考虑到两个振子之间的耦合会伴随着一定的相位关联性, 通过对两个洛伦兹振子耦合模型的修正, 解析地研究了耦合相位因子对吸收谱的调控作用. 这为今后在纳米尺寸范围设计人造原子、光开关、慢光效应等方面的应用提供理论参考.

2 金纳米棒三聚体的结构设计 with 单个金纳米棒的偶极振荡

2.1 金纳米棒三聚体的结构设计

三个条状金纳米棒组成的三聚体尺寸与结构如图1所示. 金纳米棒的厚度均为20 nm, 几何参数 L_1 , L_2 和 A , B 分别是竖直金纳米棒和两个平行

双金纳米棒的长度和宽度. g_1 表示竖直金纳米棒和两个平行金纳米棒之间的空间间隔(耦合间距), g_2 表示两个平行金纳米棒之间的空间间隔.

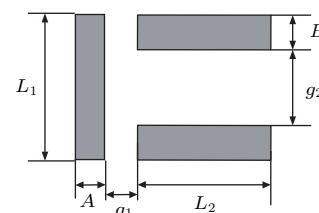


图1 金纳米棒三聚体的二维平面结构图

Fig. 1. Two-dimensional plane schematic of the gold nanorods trimer.

利用文献[31]中所提供的不同光子能量(不同频率)的金材料折射率参数和有限元方法, 我们对三维结构金纳米棒的吸收特性进行了数值模拟. 在

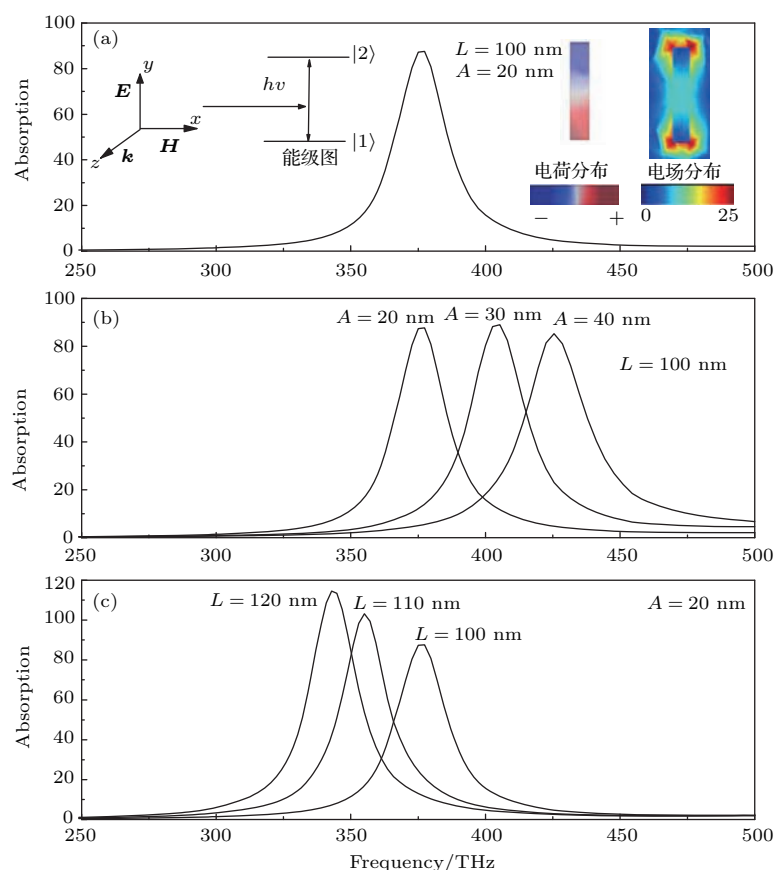


图2 (网刊彩色) 单个竖直金纳米棒与正入射(沿 z 轴传播)光场相互作用时数值模拟的吸收谱线(光场的偏振方向沿棒的长度方向(y 方向)) (a) 金纳米棒吸收峰和所对应的电荷、电场分布以及能级图; (b) 金纳米棒宽度分别为 $A = 20, 30$ 和 40 nm时的吸收谱; (c) 金纳米棒长度 $L = 100, 110$ 和 120 nm时的吸收谱

Fig. 2. (color online) Numerical simulations of absorption spectra of the single nanorod interacting with vertically incident light (along z axis), and the polarization direction is along y axis: (a) The absorption spectra of the single nanorod, the charge and the electric field distributions, and the energy level diagram; (b) the absorption of the single vertical nanorod as a function of the width of nanorod, where the widths of the nanorod is $A = 20, 30$, and 40 nm, respectively; (c) the absorption of the single vertical nanorod as a function of the lengths of nanorod which are $100, 110$, and 120 nm, respectively.

利用有限元方法计算三聚体的吸收谱时, 采用了完美匹配层假设, 这时被三聚体所散射的光会被完美匹配层所吸收^[32]. 在本文中我们主要考察了三聚体结构中金属材料的吸收光谱、电场和电荷分布, 其吸收是利用计算热损的方法获得的.

2.2 单个金纳米棒的偶极振荡与二能级系统

为了更好地说明图 1 中的金纳米棒三聚体在光场激发下产生的类电磁感应透明现象, 首先数值模拟了单个金纳米棒在线偏光场激发下的吸收谱特征, 如图 2 所示. Mühlischlegel 等^[33]指出, 单个金属棒很容易被光场激发; 在光场激发下电子集体振荡形成驻波, 其整体充当一个光学偶极天线. Xu 等^[34]提出这种类型的偶极天线能够充分地、与光场进行耦合, 且共振激发类似于二能级原子系统辐射. 共振频率 ω_r 与其尺寸密切相关, 其物理意义类似于二能级原子系统中能级 1 和 2 之间的频率差 ω_{12} .

图 2(a) 为数值模拟的单个金纳米棒的吸收谱以及共振峰波长处的电场辐射和电荷分布情况, 它表明的是金纳米棒等离激元在稳定振荡情况下, 某时刻的电场和电荷分布状态. 从图 2(a) 可以看到, 电场和电荷分布表明金纳米棒呈现偶极辐射特征. 图 2(a) 中插入了激发光场与纳米微元的作用方向以及类比于二能级原子的能级图, 其中两个能级之间的频率差 ω_{12} 是随着金属长条的尺寸变化而

变化. 在保持金纳米棒的厚度不变的情况下, 随着其金纳米棒的长度与宽度的变化, 金纳米棒共振频率与因子 A/L 密切相关. 随着金纳米棒宽度 A 的增加, 共振吸收频率会增加, 相反长度 L 的增加会导致共振吸收频率向低频移动, 但没有改变样品的偶极辐射特征, 如图 2(b) 和图 2(c) 所示.

3 金纳米棒三聚体中偶极明模的分裂与 PIT 效应

图 3(a) 展示了在 $L_1 = L_2 = 100$ nm, $g_2 = 60$ nm 和 $A = B = 20$ nm 时, 金纳米三聚体吸收谱随着垂直金纳米棒和平行的双棒之间耦合间距 g_1 减少时的变化情况. 在 $g_1 = 100$ nm 时, 吸收谱在 380 THz 处只有一个吸收峰, 说明两者之间的耦合很弱. 随着 g_1 的减少, 谱线在其左侧出现分裂, 分裂出的吸收峰逐渐加大, 这说明耦合在逐渐增强, 在 $g_1 = 10$ nm 时分裂为 320.86 和 404.42 THz 两个吸收峰. 由此可见, 通过改变 g_1 的大小可以实现对金纳米棒三聚体光谱的调谐作用.

图 3(b) 展示了在 $L_1 = 100$ nm, $L_2 = 90$ nm, $g_2 = 60$ nm 和 $A = B = 20$ nm 时, 金纳米三聚体吸收谱随着 g_1 的减少而变化的情况. 可以清晰地看到, 随着 g_1 从 100 逐渐减小, 偶极模式的分裂则是从右侧分裂, 并逐渐增大, 这一点与图 3(a) 不同. 由此可见, 吸收谱的特征依赖于结构参数, 或者说两种不同模式之间耦合情况的差异取决于结构的

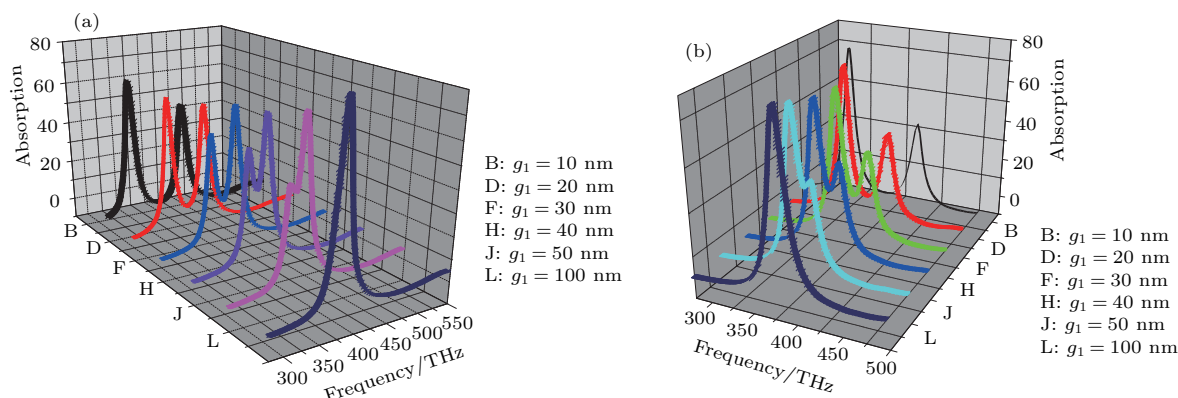


图 3 (网刊彩色) 垂直入射的线偏振光场 (沿着 y 偏振) 与纳米棒三聚体相互作用情况下的吸收谱 (结构参数: $g_2 = 60$ nm, $A = B = 20$ nm) (a) 三个纳米棒长度相等情况; $L_1 = L_2 = 100$ nm; (b) 垂直纳米棒与平行纳米棒长度不等情况, $L_1 = 100$ nm 和 $L_2 = 90$ nm

Fig. 3. (color online) Numerical simulations of the absorption spectra of the nanorods trimer interacting with the vertically incident light (the polarization direction is along y axis) as a function of coupling gap g_1 . The geometric parameters are $g_2 = 60$ nm and $A = B = 20$ nm. (a) The nanorods lengths are equal $L_1 = L_2 = 100$ nm; (b) the nanorods lengths are unequal, namely, $L_1 = 100$ nm and $L_2 = 90$ nm.

不同. 纳米三聚体的尺寸变化会导致偶极明模分裂的取向不同. 这说明通过改变结构参数, 可以构建具有不同特性的人造原子, 实现对系统“能态”特性的调控作用.

为了详细分析、研究三聚体吸收谱线分裂后电荷和电场分布情况, 我们将图 3(a) 中耦合距离 $g_1 = 10$ nm 的情况单独进行讨论, 如图 4 所示. 图 4 展示了金纳米三聚体的吸收谱线和每个共振峰值的最大位置所对应的电场和电荷分布情况. 图 4(a) 中有两个共振吸收峰 (分别标记为 A 和 C) 频率分别为 320.86 和 404.42 THz; 一个凹陷点 (标记为 B) 频率为 361.45 THz. B 点处的吸收光谱强度接近于零. 在图 4(a) 中吸收峰 A 和 C 所对应的电荷分布中, 竖直金纳米棒的电荷恰好是两个反平

行的电偶极分布. 两个平行金纳米棒中电荷则是交叉分布的电四极状态. 凹陷点 B 所对应的三聚体电荷分布中, 竖直金纳米棒仍然是一个偶极分布, 而两个平行金纳米棒的电荷分布则是典型的电四极分布. 从它们三者所对应的电场分布可以看到, 两个吸收峰所对应的竖直金纳米棒场辐射图案较为清晰, 均有辐射场分布. 而凹陷点 B 所对应的竖直金纳米棒的电场辐射图案是暗的, 没有电场分布. 这说明图 4(a) 中共振吸收峰值主要是由竖直长条的偶极振荡所贡献, 同时表明凹陷点 B 所对应的竖直金纳米棒有电荷分布, 无电场振荡, 几乎为零的吸收现象类似于原子系统中的 EIT 现象, 称为 PIT 效应.

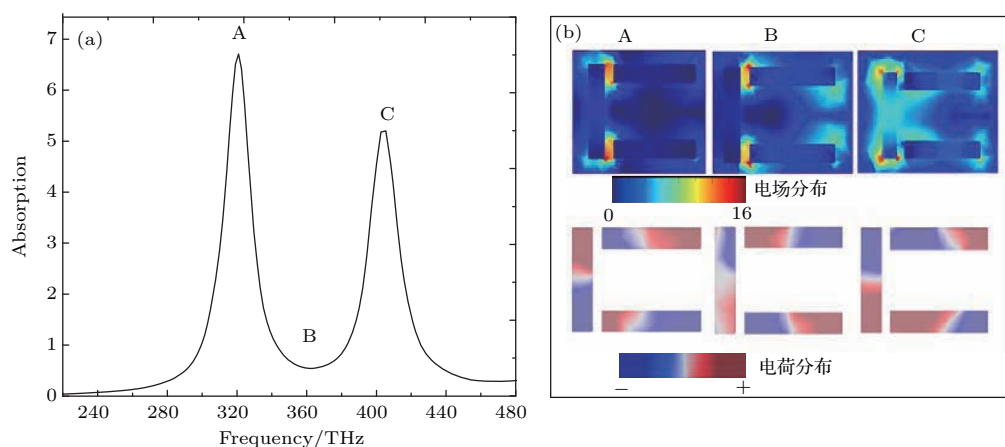


图4 (网刊彩色) 耦合距离 $g_1 = 10$ nm 三聚体和正入射的光相互作用时, 数值模拟三聚体的局部表面等离激元分布 (a) 三聚体的吸收谱线; (b) 吸收谱线中 A, B 和 C 三点对应的电场和电荷分布

Fig. 4. (color online) Numerical simulations of the localized surface plasmon distribution on the trimer interacting with vertically incident light, where the coupling gap is fixed at $g_1 = 10$ nm: (a) The absorption spectra of the trimer; (b) the charge and electric field distributions corresponding to A, B, and C in the absorption spectra (a).

4 PIT效应的解析研究

我们利用文献[30]所提出的洛伦兹振子耦合模型, 以解析解的形式详细研究了PIT产生的物理过程和机理. 基于这一物理模型, 我们将明模和暗模之间的耦合过程看作为两个振子之间的耦合过程. 明模表示为 $|a\rangle = a(\omega)e^{i\omega t}$, 它与入射光场 $E_0 = E_0 e^{i\omega t}$ 耦合非常强. 暗模表示为 $|b\rangle = b(\omega)e^{i\omega t}$, 它与入射光耦合极其微弱. 这两个态具有相近的共振频率 ω_0 , 它与入射光场频率间的失谐量为 $\delta = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$. 假设明模的衰减系数为 2Γ (单位为 THz), 而暗模的衰减系数远远小于 2Γ , 为了简化研究而被忽略.

根据前面的数值计算结果分析可知, 等离激元间的耦合强弱与其在空间的重叠区域大小相关, 也与其振动的一致性相关. 换句话说, 耦合的大小与彼此的距离相关, 也与耦合模式之间的相位相关, 它会对耦合过程产生重要影响. 因此我们对文献[30]中使用的两个洛伦兹振子的耦合模型进行了修正, 在耦合系数中引入了一个相位因子, 它反映的是两个耦合模式振荡之间的关联性. 在后面的讨论中会看到, 耦合相位因子的引入对PIT效应的产生起着重要作用. 同时, 利用耦合后两个本征振动模式的叠加形式表示明模振动, 这样可以清楚地揭示出PIT效应的产生是与两个本征振子间的相干叠加密切相关.

根据前面所述, 两个振子的耦合方程为

$$\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \delta + i2\Gamma & \kappa e^{i\varphi} \\ \kappa e^{i\varphi} & \delta \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} E_0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

其中 a 为明模振子的振幅; Γ 为衰减系数; b 表示暗模式振子的振幅, 对应的衰减系数被忽略; κ 为耦合系数, 单位为 THz, 它与两个耦合模式间空间重叠性的大小相关, 从原子物理的角度来看, 它等效于光场耦合两个原子能态的 Rabi 频率; $e^{i\varphi}$ 中的 φ 便是我们引入的相位因子, 它与耦合模式间的关联性相关; E_0 为作用光场; δ 表示作用光场与两个模式相互作用时的失谐量. 为了简化研究, 这里假设两个模式具有相同的失谐量.

(1) 式可简写为: $\mathbf{A} = -\mathbf{GB}$, 其中 $\mathbf{A} = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}^T$, $\mathbf{B} = (E_0 \ 0)^T$, $\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \delta + i2\Gamma & \kappa e^{i\varphi} \\ \kappa e^{i\varphi} & \delta \end{pmatrix}^{-1}$. 由耦合

矩阵 $\mathbf{G}$ 可以得到变换矩阵 $\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}$,

$$\mathbf{R}^{-1} = \begin{pmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \text{ 其中 } \tan(2\theta) = \kappa e^{i\varphi} / i\Gamma.$$

利用变换矩阵可将耦合矩阵 $\mathbf{G}$ 对角化: $\mathbf{RGR}^{-1} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix}$, $\lambda_{1,2}$ 为矩阵 $\mathbf{G}$ 的本征值, 分别为: $\lambda_1 =$

$(i\Gamma + \delta - \Delta)^{-1}$ 和 $\lambda_2 = (i\Gamma + \delta + \Delta)^{-1}$, 其中 $\Delta = \sqrt{(\kappa e^{i\varphi})^2 - \Gamma^2}$. 这两个本征值对应着两个振

子耦合后系统本征态所对应的本征振动. 利用变换矩阵对方程 $\mathbf{A} = -\mathbf{GB}$ 做变换,

$$\mathbf{RA} = -\mathbf{RGR}^{-1}\mathbf{RB}, \quad (2)$$

令 $\mathbf{RA} = \mathbf{\Psi}$ 和 $\mathbf{RB} = \mathbf{M}$, 其中 $\mathbf{\Psi} = (\phi_1 \ \phi_2)^T$, $\mathbf{M} = \begin{pmatrix} m_1 & m_2 \end{pmatrix}^T$. 这样 (2) 式可以简写为

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

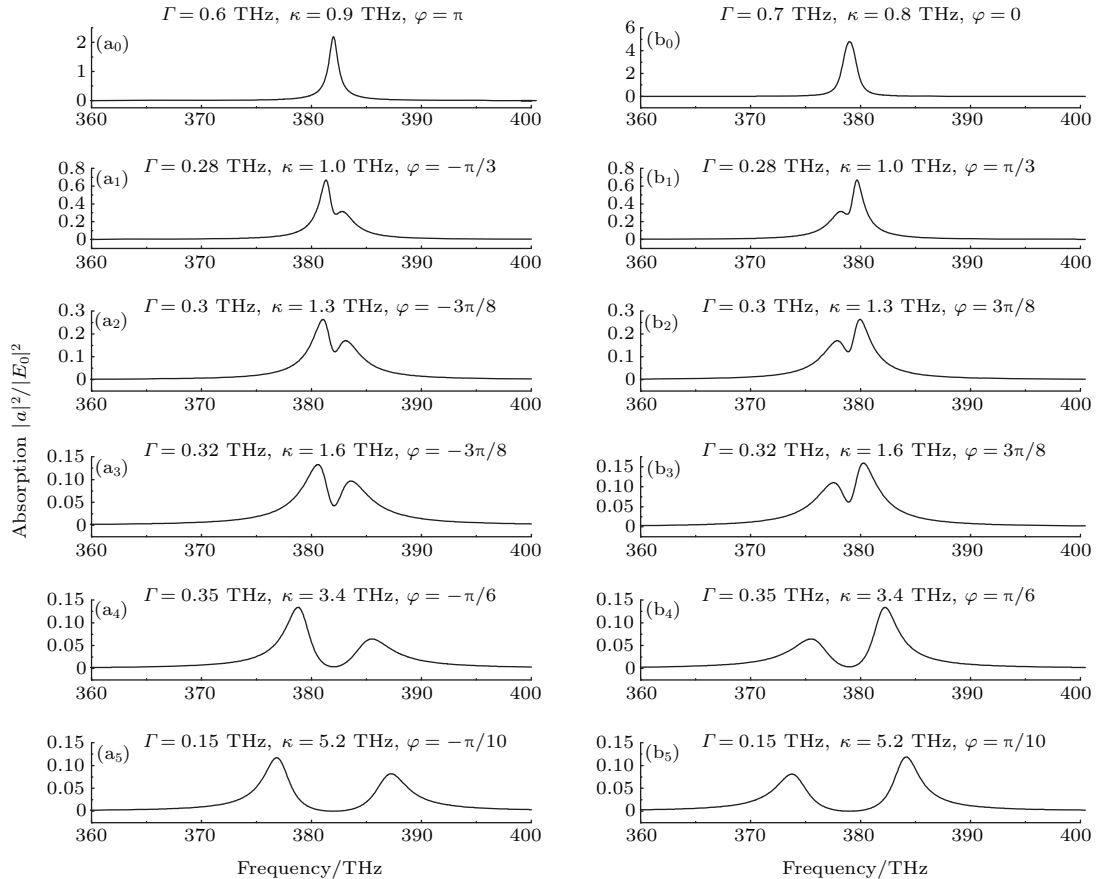


图5 耦合系数和相位因子对明模吸收谱的影响 ($|a|^2/|E_0|^2$). 在其他参数相同的情况下左列对应着耦合相位 $\varphi < 0$ 的情况, 右列对应着 $\varphi > 0$ 的情况

Fig. 5. Effects of coupling coefficient and phase factor on the absorption spectra of bright mode. The other parameters are the same. The left column corresponds to the coupling phase $\varphi < 0$, while the right column indicates the coupling phase $\varphi > 0$.

这一方程描述了明模与暗模耦合后,产生的两个本征振动模式所满足的本征方程. 根据 $\Psi = \mathbf{R}\mathbf{A}$ 和 $\mathbf{M} = \mathbf{R}\mathbf{B}$ 的关系,最后(3)式可写为

$$\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -E_0\lambda_1 \cos \theta \\ E_0\lambda_2 \sin \theta \end{pmatrix}. \quad (4)$$

利用逆变换 $\mathbf{A} = \mathbf{R}^{-1}\Psi$ 便可得到原来的明模和暗模与两个本征振动模的关系:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} &= \mathbf{R}^{-1} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \phi_1 \cos \theta - \phi_2 \sin \theta \\ \phi_1 \sin \theta + \phi_2 \cos \theta \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

由此可见,明模与暗模耦合后,明模振子可用分裂的两个本征偶极振子的叠加形式表示. 由于暗模很难被探测,在这里只讨论明模的吸收情况,相应的吸收强度 P 则与振子强度 $|a|^2$ 成正比:

$$\begin{aligned} P \propto |a|^2 &= |\phi_1 \cos \theta - \phi_2 \sin \theta|^2, \\ |a|^2/|E_0|^2 &= |\lambda_1|^2|Q_1|^2 + |\lambda_2|^2|Q_2|^2 \\ &\quad + (\lambda_2\lambda_1^*Q_2Q_1^* + \lambda_1\lambda_2^*Q_1Q_2^*), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $Q_1 = \frac{\Delta + i\Gamma}{2\Delta}$, $Q_2 = \frac{\Delta - i\Gamma}{2\Delta}$, 它们表示两个

本征振子贡献的权重. 方程(6)在形式上类似于双缝干涉时的场强表示. 方程前两项表示两个本征振子单独存在时的贡献,为本底项;后面括号中表示的是两个本征振子之间相互作用项,称为干涉项. 由于 $\Delta = \sqrt{(\kappa e^{i\varphi})^2 - \Gamma^2}$, 因此 φ 的大小和正负都会对(6)式明态的振动产生重要影响.

图5为根据(6)式计算得到的不同耦合情况下明模的振荡情况. 当明模与暗模耦合很弱时,只有一个偶极振荡,这时的耦合相位因子 φ 对振荡没有影响,如图5(a₀)和图5(b₀)所示. 图中左右两列分别表示耦合相位因子 φ 分别为正数和负数时明模的吸收谱. 当耦合相位因子为正数时,对应三聚体的吸收谱线从右侧开始分裂,这一结果与利用有限元方法模拟的数值结果图3(b)的数值计算结果一致;而当耦合相位因子为负数时,三聚体的谱线从左侧开始分裂,这一结果与图3(a)的数值计算结果相同. 耦合系数 κ 的大小,主要影响着明模分裂间距的大小. 衰减系数 Γ 的大小主要影响着谱线线型. 图5中的吸收谱线在线型上的变化与图4(a)和图4(b)相同,这说明我们构建的物理模型可以很好地解释前面的数值计算结果.

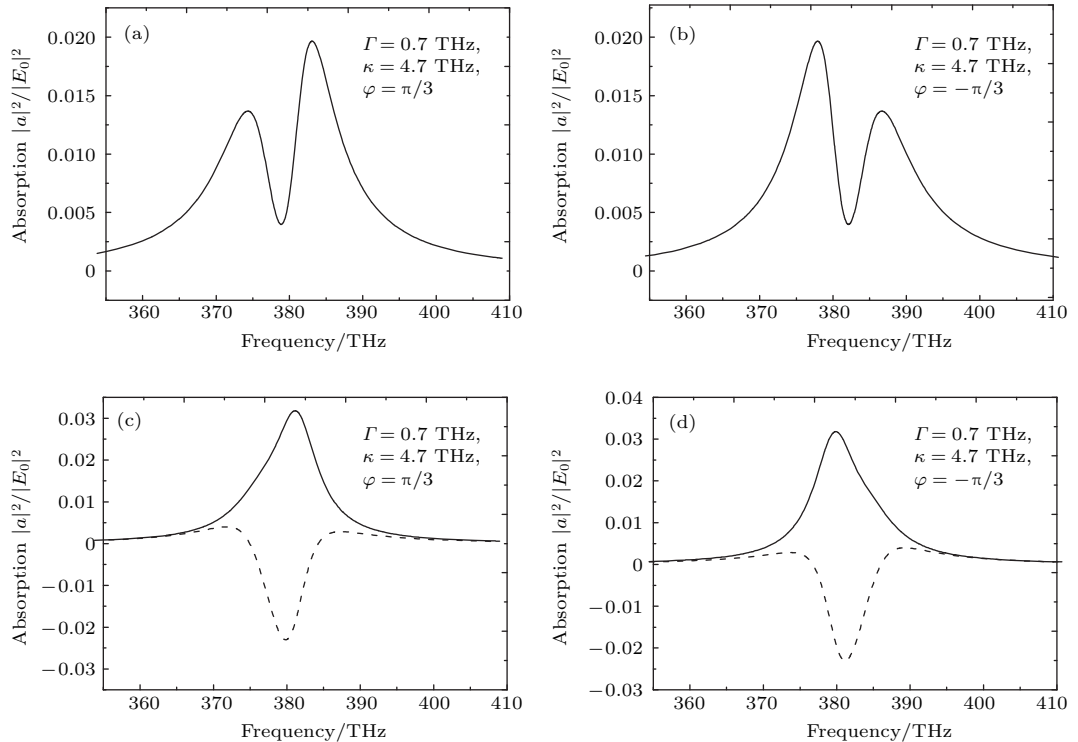


图6 本征振动模式间相干叠加强对吸收谱的影响 (a), (b) 耦合相位正负相反时的吸收谱; (c), (d) 实线是本底项对吸收谱的贡献, 虚线是相干项对吸收谱的贡献

Fig. 6. Effects of the coherent superposition between eigen-vibration modes on the absorption spectra: (a), (b) The absorption spectra for the plus and minus of the coupling phases; (c), (d) the solid line corresponds to the contribution of the background term to the absorption spectra, while the dashed line indicates the contribution of the coherent term.

图 6(a) 和图 6(b) 分别是在参数 $\Gamma = 0.7$ THz, $\kappa = 4.7$ THz, 耦合相位因子 $\varphi = \pm\pi/3$ 时的吸收谱, 图 6(c) 和图 6(d) 中实线则是不考虑相干项, 而只考虑本底项的结果, 虚线是相干项的结果. 由此可以清楚地看到, 图 6(a) 和图 6(b) 的结果是由图 6(c) 和图 6(d) 中的本底项与相干项的贡献之和, 且表明相干项对于图 6(a) 和图 6(b) 谱的产生起到重要作用.

总之, 明模与暗模间的耦合会导致明模的分裂, 而不同的耦合条件意味着耦合相位的不同, 由此导致分裂有所不同. 然而, 耦合相位不仅仅影响着明模与暗模的耦合作用, 同时也影响着耦合后产生的两个本征振子的相干叠加, 或者说影响着 PIT 效应.

5 结 论

我们设计了由三个金纳米棒组成的三聚体, 研究了三聚体产生等离激元吸收光谱和 PIT 效应. 对 PIT 效应的产生机理提出了新的物理解释, 同时通过对洛伦兹振子耦合模型的修正, 解析地表达了产生 PIT 效应的物理过程. 研究结果表明, 两个振子之间的耦合, 在相同的耦合系数下由于耦合情况的不同, 其耦合相位因子会不同, 从而导致耦合的结果也会不同. 由此可见, 改变耦合条件, 不仅仅是改变了耦合系数的大小, 同时也会改变耦合相位. 耦合相位对耦合的影响是不容忽视的. 这些结果对深刻理解 PIT 效应的产生机理及其设计人造原子、分子等方面的应用具有一定的指导意义.

参考文献

- [1] Brongersma M L, Kik P G 2007 *Surface Plasmon Nanophotonics* (Berlin: Springer)
- [2] Pacifici D, Lezec H J, Atwater H A 2007 *Nat. Photon.* **1** 402
- [3] Linden S, Enkrich C, Wegener M, Zhou J, Koschny T, Soukoulis C M 2004 *Science* **306** 1351
- [4] Zhang S, Fan W, Panoiu N C, Malloy K J, Osgood R M, Brueck S R J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 137404
- [5] Ha T, Enderle T, Ogletree D F, Chemla D S, Selvin P R, Weiss S 1996 *Proc. Natl. Acad. Sci. U S A* **93** 6264
- [6] Nie S, Emory S R 1997 *Science* **275** 1102
- [7] Butet J, Martin O J F 2014 *Opt. Express* **22** 29693
- [8] Butet J, Dutta-Gupta S, Martin O J F 2014 *Phys. Rev. B* **89** 245449
- [9] Thyagarajan K, Butet J, Martin O J F 2013 *Nano Lett.* **13** 1847
- [10] Li J, Liu T, Zheng H, Dong J, He E, Gao W, Wu Y 2014 *Plasmonics* **9** 1439
- [11] Hao F, Sonnefraud Y, Dorpe P V, Maier S A, Halas N J, Nordlander P 2008 *Nano Lett.* **8** 3983
- [12] Jain P K, Huang X, El-Sayed I H, El-Sayed M A 2007 *Plasmonics* **2** 107
- [13] Dong Z G, Liu H, Cao J X, Li T, Wang S M, Zhu S N, Zhang X 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 114101
- [14] Liu N, Weiss T, Mesch M, Langguth L, Eigenthaler U, Hirscher M, Giessen H 2009 *Nano Lett.* **10** 1103
- [15] Chen C Y, Un I W, Tai N H, Yen T J 2009 *Opt. Express* **17** 15372
- [16] Artar A, Yanik A A, Altug H 2011 *Nano Lett.* **11** 1685
- [17] Sadeghi S M, Deng L, Li X, Huang W P 2009 *Nanotechnology* **20** 365401
- [18] Wang W, Li Y, Xu P, Chen Z, Chen J, Qian J, Xu J 2014 *J. Opt.* **16** 125013
- [19] Chen J, Wang P, Chen C, Lu Y, Ming H, Zhan Q 2011 *Opt. Express* **19** 5970
- [20] Harris S E 2008 *Phys. Today* **50** 36
- [21] Ham B S, Shahriar M S, Hemmer P R 1997 *Opt. Lett.* **22** 1138
- [22] Phillips M, Wang H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 186401
- [23] Maleki L, Matsko A B, Savchenkov A A, Ilchenko V S 2004 *Opt. Lett.* **29** 626
- [24] Ham B S, Hahn J 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 101110
- [25] Gan Q, Fu Z, Ding Y J, Bartoli F J 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 256803
- [26] Wang G, Lu H, Liu X 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 013111
- [27] Wei H, Wang Z, Tian X, Käll M, Xu H 2011 *Nat. Commun.* **2** 387
- [28] Totsuka K, Kobayashi N, Tomita M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 213904
- [29] Xu H, Ham B S 2009 arXiv: 0905.3102v4 [quant-ph]
- [30] Zhang S, Genov D A, Wang Y, Liu M, Zhang X 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 047401
- [31] Johnson P B, Christy R W 1972 *Phys. Rev. B* **6** 4370
- [32] Liu T, Li J, Gao F, Han Q, Liu S 2013 *Europhys. Lett.* **104** 47009
- [33] Mühlischlegel P, Eisler H J, Martin O J F, Hecht, Pohl D W 2005 *Science* **308** 1607
- [34] Xu H, Lu Y, Lee Y, Ham B S 2010 *Opt. Express* **18** 17736

Plasmon induced transparency in the trimer of gold nanorods

Ma Ping-Ping Zhang Jie Liu Huan-Huan Zhang Jing Xu Yong-Gang Wang Jiang
Zhang Meng-Qiao Li Yong-Fang[†]

(School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an 710119, China)

(Received 30 January 2016; revised manuscript received 5 August 2016)

Abstract

The localized surface plasmon resonance can be generated on the surface of the nano-metamaterial by the interaction between the nano-metamaterial and the light field, and also many plasmon oscillation modes can occur in the process of the hybridization between many infinitesimal composite structures, which is widely used for adjusting the resonant frequency in the optical frequency domain. Recently, analogue of the electromagnetically induced transparency (EIT) has been realized in the low-loss nano-metamaterial, and is well known as the plasmon induced transparency (PIT). In atomic physics, EIT is an effect which originates from the destructive quantum interference of two different excitation pathways. A sharp dip of nearly ideal transmission can arise within the broad absorption profile, which indicates that the EIT can be used in the fields of slow slight, delay lines and low-loss metamaterial. In this paper, a trimer consisting of a vertical nanorod (serving as a dipole antenna) and two parallel nanorods (used as a quadrupole antenna) is employed to investigate the process mechanism of the PIT in detail. It is found that the vertical nanorod with a large broad linewidth can be strongly coupled with the light. However, the parallel nanorods are weakly coupled with the light and their narrow linewidths are almost from the intrinsic metal loss (Drude damping) that is much smaller than the radiative damping of the dipole antenna. These two antennas can be strongly coupled due to their close similarities. Moreover, the absorption spectra of the trimer obtained by using three-dimensional finite element method vary with its coupling distance and geometry size, and the dipole bright mode corresponding to the dipole antenna splits under the action of the dark mode for the quadrupole antenna. Thus, a fresh physical interpretation is given: the PIT is mainly due to the coherent superposition after the splitting of the dipole oscillation mode in the vertical nanorod, rather than the parallel nanorods. Taking into consideration the phase correlation associated with coupling process of two oscillators, we introduce a modified Lorentzian oscillator model to investigate the effects of the coupling phase factor on the modulation of the absorption spectra and the coherent superposition between the splitting bright modes on the PIT. These findings will provide theoretical references for the applications of artificial atom, optical switching and slow light devices designed in the nanosize range.

Keywords: trimer of gold nanorods, plasmon induced transparency, coherent superposition

PACS: 78.67.Bf, 42.25.Bs, 41.20.Jb

DOI: 10.7498/aps.65.217801

[†] Corresponding author. E-mail: yfli@snnu.edu.cn