

一维体系等离激元的偶极和四极模式的激发与调控特性

吴仍来¹, 全军¹, 阳喜元¹, 肖世发¹, 薛红杰²

¹岭南师范学院物理科学与技术学院, 广东 湛江 524048;

²西安航空学院电子工程学院, 陕西 西安 710077

摘要 利用紧束缚模型和本征方程方法, 研究了一维体系中等离激元的偶极和四极模式, 以及外场、体系的尺寸和电子数对这两种模式的调控作用。结果表明, 外场可控制等离激元的模式, 反对称的电势场仅激发偶极模式, 对称电势场仅激发四极模式; 利用等离激元的尺寸效应, 增加一维体系的长度可减小等离激元的频率, 增大激发强度; 利用等离激元的电荷累积效应, 在电子数达到半满之前, 增大一维体系中的电子数可增大等离激元的频率和激发强度, 且由于电子和空穴激发的等价性, 等离激元的激发强度随电子数变化的曲线关于半满电子数对称。在等离激元的尺寸效应方面, 本征方程方法得到的结果可用无规相近似方法得到较好的拟合。

关键词 光电子学; 等离激元; 激发特性; 本征方程方法; 一维体系

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP55.072501

Excitation and Modulation Properties of Dipole and Quadrupole Modes of Plasmon in One-Dimensional System

Wu Renglai¹, Quan Jun¹, Yang Xiyuan¹, Xiao Shifa¹, Xue Hongjie²

¹ College of Physics Science and Technology, Lingnan Normal University, Zhanjiang, Guangdong 524048, China;

² School of Electronic Engineering, Xi'an Aviation University, Xi'an, Shaanxi 710077, China

Abstract By using the tight-binding model and the eigen-equation method, both the dipole and quadrupole modes of the plasmon in one-dimensional system are studied. The modulation effects of the external field, the size of system and the number of electrons on these two modes are investigated. The results show that, the modes of the plasmon can be controlled by the external field, a symmetrical electric potential field only excites the quadrupole mode, and an anti-symmetrical electric potential field only excites the dipole mode. Based on the size effect of plasmon, the increase of the length of one-dimensional system can reduce the plasmon frequency and enhance the excitation intensity. Based on the charge accumulation effect of plasmon, the increase of the number of electrons before half filling can increase the frequency and excitation intensity of plasmon. Moreover, the excitation intensity of plasmon is symmetric with respect to the half-filling electron number since the excitations of electrons and holes are equivalent. As for the size effect of plasmon, the results calculated by the eigen-equation method can be well fitted by those obtained by the random phase approximation method.

Key words optoelectronics; plasmon; excitation properties; eigen-equation method; one-dimensional system

OCIS codes 250.5403; 250.5590; 300.1030

1 引言

等离激元具有独特的激发特性, 其在高灵敏

度生物传感器^[1-2]、太阳能电池^[3-5]、等离激元光镊^[6-7]、近场全息^[8]、光学成像^[9-10]、全光开关^[11]、激光^[12]和癌症治疗^[13-15]等方面得到了广泛的应

收稿日期: 2018-02-02; 收到修改稿日期: 2018-02-07

基金项目: 国家自然科学基金(11647156)、广东省自然科学基金(2014A030307035, 2017A030307015)、岭南师范学院校级科研项目(ZL1618)

作者简介: 吴仍来(1986—), 男, 博士, 讲师, 主要从事等离激元方面的研究。E-mail: wurenglai@sohu.com

用。在等离激元的研究和相关应用中,其激发与调控特性特别重要。尤其是生物传感、光信息传输和采集、纳米电路构造和设计、单分子信号检测都需要系统地了解等离激元的激发与调控特性,以研发出技术更优越、性能更稳定的新产品。近十年来,许多研究人员进行了针对等离激元的激发与调控特性的研究,如 Wang 等^[16]和 Chu 等^[17]分别研究了纳米壳和纳米颗粒中等离激元的暗模式的半辐射特性和亮模式的超辐射特性;Zuloaga 等^[18-21]在多种纳米颗粒和团簇中发现,通过改变颗粒或团簇的尺寸可调节等离激元的频率在不同光区发生变化;Ma 等^[22]研究了纳米结构体系顶点的几何结构对局域的表面等离激元的影响;Wei 等^[23]通过量子点荧光成像技术发现银纳米线上传播的表面等离激元具有高度可协调性,通过改变覆盖在银纳米线上的 Al_2O_3 涂层的厚度可对等离激元的近场图案进行调制;Yuan 等^[24-25]利用自由电子气体模型研究了一维原子链的长度和电子密度对等离激元频率的影响;Muniz 等^[26]利用紧束缚模型研究了纳米结构中等离激元的频率随尺寸和几何结构的变化。

这些研究为金属纳米结构体系等离激元的性质和性能调控提供了坚实的理论依据。此外,Solis 等^[27]指出,少数原子体系能够加强电磁耦合,有利于形成等离激元的暗模式。同时,一维体系结构简单且往往蕴含最普遍最基本的物理光学特性,故一维少数原子中等离激元的研究具有比较重要的理论和应用价值。基于线性响应理论(LRT)和经典电磁学理论,Muniz 等^[26]在早期发展了本征方程方法,利用紧束缚模型研究了一维原子链中等离激元的集体振荡,但当时没有发现可能存在的四极等离激元。同时,以文献[24-26]为代表的早期研究没有系统地给出偶极和四极等离激元的模式、频谱和激发强度的调控机制。

基于紧束缚模型和自洽的本征方程方法,本文系统地研究了一维体系中等离激元的偶极和四极模式的激发与调控特性。紧束缚模型是除自由电子气模型外的另一种极限模型,该模型下电子受到强晶格周期势的约束,只在邻近格点跃迁,故该模型适用于原子的壳层半径比晶格常数小得多的晶体。为了简化,只考虑了原子的 s 轨道波函数,故结果主要适用于最外层电子为 s 电子的原子或离子体系。此外,还进一步研究了等离激元模式的调控。

2 模型和公式

一维体系的模型如图 1 所示,其中 $L_x = (N_a + 1)a$ 为一维体系的长度, N_a 为一维体系包含的原子个数, a 为晶格常数。为简化计算,只考虑最近邻格点间的相互作用, U 为同格点上的库仑相互作用能, V 为相邻隔点间的库仑相互作用能, $V_l^{\text{ex}}(\omega)$ 为外加电场势。紧束缚模型下,该体系在万尼尔表象中对角化形式的哈密顿量^[28]为

$$H = \sum_n E_n c_n^\dagger c_n + \sum_{mn} V_{mn}(t) c_m^\dagger c_n \quad (1)$$

式中 E_n 为电子的本征能量, m 和 n 为能级指标, c_n 为体系本征函数 $\psi_n(l)$ 的基函数在 $\phi_n(\mathbf{r}) = \sum_l \psi_n(l) \varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_l)$ 表象下的湮灭算符, c_n^\dagger 为对应的产生算符, l 为格点指标, $\varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_l)$ 为万尼尔函数, $V_{mn} = \sum_l \psi_m(l) \psi_n(l) [eV_l(\omega)]$ 为体系总的自洽场, e 为电荷单位, ω 为外加电场频率, V_l 为总电势在万尼尔表象下的表示, \mathbf{r} 为电子位置向量, \mathbf{R}_l 为第 l 个格点的位置向量。为了简化计算,只考虑单能带情形,且 $\varphi(\mathbf{r} - \mathbf{R}_l)$ 用 s 轨道的波函数 $\phi_l(r)$ 代替。

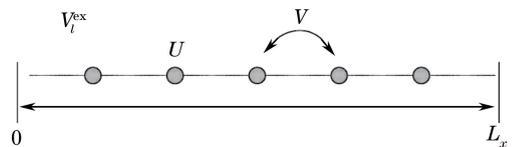


图 1 一维体系的模型图

Fig. 1 Schematic of one-dimensional system

当 $V_l(\omega) = 0$ 时,由 H 的本征方程可求得电子的本征能量 E_n ($n = 1, 2, \dots, N_a$) 为

$$E_n = -2t \cos\left(\frac{n\pi}{N_a + 1}\right), \quad (2)$$

式中 t 为紧束缚跃迁矩阵元,与 E_n 对应的本征波函数为

$$\psi_n(l) = \sqrt{\frac{2}{N_a + 1}} \sin\left(\frac{n\pi}{N_a + 1}l\right). \quad (3)$$

等离激元的频率由文献[28]中的本征方程方法给出,计算公式为

$$\sum_l [\delta_{ll'} - \sum_{l''} \Pi(l, l'', \omega) v_{ll''}] Q_{l'}(\omega) = e^2 \sum_{l'} \Pi(l, l', \omega) V_l^{\text{ex}}(\omega), \quad (4)$$

式中 l, l', l'' 均为格点指标;当 $l = l'$ 时, $\delta_{ll'} = 1$, 当 $l \neq l'$ 时, $\delta_{ll'} = 0$; $v_{ll''}$ 为 l'' 与 l' 格点间的相互作用能; $Q_l(\omega)$ 为万尼尔表象下的电荷分布; $\Pi(l, l', \omega)$ 为林哈德函数,其表达式为

$$\Pi(l, l', \omega) = 2 \sum_{mn} \frac{f(E_m) - f(E_n)}{E_m - E_n - \omega - \gamma} \phi_m^*(l) \phi_n(l) \phi_n^*(l') \phi_m(l'), \quad (5)$$

式中 $f(E_n)$ 为费米函数, γ 为散射系数, * 代表共轭。

$v_{l'l'}$ 的表达式为

$$v_{l'l'} = \begin{cases} U, & l' = l'' \\ V, & l' = l'' \pm 1 \end{cases} \quad (6)$$

无外场下, (4) 式所对应的本征方程为

$$\sum_{l'} [\delta_{ll'} - \sum_{l''} \Pi(l, l'', \omega) v_{l'l''}] Q_{l'}(\omega) = 0. \quad (7)$$

若令 $\mathfrak{R}(\omega) = \det [\delta_{ll'} - \sum_{l''} \Pi(l, l'', \omega) v_{l'l''}]$, 本

征函数由 $A(\omega) = \text{Im} [1/\mathfrak{R}(\omega)]$ 给出, 其中 \det 代表求行列式, Im 代表求虚部, $A(\omega)$ 会在等离子激元频率处出现一个极大峰。

3 结果与分析

计算中能量吸收谱由 $L(\omega) = -\frac{1}{2} \omega \text{Im} \left\{ \sum_l [V_l^{\text{ex}}(\omega)]^* Q_l(\omega) \right\}$ 求得, 其中 $Q_l(\omega)$ 在给定外加电势下由(4)式求得。偶极矩由 $P(\omega) = \sum_l l Q_l(\omega)$ 求得, 四极矩由 $D(\omega) = \sum_l [l - (N_a + 1)/2]^2 Q_l(\omega)$ 求得, 电荷分布由 $Q(r, \omega) = \sum_l Q_l(\omega) |\varphi_l(r)|^2$ 求得。同格点上的库仑相互作用能 $U = 1.5$, 相邻隔点间的库仑相互作用能 $V = 1$, 散射系数 $\gamma = 0.001$ 。频率以近邻格点间的跃迁矩阵元 t 为基本单位。一维体系的尺寸以晶格常数 a 为基本单位, 用 N_a 表示, 电子个数用 N_e 表示。一维体系中心反对称的电势为 $V_l^{\text{ex}}(\omega) = -[l - (N_a + 1)/2] \exp(-i\omega t)$, 一维体系中心对称的电势为 $V_l^{\text{ex}}(\omega) = -\left(\frac{1}{l} + \frac{1}{|l - N_a - 1|}\right) \exp(-i\omega t)$, 物理量均采用任意单位。

图 2 分别给出了 $N_a = 5, N_e = 2$ 时, 一维体系中的本征函数、反对称电势下的能量吸收、对称电势下的能量吸收随外加电场频率的变化。如图 2(a) 所示, 含有五个原子的一维体系中具有四个量子化的等离子激元模式, 这与文献[26, 28]的结果一致, 多个模式的出现是等离子激元量子化的结果[29], 而等离子激元量子化意味着体系具有不同的集体激发频率, 且这些频率下集体振荡不会衰减为单粒子激发。进一步对比图 2 中的三幅图, 可发现本征函数能显示出所有的等离子激元模式, 但是对称电势和反对称电势下的能量吸收谱只能分别给出一部分等离子激元模

式。这说明等离子激元的激发和外加电场有关, 不是任何外场都能激发所有的等离子激元模式。

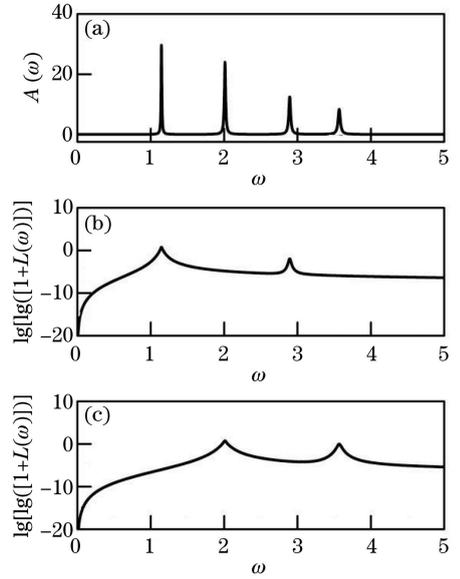


图 2 示意图。(a) 本征函数;
(b) 反对称电势下的能量吸收谱;
(c) 对称电势下的能量吸收谱

Fig. 2 Schematics. (a) Eigen function; (b) energy absorption spectrum under anti-symmetrical electric potential; (c) energy absorption spectrum under symmetrical electric potential

等离子激元的激发特性取决于本征电荷的分布情况。本征电荷可由(7)式求得, 其分布与外场无关, 体现了体系固有的特性。在图 2(b) 的两个峰值频率 $\omega = 1.145$ 和 $\omega = 2.893$ 处, 分别求得相应的本征电荷分布 $\text{Re}(Q)$, 结果如图 3(a)、(b) 所示, 由于电荷的实部和虚部的分布类似, 这里只给出了电荷的实部, x, y 为横、纵坐标, Re 代表求实部。结果显示, $\omega = 1.145$ 和 $\omega = 2.893$ 处的本征电荷关于体系的中心反对称, 反对称的电荷分布呈巨大的偶极矩, 对应偶极等离子激元。由于反对称分布的电荷与对称的电势场总的相互作用能为零, 因此偶极等离子激元不能被对称的电势场激发。在图 2(c) 的两个峰值频率 $\omega = 2.011$ 和 $\omega = 3.569$ 处, 分别求得相应的本征电荷分布, 结果如图 3(c)、(d) 所示, 发现 $\omega = 2.011$ 和 $\omega = 3.569$ 处的电荷关于体系的中心对称, 对称的电荷分布下体系中总的偶极矩为零, 只会呈现四极矩, 对应四极等离子激元。由于对称分布的电荷与反对称的电势场总的相互作用能为零, 因此四极等离子激元不能被均匀电场激发。这表明外电场可调节等离子激元的模式, 通过模式的调节能在同一体系下得到不同的光学特性, 如通过对称电势场激发

等离子激元的四极模式时,四极模式是个暗模式,故能得到局域增强的非辐射光场;通过反对称电势场激发等离子激元的偶极模式时,偶极模式是个亮模式,故

能得到辐射增强的远场^[30-32]。这说明可利用等离子激元的模式调控单个纳米光电子器件,实现不同的光学功能。

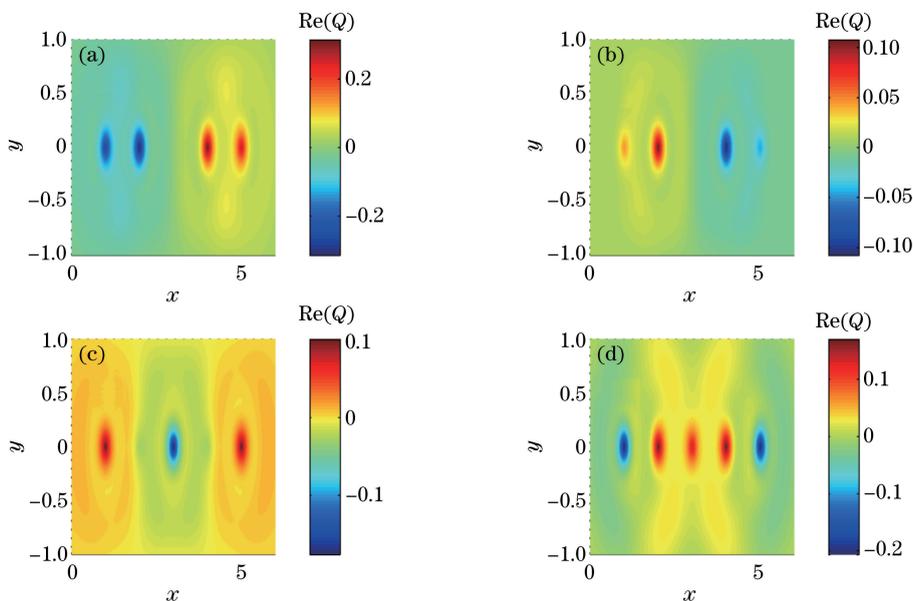


图3 本征电荷分布。(a) $\omega=1.145$; (b) $\omega=2.893$; (c) $\omega=2.011$; (d) $\omega=3.569$

Fig. 3 Eigen charge distributions. (a) $\omega=1.145$; (b) $\omega=2.893$; (c) $\omega=2.011$; (d) $\omega=3.569$

进一步研究等离子激元的频率和激发强度的特性。偶极和四极等离子激元的激发强度分别由偶极振荡强度 $\omega \text{Im}[P(\omega)]$ 和四极振荡强度 $\omega \text{Im}[D(\omega)]$ 来衡量,其中偶极等离子激元由反对称电势场来激发,四极等离子激元由对称电势场来激发。图4所示

为等离子激元激发强度受体系尺寸和电子数的影响情况。如图4(a)、(b)所示,固定电子数密度时,随着体系长度的增大,偶极和四极等离子激元的激发强度会增大,且增大的速度会越来越快,该结果的产生可理解为集体振荡在大尺度上的累积效应^[24-27]。此

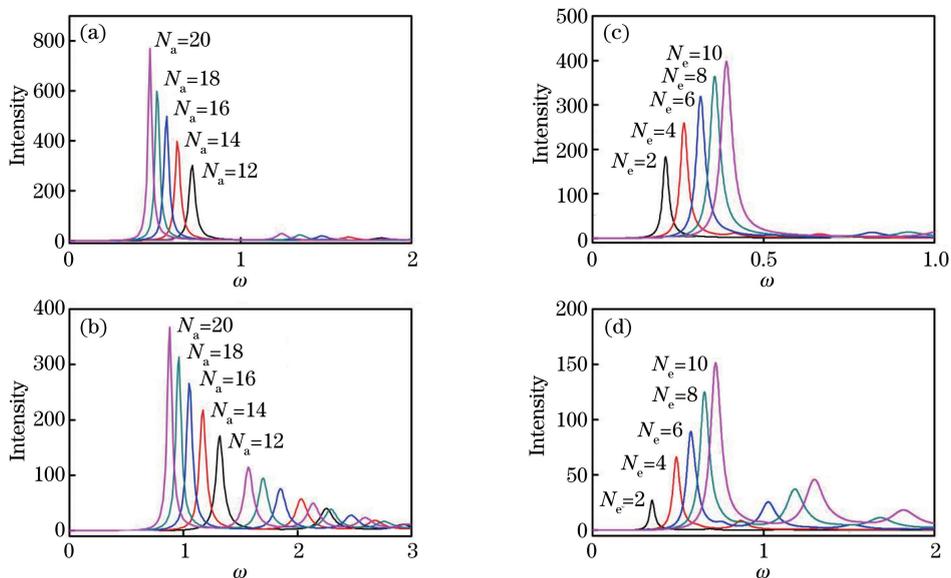


图4 等离子激元的激发强度随频率的变化。(a)偶极模式, $N_e/N_a=1$; (b)四极模式, $N_e/N_a=1$; (c)偶极模式, $N_a=20$; (d)四极模式, $N_a=20$

Fig. 4 Excitation intensity of plasmon versus frequency. (a) Dipole mode, $N_e/N_a=1$; (b) quadrupole mode, $N_e/N_a=1$; (c) dipole mode, $N_a=20$; (d) quadrupole mode, $N_a=20$

外, 等离激元的频率随体系长度的增大而减小, 这是由于能级的降低导致单粒子激发的能量减小, 等离激元的激发频率也减小。如图 4(c)、(d) 所示, 在同一个体系下, 随着电子数的增大, 等离激元的激发强度将增大, 这是更多电子加入集体振荡的结果; 同时由于电子密度增大, 体系费米能将增大, 故等离激元的频率会随着电子数的增大而增大。根据图 4 的结果, 等离激元的频率和激发强度可通过体系尺寸和电子数来精确调控。

不同等离激元的激发强度相差较大, 实验中由于分辨率的原因主要观测到的是激发强度最大的等离激元模式^[33-34], 如文献[33]主要观测到的是 Au 原子链的最强等离激元。同时, 由于其他等离激元与最强等离激元随原子数和电子数的变化情况类似, 图 5 仅给出了最强等离激元的激发强度, 激发强度的大小对应图 4 中的峰值, 其中 DP 为偶极等离

激元, QP 为四极等离激元。如图 5(a) 所示, 随着体系长度的增大, 最强等离激元的激发强度增大。固定电子数密度为 $N_e/N_a=1$ 时, 激发强度的增大速度越来越快。固定电子数为 $N_e=2$ 时, 激发强度的增大趋势近似为线性。固定电子密度时, 等离激元激发强度比固定电子数时的增大得更快, 这是由于在同一长度体系下, 电子数密度为 1 的体系中有比电子数为 2 的体系中更多的电子加入集体振荡。如图 5(b) 所示, 在电子数达到半满之前, 随电子数的增大, 最强等离激元的激发强度增大, 但增大得越来越慢。在半满时, 电子数和空穴数相等, 可振荡的电子空穴对最多, 激发强度最大。在半满之后, 随电子数的增大, 最强等离激元的激发强度减小, 且由于电子和空穴激发的等价性, 半满前后激发强度随电子数变化的曲线对称。进一步还可看出, 由于尺寸累积效应, $N_a=50$ 体系的等离激元的激发强度比 $N_a=30$ 体系的大。

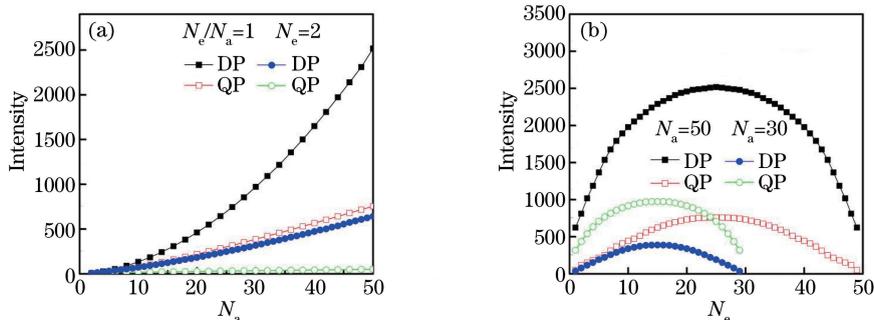


图 5 最强等离激元的激发强度。(a) 随体系长度的变化; (b) 随体系电子数的变化

Fig. 5 Excitation intensity of the strongest plasmon. (a) Versus length of system; (b) versus electron number of system

图 6 所示为最强的偶极和四极等离激元的频率随一维体系长度的变化情况。根据文献[35]无规相近似(RPA)所得的结果, 一维体系中等离激元的色散关系为 $\omega_p \approx \omega_0(qa) |\ln(qa)|^{1/2} + O(q^2)$, 其中 $\omega_0 \approx \sqrt{2n'e^2/m_e^* a^2}$, ω_p 为等离激元频率, m_e^* 为电子质量, q 为准波矢大小, $O(q^2)$ 为 q 的二阶无穷小量, n' 为电子密度。若在有限的一维体系中, 准波

矢大小 $q \propto (N_a + 1)^{-1} a^{-1}$ 为离散的值, 同时电子密度 $n \propto (N_a + 1)^{-1} a^{-1}$ 。用文献[35]的结果来拟合本文的结果, 则固定电子数时等离激元的频率正比于 $(N_a + 1)^{-3/2} |\ln(N_a + 1)|^{1/2}$, 固定电子密度时等离激元的频率正比于 $(N_a + 1)^{-1} |\ln(N_a + 1)|^{1/2}$ 。图 6(a)、(b) 中离散的点代表本征方程方法计算的结果, 连续曲线代表 RPA 拟合

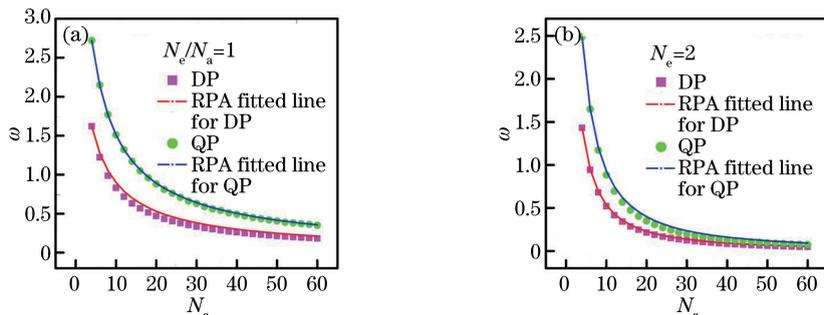


图 6 最强等离激元的激发频率随体系长度的变化。(a) 固定电子密度; (b) 固定电子数

Fig. 6 Frequency of the strongest plasmon versus length of system. (a) Fixed electron density; (b) fixed electron number

曲线,所有的连续曲线从左始端的等离激元频率处开始拟合。可以看出,不管是固定电子密度还是固定电子数,利用本征方程计算所得的结果均与利用RPA方法所给出的结果拟合得较好。还可看出,随体系长度增大,最强等离激元的频率开始减小,当体系长度足够大时,等离激元的频率趋向于0,这与文献[35]中长波极限下的结果一致。

4 结 论

基于紧束缚模型和本征方程方法,研究了一维体系等离激元的偶极和四极模式的激发与调控特性。研究结果表明,一维少数原子体系中等离激元的不同模式需要相应的激励源来激发,反对称电势场仅激发等离激元的偶极模式,对称电势场仅激发等离激元的四极模式,因而通过外场可实现对等离激元模式的调控。在不同体系下,尺寸和电子数的改变会对偶极和四极等离激元的激发强度产生影响。随着体系长度的增大,由于能级的降低,偶极和四极等离激元的频率会减小,同时等离激元的激发强度会因尺度累积效应而增大。在电子数达到半满之前,随电子数增大,费米能增大,更多电子参与集体振荡,偶极和四极等离激元的频率和激发强度均会增大。但在半满之后,由于电子和空穴激发的等价性,等离激元的激发强度随电子数的变化曲线关于半满电子数对称。通过分析最强等离激元的频率随一维体系长度的变化关系,发现本征方程方法与RPA方法在等离激元的尺寸效应方面给出的结果一致,拟合得较好。研究结果对等离激元的模式、频率和激发强度的调控具有一定的指导意义,同时外场对等离激元模式的影响规律可应用于量子路由器的设计中。

致谢 感谢湖南大学余亚斌教授提供的理论支持和对本论文的幫助。

参 考 文 献

- [1] Shynkarenko O V, Kravchenko S A. Surface plasmon resonance sensors: Methods of surface functionalization and sensitivity enhancement[J]. *Theoretical & Experimental Chemistry*, 2015, 51(5): 273-292.
- [2] Baiad M D, Kashyap R. Concatenation of surface plasmon resonance sensors in a single optical fiber using tilted fiber Bragg gratings[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(1): 115-118.
- [3] Heidarzadeh H. Plasmon-enhanced performance of an ultrathin silicon solar cell using metal-semiconductor core-shell hemispherical nanoparticles and metallic back grating[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(7): 1779-1785.
- [4] Zhou Z Q, Wang L X, Shi W, *et al.* A synergetic application of surface plasmon and field effect to improve Si solar cell performance[J]. *Nanotechnology*, 2016, 27(14): 145203.
- [5] Wang Y, Wang X, Li L W. Properties of light trapping of thin film solar cell based on surface plasmon polaritons[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2015, 52(9): 092401.
王玥, 王暄, 李龙威. 基于表面等离激元薄膜太阳能电池陷光特性的研究[J]. *激光与光电子学进展*, 2015, 52(9): 092401.
- [6] Dou X J, Min C J, Zhang Y Q, *et al.* Surface plasmon polaritons optical tweezers technology[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026004.
豆秀婕, 闵长俊, 张聿全, 等. 表面等离激元光镊技术[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026004.
- [7] Shen J F, Zhang C J, Zhang Y Q, *et al.* Study on novel nano-heating source based on plasmonic nanotweezer[J]. *Acta Optica Sinica*, 2014, 34(9): 0924001.
沈军峰, 张翠娇, 张聿全, 等. 基于表面等离激元光镊的新型纳米热源研究[J]. *光学学报*, 2014, 34(9): 0924001.
- [8] Li T, Chen J, Zhu S N. Manipulating surface plasmon propagation: From beam modulation to near-field holography[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(5): 050002.
李涛, 陈绩, 祝世宁. 表面等离激元的传播操控: 从波束调制到近场全息[J]. *激光与光电子学进展*, 2017, 54(5): 050002.
- [9] Yang X, Zhai F, Hu H, *et al.* Far-field spectroscopy and near-field optical imaging of coupled plasmon-phonon polaritons in 2D van der Waals heterostructures[J]. *Advanced Materials*, 2016, 28(15): 2931-2938.
- [10] Wang P, Tang C, Yan Z, *et al.* Graphene-based superlens for subwavelength optical imaging by graphene plasmon resonances[J]. *Plasmonics*, 2016, 11(2): 515-522.
- [11] Shi Z D, Zhao H F, Liu J L, *et al.* Design of a metallic waveguide all-optical switch based on surface plasmon polaritons[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(2): 0213001.
石振东, 赵海发, 刘建龙, 等. 基于表面等离激元的

- 金属波导全光开关设计[J]. 光学学报, 2015, 35(2): 0213001.
- [12] Feng D D, Li Z Q, Yue Z, *et al.* Hybrid surface plasmonic nanolaser with three dimensional optical field confinement [J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(10): 1001005.
冯丹丹, 李志全, 岳中, 等. 三维光场限制的混合表面等离子体纳米激光器[J]. 中国激光, 2017, 44(10): 1001005.
- [13] Grasso L, Wyss R, Weidenauer L, *et al.* Molecular screening of cancer-derived exosomes by surface plasmon resonance spectroscopy[J]. Analytical & Bioanalytical Chemistry, 2015, 407(18): 5425-5432.
- [14] Chen C W, Chan Y C, Hsiao M, *et al.* Plasmon-enhanced photodynamic cancer therapy by upconversion nanoparticles conjugated with Au nanorods[J]. ACS Applied Materials & Interfaces, 2016, 8(47): 32108-32119.
- [15] Stojanović I, Hal Y V, Velden T J, *et al.* Detection of apoptosis in cancer cell lines using surface plasmon resonance imaging [J]. Sensing and Bio-Sensing Research, 2016, 7: 48-54.
- [16] Wang M, Cao M, Chen X, *et al.* Subradiant plasmon modes in multilayer metal-dielectric nanoshells [J]. Journal of Physical Chemistry C, 2016, 115(43): 20920-20925.
- [17] Chu M W, Myroshnychenko V, Chen C H, *et al.* Probing bright and dark surface-plasmon modes in individual and coupled noble metal nanoparticles using an electron beam [J]. Nano Letters, 2009, 9(1): 399-404.
- [18] Zuloaga J, Prodan E, Nordlander P. Quantum description of the plasmon resonances of a nanoparticle dimer [J]. Nano Letters, 2009, 9(2): 887-891.
- [19] Kuisma M, Sakko A, Rossi T P, *et al.* Localized surface plasmon resonance in silver nanoparticles: Atomistic first-principles time-dependent density-functional theory calculations[J]. Physical Review B, 2015, 91(11): 115431.
- [20] Saito H, Yamamoto N. Size dependence of bandgaps in a two-dimensional plasmonic crystal with a hexagonal lattice [J]. Optics Express, 2015, 23(3): 2524-2540.
- [21] Baida H, Billaud P, Marhaba S, *et al.* Quantitative determination of the size dependence of surface plasmon resonance damping in single Ag@SiO₂ nanoparticles [J]. Nano Letters, 2012, 9(10): 3463-3469.
- [22] Ma W Y, Yang H, Hilton J P, *et al.* A numerical investigation of the effect of vertex geometry on localized surface plasmon resonance of nanostructures [J]. Optics Express, 2010, 18(2): 843-853.
- [23] Wei H, Zhang S, Tian X, *et al.* Highly tunable propagating surface plasmons on supported silver nanowires [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America, 2013, 110(12): 4494-4499.
- [24] Yuan Z, Gao S. Plasmon resonances in linear atomic chains: Free-electron behavior and anisotropic screening of electrons [J]. Physical Review B, 2008, 78(23): 235413-235422.
- [25] Cassidy A, Grigorenko I, Haas S. Formation of collective excitations in quasi-one-dimensional metallic nanostructures: Size and density dependence [J]. Physical Review B, 2008, 77(24): 245404.
- [26] Muniz R A, Haas S, Levi A F J, *et al.* Plasmonic excitations in tight-binding nanostructures [J]. Physical Review B, 2009, 80(4): 1132-1136.
- [27] Solis D J, Willingham B, Nauert S L, *et al.* Electromagnetic energy transport in nanoparticle chains via dark plasmon modes [J]. Nano Letters, 2012, 12(3): 1349-1353.
- [28] Xin W, Wu R L, Xue H J, *et al.* Plasmonic excitations in mesoscopic-sized atomic chains: A tight-binding model [J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(17): 177301.
辛旺, 吴仍来, 薛红杰 等. 介观尺寸原子链中的等离激元: 紧束缚模型 [J]. 物理学报, 2013, 62(17): 177301.
- [29] Wu R L, Xiao S F, Xue H J, *et al.* Quantization of plasmon in two-dimensional square quantum dot system [J]. Acta Physica Sinica, 2017, 66(22): 227301.
吴仍来, 肖世发, 薛红杰, 等. 二维方形量子点体系等离激元的量子化 [J]. 物理学报, 2017, 66(22): 227301.
- [30] Zhu C, Liu H, Wang S M, *et al.* Electric and magnetic excitation of coherent magnetic plasmon waves in a one-dimensional meta-chain [J]. Optics Express, 2010, 18(25): 26268-26273.
- [31] Zhang S, Genov D A, Wang Y, *et al.* Plasmon-induced transparency in metamaterials [J]. Physical Review Letters, 2008, 101(4): 047401.
- [32] Liu N, Weiss T, Mesch M, *et al.* Planar metamaterial analogue of electromagnetically induced transparency for plasmonic sensing [J]. Nano

- Letters, 2010, 10(4): 1103-1107.
- [33] Wei Q H, Su K H, Durant S A, *et al.* Plasmon resonance of finite one-dimensional au nanoparticle chains[J]. Nano Letters, 2004, 4(6): 1067-1071.
- [34] Aruga T, Tochihara H, Murata Y. Measurement of overlayer-plasmon dispersion in k chains adsorbed on Si(001) 2×1 [J]. Physical Review Letters, 1984, 53(4): 372-375.
- [35] Sarma S D, Lai W. Screening and elementary excitations in narrow-channel semiconductor microstructures[J]. Physical Review B, 1985, 32(32): 1401-1404.