

二维量子点中各类等离激元模式的探索

吴仍来^{1*}, 全军¹, 孙萌涛²

¹岭南师范学院物理科学与技术学院, 广东 湛江 524048;

²北京科技大学数理学院, 北京 100083

摘要 利用紧束缚近似下的本征方程方法寻找二维量子点的等离激元。结果表明, 电荷可能在横向或纵向分别呈现单极、偶极或四极极化, 可能局域于量子点的边界、端点或中心处; 根据电荷极化和局域特征提出设想: 电中性二维体系可能有 24 种等离激元模式, 带电二维体系可能有 27 种等离激元模式; 各类等离激元模式的尺寸效应不同, 纵向尺寸增加时, 单极-偶极端点模式的等离激元频率会红移, 偶极-单极端点模式的等离激元频率会蓝移。

关键词 光电子学; 量子点; 等离激元模式; 本征方程方法; 电荷极化

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP56.112501

Exploration of Plasmon Modes in Two-Dimensional Quantum Dots

Wu Renglai^{1*}, Quan Jun¹, Sun Mengtao²

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

²School of Mathematics and Physics, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China

Abstract An eigen-equation method under tight binding approximation is developed to find the plasmon of two-dimensional quantum dots. The results show that the plasmon charges may show monopolar, dipolar, or quadrupolar polarization in the transverse or longitudinal direction, respectively, which may localize at the center, end, or boundary of quantum dots. According to the charge-polarization and charge-localization characteristics, it is assumed that there exist 24 or 27 plasmon modes in a two-dimensional uncharged or charged system, respectively. In addition, the size effect of various plasmon modes may differ, *e. g.*, the plasmon frequency of the monopole-dipole end mode shifts towards the red end of the spectrum as the longitudinal size increases. In contrast, the frequency of the dipole-monopole end mode shifts towards the blue end of the spectrum as the longitudinal size increases.

Key words optoelectronics; quantum dots; plasmon modes; eigen-equation method; charge-polarization

OCIS codes 250.5403; 250.5590; 300.1030

1 引言

量子点因其稳定的发光特性而备受瞩目^[1-4], 广泛应用于超高分辨率的显微镜探针^[5-6]、生物荧光探针^[7-9]和微型激光器件^[10-11]制备等。在量子点光电特性研究中, 等离激元扮演重要角色。外加电磁场与量子点体系中电子空穴对耦合产生的等离激元具有局域场增强和超越衍射极限等特性, 可为显微探测、生物传感和激光等领域带来技术上的突破。

等离激元新模式的探索和激发特性还可为量子点的光电特性研究提供指导, 为新型光场的发现和调控提供参考。

随着量子点器件的小型化, 等离激元的量子效应显得十分重要。现有研究主要依靠量子响应理论^[12-15]描述等离激元的量子效应, 但其结果依赖于外场, 难以通过单一外场求解所有的等离激元模式。文献^[12]中利用单一外场下的微扰理论, 发现暗模式等离激元只能在对称等离子体金属材料中出现,

收稿日期: 2018-12-13; 修回日期: 2018-12-16; 录用日期: 2018-12-25

基金项目: 国家自然科学基金(11647156, 21502085)、广东省自然科学基金(2017A030307015, 2017A030313022, 2015A020211038)、岭南师范学院校级科研项目(ZL1618)

* E-mail: wurenglai@sohu.com

但实验发现对称破缺的太赫兹超材料中也存在暗模式等离激元,说明单一外场下等离激元模式的探索不够完备;文献[13-14]中指出横向电场只能激发等离激元的横向模式,纵向电场只能激发等离激元的纵向模式;文献[15-17]中指出偶极等离激元不能被反对称电场激发,四极等离激元不能被均匀电场激发。因此,要完备探索等离激元的所有模式,可以利用本征方程方法对等离激元频率进行求解^[18-20]。

本文采用紧束缚近似下的本征方程方法,探索量子点中存在电荷极化方式和局域位置不同的各种等离激元模式,不同的外场激发的等离激元模式不同;提出电中性二维体系等离激元的 24 种模式的设想,带电二维体系等离激元的 27 种模式的设想;讨论量子点尺寸对等离激元频率的影响。外场对等离激元模式的影响特性可为二维量子点路由器的开发提供思路,二维等离激元新模式的探索有助于发现原子级薄膜材料新的光电特性,为超小型化和超节能的单层原子厚度的光学元件的应用提供理论指导。

2 模型和理论

基于紧束缚近似,考虑到电子只受最近邻格点的相互作用,由虚拟晶格组成的二维量子点的模型如图 1 所示。量子点体系由多个格点构成,每一个格点代表单个原子组成的基元,其中 L_x 和 L_y 分别为二维量子点的长度和宽度,且 $L_x = (N_x + 1)a$, $L_y = (N_y + 1)a$, N_x 和 N_y 分别为横向和纵向的格点数, a 为晶格常数, g 为邻近格点间的跃迁矩阵元, U 为电子受到自身格点的库仑作用, V 为最近邻格点对电子的库仑作用。 $V^{\text{ex}}(\mathbf{l}, \omega) \exp(-i\omega t)$ 为外加电势 V^{ex} 在万尼尔表象下的表示, i 为虚数, ω 为外加电势的频率, t 为时间变量, \mathbf{l} 为格点坐标,表示为分量形式时, $\mathbf{l} = l_x \mathbf{e}_x + l_y \mathbf{e}_y$, l_x, l_y 分别为格点的在 x, y 轴上的坐标, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ 分别为 x, y 轴方向上的单

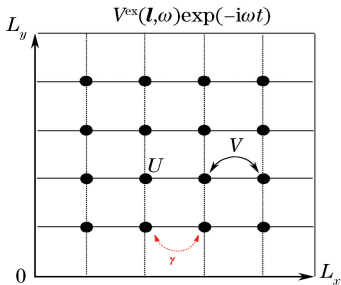


图 1 二维量子点模型图

Fig. 1 Schematic of two-dimensional quantum dots

位矢量。

基于平均场近似和线性响应理论,在万尼尔表象空间,量子点中电荷 $Q(\mathbf{l}', \omega)$ 对外加电势的响应满足^[21]

$$\sum_{\mathbf{l}'} [\delta_{\mathbf{l}\mathbf{l}'} - \sum_{\mathbf{l}''} \Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}'', \omega) v_{\mathbf{l}\mathbf{l}''}] Q(\mathbf{l}', \omega) = e^2 \sum_{\mathbf{l}'} \Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}', \omega) V^{\text{ex}}(\mathbf{l}', \omega), \quad (1)$$

式中: \mathbf{l}, \mathbf{l}' 和 \mathbf{l}'' 均为格点坐标, 当 $\mathbf{l} = \mathbf{l}'$ 时, $\delta_{\mathbf{l}\mathbf{l}'} = 1$, 否则 $\delta_{\mathbf{l}\mathbf{l}'} = 0$; e 为电荷单位; $v_{\mathbf{l}\mathbf{l}'}$ 为 \mathbf{l} 与 \mathbf{l}' 格点间的相互作用能; $\Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}', \omega)$ 为林哈德函数。若只考虑最近邻格点对电子的库仑作用^[21], 则有

$$v_{\mathbf{l}\mathbf{l}'} = \begin{cases} U, & |\mathbf{l}' - \mathbf{l}| = 0 \\ V, & |\mathbf{l}' - \mathbf{l}| = 1. \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (2)$$

林哈德函数 $\Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}', \omega)$ 为

$$\Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}', \omega) = 2 \sum_{m, n} \frac{f(E_m) - f(E_n)}{E_m - E_n - \hbar\omega - i\eta} \times \phi_m^*(\mathbf{l}) \phi_n(\mathbf{l}) \phi_n^*(\mathbf{l}') \phi_m(\mathbf{l}'), \quad (3)$$

式中: m 和 n 为量子数; η 为散射系数; $f(E_n)$ 为费米函数; $*$ 表示复共轭; \hbar 为普朗克常数; E_m 为无扰动下量子点体系能量的本征值; $\phi_m(\mathbf{l})$ 为属于 E_m 的本征函数, 两者可分别表示为^[22]

$$\begin{cases} \phi_m(\mathbf{l}) = \sqrt{\frac{4}{L_x L_y}} \sin\left(\frac{m_x \pi}{L_x} l_x\right) \sin\left(\frac{m_y \pi}{L_y} l_y\right), \\ E_m = -2\gamma \cos\left(\frac{m_x \pi}{L_x}\right) - 2\gamma \cos\left(\frac{m_y \pi}{L_y}\right), \\ m_x = 1, 2, 3, \dots, N_x, m_y = 1, 2, 3, \dots, N_y, \end{cases} \quad (4)$$

式中: m_x, m_y 分别为 m 在 x, y 方向上的分量量子数。当外场 $V^{\text{ex}}(\mathbf{l}, \omega) \exp(-i\omega t)$ 的频率等于集体激发频率时, 量子点中的电荷发生集体共振, 利用(1)式中外场作用下的电荷共振峰可寻找等离激元频率。然而, 如文献[13-17]所述, 一个外场只能激发部分等离激元模式, (1)式得到的等离激元模式并不完全, 所以, 令 $V^{\text{ex}}(\mathbf{l}, \omega) = 0$, 可以得到无外场扰动下体系电荷自发振荡所满足的方程

$$\sum_{\mathbf{l}'} [\delta_{\mathbf{l}\mathbf{l}'} - \sum_{\mathbf{l}''} \Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}'', \omega) v_{\mathbf{l}\mathbf{l}''}] Q(\mathbf{l}', \omega) = 0. \quad (5)$$

(5)式即为量子点体系电荷集体振荡的本征方程。当 \mathbf{l} 取一系列值时, (5)式为齐次线性方程组, 响应电荷 $Q(\mathbf{l}', \omega)$ 有非零解的条件是系数矩阵的行列式为零, 即

$$B(\omega) = \det[\delta_{\mathbf{l}\mathbf{l}'} - \sum_{\mathbf{l}''} \Pi(\mathbf{l}, \mathbf{l}'', \omega) v_{\mathbf{l}\mathbf{l}''}] = 0, \quad (6)$$

式中: $\det[\cdot]$ 表示求行列式。满足这个非零解条件的频率 ω 即为等离激元频率, 利用这个非零解条件

可求解出所有的等离激元模式。由于散射系数 $\eta \neq 0$, 本征函数 $B(\omega)$ 一般为复数, 则等离激元的频率可通过 $\text{Re}[B(\omega)] = 0$ 和 $\text{Im}[B(\omega)] \approx 0$ 得到, 其中 $\text{Re}(\cdot)$ 、 $\text{Im}(\cdot)$ 分别表示求实部和求虚部。 $\text{Im}[1/B(\omega)]$ 在等离激元频率处会出现峰值。因此, 可同时通过 $\text{Im}[1/B(\omega)]$ 的峰和 $\text{Re}[B(\omega)]$ 的零点寻找等离激元的频率。进一步, 可通过(1)式中外场作用下电荷共振频率, 即 $Q(\omega) = \sum_l Q(l, \omega)$ 的峰值频率寻找等离激元, 比较电荷共振频率与(6)式的解, 验证本征方程求解的正确性和完备性。

3 结果与分析

空间坐标和长度单位皆以晶格常数 a 为基本单位, 频率以 γ/\hbar 为基本单位。量子点中的电子数用 N_e 表示, 电子数密度用单个格点所包含的电子数 n_e 表示, $n_e = N_e/N_a$, 其中 $N_a = N_x N_y$ 为总格点数, $U = 1.5$ eV, $V = 1.0$ eV, $\eta = 0.005$ eV。其他物理量(如本征函数、响应电荷的大小等)参照文献[13-14]。

响应电荷 $|Q|$ 随外加电场频率的变化情况。图 2 中实线和虚线分别代表 $\text{Re}[B(\omega)]$ 和 $\text{Im}[1/B(\omega)]$ 。图 2 (a) 结果显示, 在 1.80 ~ 1.90 频率区间, $\text{Re}[B(\omega)]$ 的零点和 $\text{Im}[1/B(\omega)]$ 的峰值出现在同一个频率 $\omega = 1.868$ 处, 该频率即为等离激元频率; 通过图 2(c) 可看出, 当外加电势 $V^{\text{ex}} = l_x + l_y$ 的频率等于 1.868 时, 体系电荷出现代表集体振荡的极大值, 即频率 $\omega = 1.868$ 处的等离激元可被外加电势 $V^{\text{ex}} = l_x + l_y$ 激发。为了简便起见, 外加电势 $V^{\text{ex}}(l, \omega) \exp(-i\omega t)$ 只给出 $V^{\text{ex}}(l, \omega)$ 部分; 同理, 图 2(b) 中可以看到一个 $\omega = 3.01$ 的等离激元模式; 图 2(d) 中, 在外加电势 $V^{\text{ex}} = l_x + l_y$ 的作用下, 即使外加电势的频率为 3.01, 电荷也没有出现集体振荡, $\omega = 3.01$ 的等离激元不被激发; 由图 2(e) ~ (f) 可知, 外加电势 $V^{\text{ex}} = (l_x - L_x/2)^2 + (l_y - L_y/2)^2$ 的作用下, $\omega = 1.868$ 和 $\omega = 3.01$ 的等离激元都不被激发; 由图 2(g) ~ (h) 可知, 在外加电势 $V^{\text{ex}} = (l_x^2 + l_y^2)^{-1/2}$ 的作用下, $\omega = 1.868$ 和 $\omega = 3.01$ 的等离激元都得到激发。这些结果表明, 外加电势场下基于电

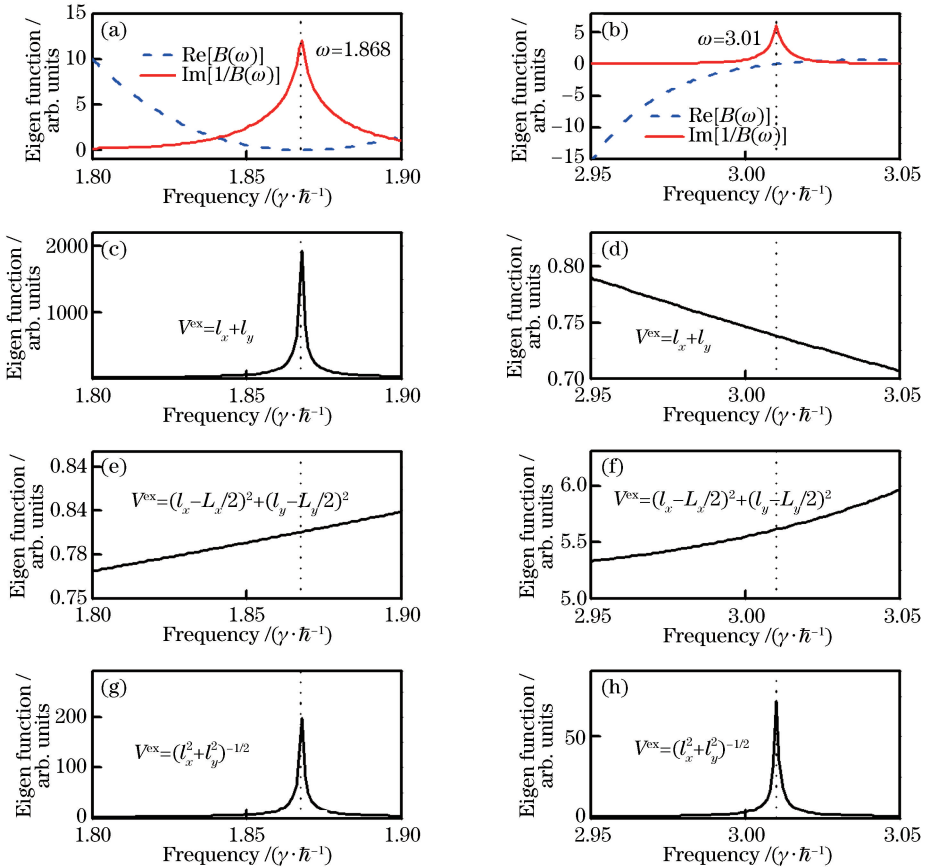


图 2 $L_x = L_y = 4, N_e = 2$ 时各函数随频率的变化。(a)~(b)本征函数;(c)~(h)响应电荷 $|Q|$
 Fig. 2 Each function versus frequency when $L_x = L_y = 4$ and $N_e = 2$. (a)-(b) Eigen-functions;
 (c)-(h) charge response $|Q|$

荷集体激发寻找等离激元不一定可靠。根据文献[15]的讨论,某一等离激元不被外场激发是因为该等离激元频率处外场与体系内部诱导电荷的相互作用能为零,得不到外场能量维持的电荷振荡会衰减为零,所以有些等离激元模式不会被某个外场激发。相比之下,本征方程方法寻找等离激元更加完备。

图3给出了利用本征方程方法在 $L_x=L_y=4$, $N_e=2$ 的量子点体系发现的所有等离激元模式。横点线给出 $\text{Re}[B(\omega)]$ 的零点,以实线给出 $\text{Im}[1/B(\omega)]$ 峰值频率。根据 $\text{Re}[B(\omega)]$ 的零点和 $\text{Im}[1/B(\omega)]$ 的峰值,在该量子点体系可发现6个等离激元模式,对应的等离激元频率如图3所示。

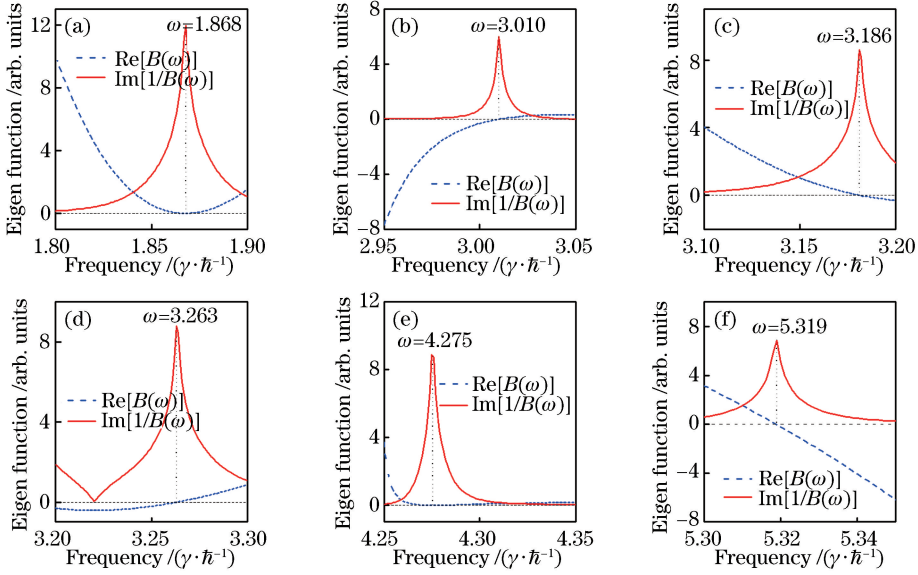


图3 不同频率区间下本征函数随频率的变化

Fig. 3 Eigen function versus frequency under different frequency ranges

为了进一步研究不同等离激元模式的特性,图4给出了图3中6个等离激元模式对外加电势 $V^{\text{ex}}=(l_x^2+l_y^2)^{-1/2}$ 的响应情况,并给出了等离激元激发时电荷的分布。实空间中的电荷分布由

$Q(\mathbf{r}, \omega) = \sum_l Q(\mathbf{l}, \omega) |\varphi(\mathbf{l}, \mathbf{r})|^2$ 给出, $\varphi(\mathbf{l}, \mathbf{r})$ 为万尼尔函数, \mathbf{r} 为电子坐标。在紧束缚模型中, $\varphi(\mathbf{l}, \mathbf{r})$ 可用 s 轨道波函数代替,此处取为主量子数为4的 s 轨道波函数 $R_{40}(\mathbf{r}-\mathbf{l})Y_{00}(\theta, \varphi)$ 。

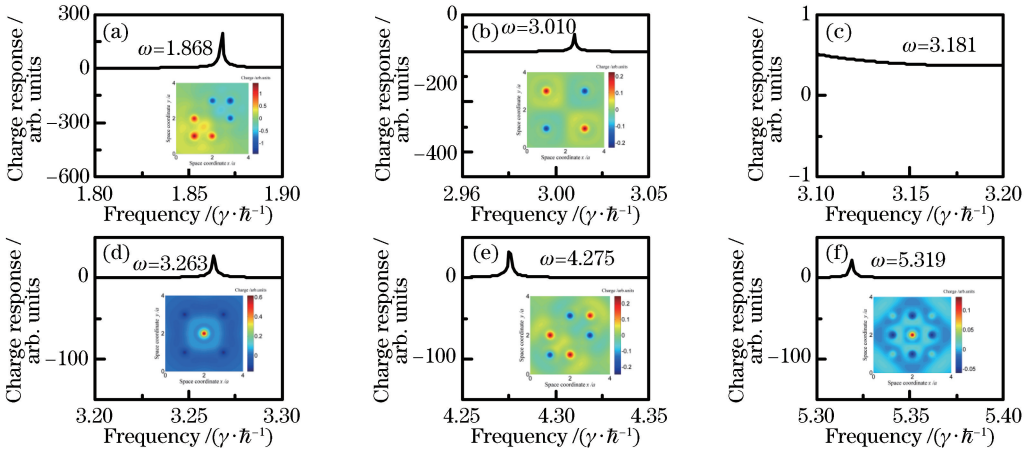


图4 不同频率区间下响应电荷随外加电势频率的变化(等离激元激发时电荷的空间分布)

Fig. 4 Charge response versus frequency of external potential under different frequency ranges (charge distributions when plasmon is excited)

图4(c)中,在外场的作用下,频率 $\omega=3.181$ 处的等离激元没有得到激发,电荷没有发生共振,可再次

证明单个外加电场难以激发所有的等离激元模式,而本征方程可预测所有的等离激元模式。可以将等离

激元按电荷的极化特征进行划分,图 4(a)中,在外场的激发下,频率 $\omega=1.868$ 处的等离激元被激发,电荷出现共振峰,共振时电荷沿 x 、 y 方向都有偶极特征,因此可将频率 $\omega=1.868$ 处的等离激元命名为偶极-偶极模式(前一个‘偶极’表示横向上的偶极极化,后一个表示纵向上的偶极极化);图 4(b)和图 4(e)中的等离激元也为偶极-偶极模式;图 4(d)和图 4(f)的插图中,电荷沿横向和纵向都对称分布,具有两个方向上的四极矩,这两个等离激元都为四极-四极模式。

也可以将等离激元按电荷的局域位置划分,图 4(a)和图 4(e)中,电荷主要局域于量子点的边界,可将该等离激元命名为边界模式;图 4(b)中,电荷主要局域于量子点体系的 4 个端点,可将该等离激元命名为端点模式;图 4(d)和图 4(f)中,电荷主要局域于量子点体系的中心,可将该等离激元命名为中心模式。

上述结果表明,等离激元的电荷可能出现偶极和四极极化,可能局域在量子点的中心、端点和边界位置。另外,最近的研究文献[23-24]根据近场极大峰的个数对等离激元进行命名,可以发现,八极模式在横向和纵向上的电场都呈现四极极化特征,对应四极-四极模式。

图 5(a)给出了等离激元频率随量子点体系纵

向尺寸 L_y 的变化情况,图中从下到上 L_y 分别为 3,5,7,9,点线的最高峰给出的等离激元频率随 L_y 的增加而减小;实线的最高峰给出的等离激元频率随 L_y 的增加而增加。等离激元频率随 L_y 变化出现不同,说明不同等离激元模式的尺寸效应有所区别。为进一步探索等离激元的模式,图 5(b)~(d)给出了 $L_y=7$ 时体系等离激元激发时的电荷分布,对应的等离激元频率为图 5(a)箭头所指的峰值频率;由图 5(b)可看出,频率 $\omega=1.192$ 处,电荷在横向呈单极分布,在纵向两端呈偶极分布,对应的等离激元为单极-偶极端点模式;图 5(c)中,频率 $\omega=3.228$ 处,电荷在横向两端呈偶极分布,在纵向呈单极分布,对应的等离激元为偶极-单极端点模式;图 5(d)中,频率 $\omega=3.528$ 处,电荷在横向中心呈偶极分布,在纵向呈单极分布,对应的等离激元为偶极-单极中心模式。类似的 3 类等离激元曾在二维体系报道^[14],一维体系中,单极-偶极端点模式被命名为纵向端点模式,偶极-单极端点模式被命名为横向端点模式,偶极-单极中心模式被命名为横向中心模式。但该命名方式过于简化,如图 4(b)中等离激元即是横向偶极模式又是纵向偶极模式,单纯横向或纵向模式不足以描述等离激元的所有极化特征,所以这里采用偶极-偶极模式等形式的命名方式。

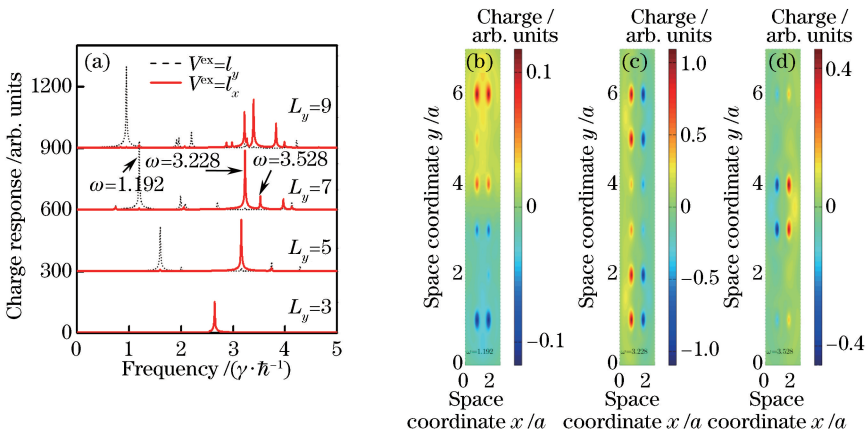


图 5 响应电荷及其空间分布。(a)响应电荷随外加电势频率的变化($L_x=3, n_e=1/2$); (b)~(d)等离激元激发时电荷的空间分布

Fig. 5 Charge response and charge distributions. (a) Charge response versus frequency of external potential when $L_x=3$ and $n_e=1/2$; (b)-(d) charge distributions when plasmon is excited

结合图 5(b)~(d)中的相关讨论可知,图 5(a)中点线的最高峰代表单极-偶极端点模式,实线的最高峰代表偶极-单极端点模式。图 5(a)中单极-偶极端点模式的等离激元频率随体系纵向尺寸增加而红移,因为该模式的电荷振荡方向主要为纵向,随纵向尺寸增加,体系纵向能级的间隙减小,导致纵向集体

振荡频率减小。而横向能级间隙不随纵向尺寸变化,反而体系电子数随尺寸增加,导致横向激发需要更大的能量,因此偶极-单极端点模式的等离激元频率会随纵向尺寸的增加而蓝移。这些结果与文献[14]中一维体系横向和纵向等离激元模式的尺寸依赖性特征类似。分析该结果可推测出,横向尺寸的增加会导

致偶极-单极端点模式的等离子元频率红移,单极-偶极端点模式的等离子元频率蓝移;若量子点体系的横向和纵向尺寸同时增加,无论偶极-单极还是单极-偶极端点模式的等离子元频率都会红移。

分析图 4 和图 5 的电荷分布可知,等离子元的电荷在横向和纵向都有可能出现单极、偶极或四极

表 1 二维体系中具有不同电荷极化方式的各种等离子元模式

Table 1 Various plasmon modes for different charge polarizations in two dimensional system

Plasmon modes	Monopolar polarization in longitudinal direction	Dipolar polarization in longitudinal direction	Quadrupolar polarization in longitudinal direction
Monopolar polarization in transverse direction (inexistence in uncharged system)	Monopole-monopole mode	Dipole-monopole mode	Quadrupole-monopole mode
Dipolar polarization in transverse direction	Monopole-dipole mode	Dipole-dipole mode	Quadrupole-dipole mode
Quadrupolar polarization in transverse direction	Monopole-quadrupole mode	Dipole-quadrupole mode	Quadrupole-quadrupole mode

表 1 中每种等离子元模式的电荷都可能局域在中心、端点或边界 3 个位置,若同时根据电荷极化和局域位置对等离子元模式进行细分,电中性二维体系可能存在的等离子元模式有 $8 \times 3 = 24$ 种,带电二维体系中可能存在的等离子元模式有 $9 \times 3 = 27$ 种。虽然该划分结果较理想,但预期能对新型等离子元模式的探索起到引导作用。现有实验中单极、偶极和四极极化的等离子元都已被发现^[25-27],但是单极极化的中心模式和四极极化的中心模式都尚未见报道^[12-17,23-28],这可能是由于散射或其他因素对等离子元的影响比理论预期要复杂,所以有些模式很难观测到。分析电荷的局域位置可知,中心模式等离子元的激发需要外场能与体系中心处的电荷相互作用,所以一般只有在尺寸小到几纳米的结构中才可能被发现,而边界模式和端点模式在尺寸比较大的体系也可被发现,同时边界模式容易出现在球对称结构体系^[23-24],而端点模式容易出现在具有棱角的结构体系^[28]。

4 结 论

通过对比外场激发下的电荷集体振荡频率可知,本征方程方法可预测所有被外场激发的等离子元模式。利用本征方程方法求解后发现,量子点中存在电荷极化特征和局域特征不同的各种等离子元模式,在横向和纵向方向电荷都有可能出现单极、偶极或四极极化等,电荷可能局域在量子点的中心、端点或边界位置;偶极-单极端点模式的等离子元频率会随量子点体系纵向尺寸的增加而红移,单极-偶极端点模式的等离子元频率会随量子点体系纵向尺寸

等极化特征。表 1 结果显示单个电中性二维体系中可能出现的等离子元模式有 8 种,其中第 1 行和第 1 列分别表示等离子元的电荷在横向和纵向上的极化特征,因为单极-单极模式不符合总电荷为零,在电中性体系中不会出现,而在单个带电二维体系中可能出现 9 种等离子元模式。

的增加而蓝移。

根据电荷极化和局域方式的不同,提出了电中性二维体系等离子元的 24 种模式的设想,以及带电二维体系等离子元的 27 种模式的设想。该结果是在紧束缚模型和 s 轨道波函数的基础上得出,所以主要适用于价电子为 s 电子的人造量子点体系,如 Zn、Cd、Te 等原子构成的人造量子点模型,有助于发现等离子元新模式。

参 考 文 献

- [1] Gan Z X, Xu H, Hao Y L. Mechanism for excitation-dependent photoluminescence from graphene quantum dots and other graphene oxide derivatives: consensus, debates and challenges [J]. *Nanoscale*, 2016, 8(15): 7794-7807.
- [2] Jeong K S, Guyot-Sionnest P. Mid-infrared photoluminescence of CdS and CdSe colloidal quantum dots [J]. *ACS Nano*, 2016, 10(2): 2225-2231.
- [3] Cheng C, Li J J. Experimental measurement and determination of photoluminescence lifetime of PbS quantum dots [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(1): 0130001.
程成, 李婕婕. PbS 量子点光致荧光寿命的实验测量与确定 [J]. *光学学报*, 2017, 37(1): 0130001.
- [4] Huang W Y, Wei H D, Shi Z P, *et al.* Preparation of ZnO @ SiO₂ core-shell quantum dot and the fluorescent properties research [J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(8): 0816002.
黄文艺, 魏慧丹, 史智鹏, 等. ZnO@SiO₂ 核壳量子点的制备及其荧光性能的研究 [J]. *光学学报*, 2015,

- 35(8): 0816002.
- [5] Xing Y, Rao J H. Quantum dot bioconjugates for *in vitro* diagnostics & *in vivo* imaging [J]. *Cancer Biomarkers*, 2008, 4(6): 307-319.
- [6] Xing Y, Xia Z Y, Rao J H. Semiconductor quantum dots for biosensing and *in vivo* imaging [J]. *IEEE Transactions on NanoBioscience*, 2009, 8(1): 4-12.
- [7] Fei X N, Sun W K, Cao L Y, *et al.* Design and preparation of quantum dots fluorescent probes for *in situ* identification of microthrix parvicella in bulking sludge[J]. *Applied Microbiology and Biotechnology*, 2016, 100(2): 961-968.
- [8] Nakamura H, Kohmoto S, Ishikawa T, *et al.* Novel nano-scale site-controlled InAs quantum dot assisted by scanning tunneling microscope probe[J]. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 2000, 7(3/4): 331-336.
- [9] 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*, 2013, 110(12): 4494-4499.
- [10] Chen S M, Liao M Y, Tang M C, *et al.* Electrically pumped continuous-wave 1.3 μm InAs/GaAs quantum dot lasers monolithically grown on on-axis Si (001) substrates[J]. *Optics Express*, 2017, 25(5): 4632-4639.
- [11] Wan Y T, Norman J, Li Q, *et al.* 1.3 μm submilliwatt threshold quantum dot micro-lasers on Si [J]. *Optica*, 2017, 4(8): 940-944.
- [12] Chen F Y, Alemu N, Johnston R L. Collective plasmon modes in a compositionally asymmetric nanoparticle dimer[J]. *AIP Advances*, 2011, 1(3): 032134.
- [13] Yan J, Gao S W. Plasmon resonances in linear atomic chains: free-electron behavior and anisotropic screening of *d* electrons [J]. *Physical Review B*, 2008, 78(23): 235413.
- [14] Yan J, Yuan Z, Gao S W. End and central plasmon resonances in linear atomic chains [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98(21): 216602.
- [15] Wu R L, Yu Y B, Xue H J, *et al.* Quadrupole plasmon excitations in confined one-dimensional systems[J]. *EPL (Europhysics Letters)*, 2014, 108(2): 27001.
- [16] Wu R L, Yu Y B, Xue H J, *et al.* Dipole and quadrupole plasmon in confined quasi-one-dimensional electron gas systems[J]. *Physics Letters A*, 2014, 378(40): 2995-3000.
- [17] Wu R L, Quan J, Yang X Y, *et al.* Excitation and modulation properties of dipole and quadrupole modes of plasmon in one-dimensional system[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2018, 55(7): 072501.
吴仍来, 全军, 阳喜元, 等. 一维体系等离激元的偶极和四极模式的激发与调控特性[J]. *激光与光电子学进展*, 2018, 55(7): 072501.
- [18] Toyoda T. Self-consistent linear response approximation for quantum many-body systems[J]. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 1998, 253: 498-506.
- [19] Uchida T, Hiraiwa N, Yamada K, *et al.* Magnetic induction dependence of the dispersion of magnetoplasmon in a two-dimensional electron gas with finite layer thickness[J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2014, 28(6): 1450044.
- [20] Wu R L, Long Y J, Xue H J, *et al.* Plasmon dispersions in ultrathin metallic films [J]. *International Journal of Modern Physics B*, 2014, 28(27): 1450189.
- [21] 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.
- [22] Wang H Y. Green function theory of condensed matter physics [M]. Beijing: Science Press, 2008: 45-46.
王怀玉. 凝聚态物理的格林函数理论[M]. 北京: 科学出版社, 2008: 45-46.
- [23] Yi Z, Niu G, Chen J F, *et al.* Dipole, quadrupole, and octupole plasmon resonance modes in Ag nanoring structure: local field enhancement in the visible and near infrared regions [J]. *Plasmonics*, 2016, 11(1): 37-44.
- [24] Zhao L, Liu H, He Z H, *et al.* Theoretical design of twelve-band infrared metamaterial perfect absorber by combining the dipole, quadrupole, and octupole plasmon resonance modes of four different ring-strip resonators [J]. *Optics Express*, 2018, 26(10): 12838-12851.
- [25] Zielasek V, Rönitz N, Henzler M, *et al.* Crossover between monopole and multipole plasmon of Cs monolayers on Si(111) individually resolved in energy and momentum[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(19): 196801.

- [26] Yang Z J, Zhang Z S, Zhang L H, *et al.* Fano resonances in dipole-quadrupole plasmon coupling nanorod dimers [J]. *Optics Letters*, 2011, 36(9): 1542-1544.
- [27] Millstone J E, Park S, Shuford K L, *et al.* Observation of a quadrupole plasmon mode for a colloidal solution of gold nanoprisms [J]. *Journal of the American Chemical Society*, 2005, 127(15): 5312-5313.
- [28] Félidj N, Grand J, Laurent G, *et al.* Multipolar surface plasmon peaks on gold nanotriangles [J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2008, 128(9): 094702.