文章编号：1000-7032(2009)04-0535-06

极化子效应对 ZnS/CdSe 量子点三阶极化率的影响

陈知红，王军延，方天红
（孝感学院 物理与电子信息工程学院，湖北 孝感　432000）

摘要： 在有效质量近似下，利用量子力学的密度矩阵理论，采用无限深势阱模型，从理论上计算了考虑极化子效应后在导带子带间跃迁时 ZnS/CdSe 柱型核壳结构量子点二次电光效应（QEOE）和电吸收过程（EA）的三阶极化率。通过数值计算，分析了电子-LO 声子和电子-IO 声子相互作用对 ZnS/CdSe 柱型核壳结构量子点二次电光效应和电吸收过程的三阶极化率的影响。结果表明，极化子效应对二次电光效应的三阶极化率 $\chi^{(3)}_{\mathrm{QEDE}}$ 和电吸收过程的三阶极化率 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 都有很大影响，并且影响的大小与量子点的尺寸大小有关。

关　键　词： 非线性光学；三阶极化率；极化子效应；二次电光效应；电吸收过程
中图分类号： O437；O472.3　　**PACS：** 4265.An　　**PACC：** 4265　　**文献标识码：** A

1　引　　言

自 1975 年 Esaki 等人第一次提出了量子线和量子点的概念后，近二十年来对低维半导体的研究无论是在基础理论方面还是在应用开发方面都十分活跃。在量子点结构中，电子、空穴和激子在三维空间受限，呈现具有分立能级的量子态，使得它具有独特的物理特性，如电子结构、输运性质和光学特性等。特别是，量子点体系作为人工可剪裁的材料，与体材料相比有着显著的非线性光学效应，而且其激发阈值也大大降低，因此量子点体系的光学性质越来越受到人们的重视[1,2]。

维度的降低，使得电子-声子相互作用在决定低维系统的一些物理性质，如输运性质、光学性质等方面起着重要作用，这些性质可用来指导制造光电器件，具有非常广泛的应用前景。所以，近十几年来，声子对电子、空穴或激子的影响成为低维体系研究的一个热点。郭康闲等[3]讨论了电场作用下极化子效应对量子阱的二次谐波产生的影响；刘翠红等[4]研究了量子盘中的极化子效应；冯晓波等[5,6]计算了球型和柱型 ZnS/CdSe 量子点中的三阶极化率；Li 等[7]介绍了柱型量子点中的不同声子模式；Irina 等[8]从实验上对 CdSe/ZnS 复合量子点进行了讨论；解淑飞等[9]研究了量子点中的二次电光效应和电吸收过程。但迄今为止，很少有人系统地研究极化子效应对低维量子系统非线性光学性质的影响。

目前，关于极化子效应对核壳结构量子点非线性光学性质的影响这方面的研究还比较少，极化子效应对二次电光效应和电吸收过程的影响的相关研究就更少了。本文选择柱型的 ZnS/CdSe 核壳结构量子点，讨论极化子效应对此量子点的二次电光效应和电吸收过程的三阶极化率的影响，并证明极化子效应对三阶极化率的影响是相当重要的。

2　理　　论

2.1　电子、声子以及电声相互作用哈密顿量

考虑一个电子被约束在柱型核壳结构量子点中，其中核材料为 ZnS，壳层材料为 CdSe。在量子点的外层空间充满非极性介质，可以用它来形成无限深势阱。柱型量子点的高度为 d，核的半径为 R_1，壳的半径为 R_2，具体模型如图 1 所示。

在有效质量近似下，考虑核-壳结构量子点中的单电子，假设光电场沿 z 轴方向入射，采用有效质量近似，系统的哈密顿量可写为：

$$H = H_{\mathrm{e}} + H_{\mathrm{ph}} + H_{\mathrm{e\text{-}ph}} \tag{1}$$

第一项为电子的哈密顿量，柱坐标下可写为：

收稿日期： 2008-10-29；**修订日期：** 2009-02-10
基金项目： 湖北省孝感学院科学研究项目（Z2010008）资助
作者简介： 陈知红（1980－），女，湖北公安人，主要从事非线性光学的研究。
E-mail：zhihong9905@163.com

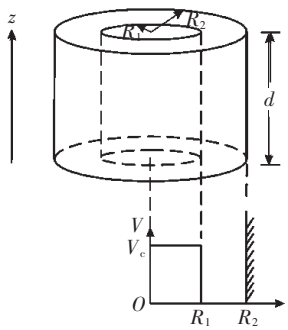

图1 ZnS/CdSe 核-壳结构柱型量子点模型

Fig. 1 The model of a suppositional core-shell cylindrical quantum dot

$$H_e = -\frac{\hbar^2}{2m_i^*}\nabla^2 + V_i \tag{2}$$

其中 m_i^* 是对应不同区域电子的有效质量，V_i 对应量子点不同区域的势能，它们分别满足如下关系：

$$m_i^* = \begin{cases} m_1^*, & r \leqslant R_1 \\ m_2^* & R_1 \leqslant r \leqslant R_2 \end{cases} \tag{3}$$

$$V_i(r) = \begin{cases} V_c, & r < R_1 \\ 0, & R_1 \leqslant r \leqslant R_2 \\ \infty, & r > R_2 \end{cases} \tag{4}$$

式(1)中第二项为声子的哈密顿量：

$$H_{ph} = H_{LO} + H_{IO} = H_{LO1} + H_{LO2} + H_{IO} \tag{5}$$

其中

$$H_{LO1} = \sum_{lmn} \hbar\omega_{LO1}[\hat{a}_{lmn}^+\hat{a}_{lmn} + 1/2] \tag{6}$$

$$H_{LO2} = \sum_{lmn} \hbar\omega_{LO2}[\hat{b}_{lmn}^+\hat{b}_{lmn} + 1/2] \tag{7}$$

$$H_{IO} = \sum_{lm} \hbar\omega_{LO1}[\hat{c}_{lmn}^+\hat{c}_{lmn} + 1/2] \tag{8}$$

这里 $\hat{a}_{lmn}^+$ 与 $\hat{a}_{lmn}$ 是 LO1 声子的产生与湮灭算符，$\hat{b}_{lmn}^+$ 与 $\hat{b}_{lmn}$ 是 LO2 声子的产生与湮灭算符，$\hat{c}_{lm}^+$ 与 $\hat{c}_{lm}$ 是 IO 声子的产生与湮灭算符。

式(1)第三项为电子-声子相互作用的哈密顿量：

$$H_{e\text{-}ph} = H_{e\text{-}LO1} + H_{e\text{-}LO2} + H_{e\text{-}IO} \tag{9}$$

式(9)中 $H_{e\text{-}LO1}$ 是电子在核层与类体 LO 声子的相互作用哈密顿量：

$$H_{e\text{-}LO1} = -\sum_{lmn}\left[\Gamma_{ml}^{LO1} J_m\left(\frac{x_{ml}r}{R_1}\right)\exp(-im\varphi)\cdot \sin\left(\frac{n\pi}{d}z\right)\hat{a}_{ml}^+ + H\cdot c\right] \tag{10}$$

其中

$$|\Gamma_{ml}^{LO1}|^2 = \frac{2e^2\hbar\omega_{LO1}}{d^2 J_{m+1}^2(x_{ml})\left[x_{ml}^2 + R_1^2\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\right]}\left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty 1}} - \frac{1}{\varepsilon_{01}}\right) \tag{11}$$

式(9)中 $H_{e\text{-}LO2}$ 是电子在壳层与类体 LO 声子的相互作用哈密顿量：

$$H_{e\text{-}LO2} = -\sum_{lmn}\left[\Gamma_{ml}^{LO2} T_m\left(\frac{a_{ml}r}{R_1}\right)\exp(-im\varphi)\cdot \sin\left(\frac{n\pi}{d}z\right)\hat{b}_{ml}^+ + H\cdot c\right] \tag{12}$$

其中

$$\Gamma_{ml}^{LO2} = \sqrt{\frac{4e^2\hbar\omega_{LO2}}{d}}\left(\frac{1}{\varepsilon_{\infty 2}} - \frac{1}{\varepsilon_{02}}\right)^{\frac{1}{2}} \times \Big\{a_{ml}^2[l^2 T_{m-1,l}^2\cdot (a_{ml}l) + l^2 T_{m+1,l}^2(a_{ml}l) - T_{m-1,l}^2(a_{ml}) - T_{m+1,l}^2(a_{ml})] - 2\left(\frac{\pi}{d}\right)^2 R_1^2[l^2 T_{m-1,l}(a_{ml}l)T_{m+1,l}(a_{ml}l) - T_{m-1,l}(a_{ml})T_{m+1,l}(a_{ml})]\Big\}^{-\frac{1}{2}} \tag{13}$$

这里 d 为柱型量子点的长度，x_{ml} 为 m 阶贝塞尔函数的第 l 个零点。ε_{01} 和 ε_{02} 分别为不同区域的静态介电常数，$\varepsilon_{\infty 1}$ 和 $\varepsilon_{\infty 2}$ 分别为不同区域的高频介电常数。

式(9)中 $H_{e\text{-}IO}$ 是电子与 IO 声子相互作用的哈密顿量[7]：

$$H_{e\text{-}IO} = -\sum_{mn}\left[\Gamma_m^{IO}\exp(-im\phi)\sin\left(\frac{n\pi}{d}z\right)c_{mn}^+ + H\cdot c\right] \times \begin{cases} K_m\left(\frac{n\pi}{d}R_1\right)I_m\left(\frac{n\pi}{d}r\right) & r \leqslant R_1 \\ I_m\left(\frac{n\pi}{d}R_1\right)K_m\left(\frac{n\pi}{d}r\right) & r > R_1 \end{cases} \tag{14}$$

$$|\Gamma_m^{IO}|^2 = \frac{4e^2\hbar\omega}{d^2\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)^2} \times \Big\{\left(\frac{1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_{01}} - \frac{1}{\varepsilon_1 - \varepsilon_{\infty 1}}\right)^{-1} \times K_m^2\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)I_m\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)\frac{m\pi}{d}R_1\left[I_{m-1}\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right) + I_{m+1}\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)\right] + I_m^2\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)K_m\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)\left[K_{m-1}\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right) + K_{m+1}\left(\frac{m\pi}{d}R_1\right)\right] \times \left(\frac{1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_{02}} - \frac{1}{\varepsilon_2 - \varepsilon_{\infty 2}}\right)^{-1}\Big\}^{-1} \tag{15}$$

其中 $\varepsilon_1 = \varepsilon_{\infty 1}\frac{\omega^2 - \omega_{LO1}^2}{\omega^2 - \omega_{TO1}^2}$，$\varepsilon_2 = \varepsilon_{\infty 2}\frac{\omega^2 - \omega_{LO2}^2}{\omega^2 - \omega_{TO2}^2}$，$I_m(x)$ 和 $K_m(x)$ 分别为第一类和第二类变形 Bessel 函数。

2.2 系统波函数和三阶极化率

采用柱坐标，通过解 Schrödinger 方程，可得系统波函数，可写为[6,10]：

$$\psi_{\mathrm{ML}}(r,z) = N_{\mathrm{ML}} e^{iM\theta} \sin\left(\frac{L\pi}{d}z\right) \times \begin{cases} J_{\mathrm{M}}(k_2 r) & r < R_1 \\ \dfrac{J_{\mathrm{M}}(k_2 R_1)}{K_{\mathrm{M}}(k_1 R_1)} K_{\mathrm{M}}(k_1 r) & r \geqslant R_1 \end{cases} \tag{16}$$

其中 $K_{\mathrm{M}}(x)$ 为第二类变形 Bessel 函数，N_{ML}^2 可写为：

$$N_{\mathrm{ML}}^2 = \frac{K_{\mathrm{M}}^2(k_1 R_1)}{\pi R_1^2 d} \times \{ J_{\mathrm{M}}^2(k_2 R_1) K_{\mathrm{M}-1}(k_1 R_1) K_{\mathrm{M}+1} \cdot (k_1 R_1) - K_{\mathrm{M}}^2(k_1 R_1) J_{\mathrm{M}-1}(k_2 R_1) J_{\mathrm{M}+1}(k_2 R_1) \}^{-1} \tag{17}$$

这里 $k_{\mathrm{i}}^2 = \dfrac{2m_{\mathrm{i}}^*}{h^2}(E - V_{\mathrm{i}}) - \left(\dfrac{l\pi}{d}\right)^2$

在电子-声子弱耦合情况下，可把电声相互作用项作为微扰项。假设讨论的是温度接近于零的情况，系统的基态是声子真空态，而且在光跃迁过程中认为只有单个声子的吸收和发射，极化子的波函数可以用量子力学微扰理论求得：

$$|\Psi_{\mathrm{i}}\rangle = |\Phi_{\mathrm{i}}\rangle + \sum_{\mathrm{j}\neq 1} \frac{[H_{\mathrm{e\text{-}ph}}]_{\mathrm{ji}}}{E_{\mathrm{i}} - E_{\mathrm{j}} - \varepsilon} |\Phi_{\mathrm{i}}\rangle \tag{18}$$

其中 $\varepsilon = \hbar\omega_{\mathrm{LO}}$（或者 $\hbar\omega_{\mathrm{IO}}$）是单个声子的能量。

利用密度矩阵方法，考虑系统的对称性，对于二次电光效应（QEOE）和电吸收过程（EA），三阶非线性光学极化率的表达式可写为：

$$\chi^{(3)}(-\omega;0,0,\omega) = \frac{Ne^4}{\varepsilon_0 \hbar^3} \mu_{12}\mu_{23}\mu_{34}\mu_{41} \times \left[\frac{1}{(\omega_{21}^* - \omega)\omega_{31}^*\omega_{41}^*} + \frac{2}{(\omega_{21}^* + \omega)(\omega_{31}^*\omega_{41}^*)} + \frac{1}{(\omega_{21}^* + \omega)\omega_{31}^*(\omega_{41}^* + \omega)} \right] \tag{19}$$

这里 $\mu_{\mathrm{ij}} = \langle \Psi_i | r | \Psi_{\mathrm{j}} \rangle$，$\hbar\omega_{\mathrm{ij}} = E_{\mathrm{j}} - E_{\mathrm{i}} - i\Gamma_{\mathrm{ij}}$

通过上面的推导，我们已经得到未微扰时的波函数、本征能量以及电声相互作用哈密顿量，将推导的结论代入式(19)，便可求得 $\chi^{(3)}$。

3　数值计算及讨论

下面以典型的 ZnS/CdSe 材料量子点为例进行数值计算。计算中所用参数由表 1 给出。另外，$N = 5 \times 10^{24}\ \mathrm{m}^{-3}$；$V_{\mathrm{c}} = 0.9$ eV；弛豫时间 $\tau = 300$ fs。QEOE 对应的三阶极化率为 $\chi_{\mathrm{QEOE}}^{(3)}(\omega) = \mathrm{Re}\chi^{(3)}(-\omega;0,0,\omega)$，EA 对应的三阶极化率为 $\chi_{\mathrm{EA}}^{(3)}(\omega) = \mathrm{Im}\chi^{(3)}(-\omega;0,0,\omega)$。具体计算结果如表 1 所示。

表 1　材料参数（m_0 为自由电子的静止质量）

Table 1　The material parameters (m_0 is the rest electron mass)

Material	m^*/m_0	$\hbar\omega_{\mathrm{LO}}$ (meV)	$\hbar\omega_{\mathrm{IO}}$ (meV)	ε_0	ε_∞
ZnS	0.28	43.6	33.67	8.1	5.14
CdSe	0.13	26.41	20.83	9.56	6.23

当量子点大小 $d = 4.0$ nm、$R_1 = 4.5$ nm、$R_2 = 7.5$ nm，考虑 LO 声子和不考虑任何声子时，$\chi_{\mathrm{QEOE}}^{(3)}$ 和 $\chi_{\mathrm{EA}}^{(3)}$ 随入射光能量 $\hbar\omega$ 变化的关系曲线如图 2 所示。

图 2 中考虑了两种状况：实线是不考虑任何声子的情况，虚线是考虑 LO 声子的情况。由这两个图形可以看出，随着入射光能量的不同，LO 声子对三阶极化率的影响不同，在峰值处的影响相对来说要明显得多。当 $R_2 = 7.5$ nm 时，在峰值处的三阶极化率考虑 LO 声子后大约是不考虑 LO 声子的 8.5 倍。这主要是因为当考虑极化子

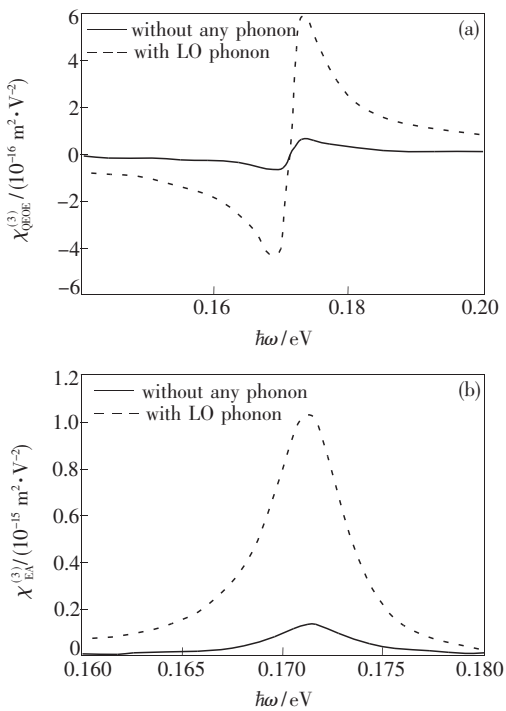

图 2　考虑 LO 声子和不考虑任何声子时 $\chi^{(3)}$ 随入射光能量变化曲线：(a) 二次电光效应 QEOE，(b) 电吸收过程 EA

Fig. 2　The third-order susceptibility plotted as a function of the phonon energy $\hbar\omega$ for two cases: considering electron-LO-phonon interaction effects and without considering electron-phonon interaction effects. (a) $\chi_{\mathrm{QEOE}}^{(3)}$; (b) $\chi_{\mathrm{EA}}^{(3)}$.

效应后,特别是考虑了电子-LO 声子相互作用后,偶极跃迁矩阵元显著增加,从而三阶极化率得到显著加强。

当量子点大小 $d=4.0$ nm、$R_1=4.5$ nm、$R_2=7.5$ nm,考虑 IO 声子和不考虑任何声子时,$\chi^{(3)}_{\mathrm{QEOE}}$ 和 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 随入射光能量 $\hbar\omega$ 变化的关系曲线如图 3 所示。

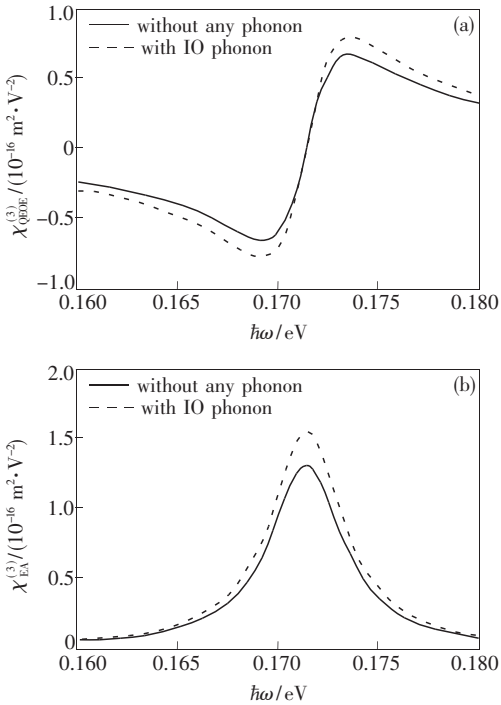

图 3 考虑 IO 声子和不考虑任何声子时 $\chi^{(3)}$ 随入射光能量变化曲线:(a)二次电光效应 QEOE,(b)电吸收过程 EA

Fig. 3 The third-order susceptibility plotted as a function of the phonon energy $\hbar\omega$ for two cases: considering electron-IO-phonon interaction effects and ignoring electron-phonon interaction effects. (a) $\chi^{(3)}_{\mathrm{QEOE}}$; (b) $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$.

图 3 中实线是不考虑任何声子的情况,虚线是考虑 IO 声子的情况。由这两个图形可以看出,随着入射光能量的不同,IO 声子对三阶极化率的影响不同,在峰值处的影响相对来说要明显得多。当 $R_2=7.5$ nm 时,在峰值处的三阶极化率考虑 IO 声子后大约是不考虑任何声子时的 1.2 倍。相比较 LO 声子而言,在 $R_2=7.5$ nm,其它量子点参量不变的条件下,LO 声子的影响远大于 IO 声子的影响。

当 $R_2=7.2$ nm 和 $R_2=7.3$ nm 时,$\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 随入射光能量 $\hbar\omega$ 变化的关系曲线如图 4 所示。

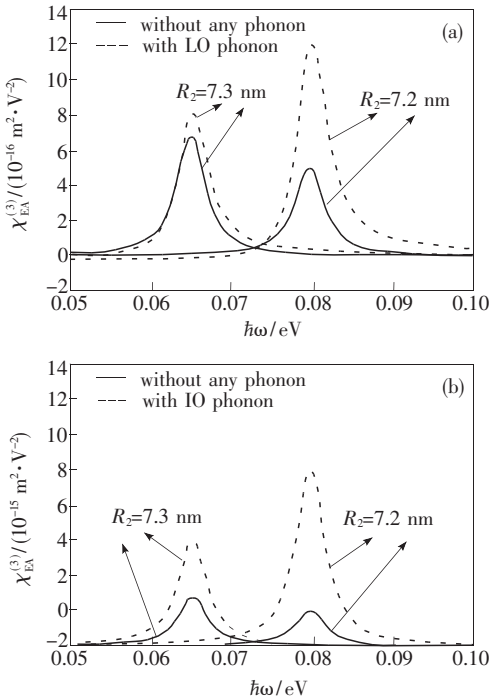

图 4 电吸收过程 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 随入射光能量变化曲线:(a)考虑 LO 声子,(b)考虑 IO 声子

Fig. 4 The third-order susceptibility $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ plotted as a function of the phonon energy $\hbar\omega$: (a) considering electron-LO-phonon interaction effects (b) considering electron-IO-phonon interaction effects

图 4 中实线是不考虑极化子的情况,虚线是考虑极化子后的情况,其中保持 $d=4.0$ nm、$R_1=4.5$ nm 不变。图 4(a)是考虑 LO 声子后的情况;图 4(b)是考虑 IO 声子的情况。从图 4(b)可以看出,在 $R_2=7.2$ nm 时,考虑 IO 声子后峰值处的 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 是不考虑任何声子时 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 的 4.8 倍左右;当 $R_2=7.3$ nm时,考虑 IO 声子后峰值处的 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 就变成了不考虑任何声子时 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 的 2.1 倍左右。即当量子点的尺寸发生变化时,IO 声子对 $\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$ 的影响发生了显著变化。结合图 4(a)和图 4(b)可以得出,当量子点的大小发生变化时,LO 声子和 IO 声子对三阶极化率的影响将发生较大变化,在峰值处变化更是明显;不考虑极化子时,三阶极化率的峰值随半径的减小而减小,且峰值位置发生蓝移,考虑极化子后峰值随半径的减小而增大了。对于 $\chi^{(3)}_{\mathrm{QEOE}}$,也有类似的变化规律。

4 结 论

利用密度矩阵方法,在有效质量近似下,研究

了极化子效应对核壳量子点三阶极化率的影响，从数值上计算了 ZnS/CdSe 核壳柱型量子点中电子-LO 声子相互作用和电子-IO 声子相互作用对二次电光效应$\chi^{(3)}_{\mathrm{QEOE}}$和电吸收过程$\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$的影响。结果显示，LO 声子和 IO 声子都对三阶极化率有比较大的影响，而且量子点的半径发生变化时，极化子效应对三阶极化率的影响大小也会发生变化；不考虑极化子时，三阶极化率的峰值随半径的减小而减小，考虑极化子后峰值随半径的减小而增大了；电子-LO 声子相互作用和电子-IO 声子相互作用对二次电光效应$\chi^{(3)}_{\mathrm{QEOE}}$与对电吸收$\chi^{(3)}_{\mathrm{EA}}$的影响有类似的规律。

核壳结构量子点多采用球型结构，结构上比柱型具有更高的对称性，理论上更好处理，也更接近实际。本文所得结论与冯小波一致。近年来，关于柱型量子点的研究越来越多，实验中也存在这样的量子点，因此，对柱型量子点的研究也具有一定的实际应用价值。本文的讨论为实验研究和实际应用提供了理论依据，对超快光开关、调制器和光运输等问题的研究和改进有参考价值。

参　考　文　献：

[1] Chen Shihua, Xiao Jinglin. Properties of strong-coupling polaron in parabolic quantum dot [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2007, **28**(1):23-27 (in Chinese).

[2] Li Weiping, Xiao Jinglin. Influence of phonon dispersion on the ground state energy of polaron in a parabolic quantum dot [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2008, **29**(1):5-9 (in Chinese).

[3] Guo K X. Influence of electron-confined phonon interaction on third-order optical nonlinearity in a quantum wire with parabolic potential [J]. *Solid State Commun.*, 1997, **103**(4):255-258.

[4] Xiao Jinglin, Xu Qiu. Properties of weak-coupling bound polaron in an asymmetric quantum dot. [J]. *Chin. J. Lumin.* (发光学报), 2008, **29**(1):15-18 (in Chinese).

[5] Feng Xiaobo, Xiong Guiguang, Zhang Xi, *et al.* Third-order nonlinear optical susceptibilities associated with intersubband transitions in CdSe/ZnS core-shell quantum dots [J]. *Phys.* B, 2006, **383**(2):207-212.

[6] Zhang Xi, Xiong Guiguang, Feng Xiaobo. Well width-dependent third-order optical nonlinearities of a ZnS/CdSe cylindrical quantum dot quantum well [J]. *Phys.* E, 2006, **33**(1):120-124.

[7] Xie Hongjing, Chen Chuanyu, Ma Benkun. The bound polaron in a cylindrical quantum well wire with a finite confining potential [J]. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2000, **12**(40):8623-8640.

[8] Irina Gerdova, Alain Haché. Third-order non-linear spectroscopy of CdSe and CdSe/ZnS core shell quantum dots [J]. *Optics Commun.*, 2005, **246**(1-3):205-212.

[9] Xie Shufei, Xiong Guiguang, Feng Xiaobo, *et al.* Characteristics of quadratic electro-optic effects and electro-absorption process in CdSe parabolic quantum dots [J]. *Microelectronics J.*, 2007, **38**(6-7):787-790.

[10] Xie Hongjing, Liu Xiaoyan. Polarons in a cylindrical quantum well wire with finite confining potential [J]. *Superlattices and Microstructures*, 2006, **39**(6):489-500.

Effect of Polaron Effect on Third-order Susceptibility in ZnS/CdSe Quantum Dot Quantum Well

CHEN Zhi-hong, WANG Jun-yan, FANG Tian-hong

(*School of Physics and Electronic-information Engineering*, *Xiaogan University*, *Xiaogan* 432000, *China*)

Abstract: The effect of the electron-phonon interaction on the quadratic electro-optic effect (QEOE) and electro-absorption process (EA) was investigated theoretically for electrons confined in a core-shell quantum dot. The interactions of electrons with different phonon modes in the core-shell system, including the confined

longitudinal optical (LO) and the interface optical (IO) phonon modes, were investigated. We carried out a detailed calculation of quadratic electro-optic effects (QEOE) and electro-absorption process (EA) on a ZnS/CdSe core-shell quantum dot as a function of pump photon energy with different incident photon energy and under different quantum dot size. The results revealed that the polaron effects are quite important especially around the peak value of the third-order susceptibility.

Key words: nonlinear optical; third-order susceptibilities; polaron effect; quadratic electro-optic effects; electro-absorption process

CLC number: O437; O472.3 **PACS**: 4265.An **PACC**: 4265 **Document code**: A

Received date: 2008-10-29