

文章编号: 0253-2239(2006)04-0605-5

激子-声子相互作用对三阶非线性光学性质的影响*

姚 鸣¹ 朱卡的² 袁晓忠² 蒋逸文² 吴卓杰²

(¹ 宁夏大学物理电气信息学院, 银川 750001)
(² 上海交通大学物理系, 上海 200030)

摘要: 在对激子不作任何近似的条件下,对强耦合激子-声子系统中非线性光学性质在理论上进行了研究,结果表明当信号光场频率与激子频率的失谐量等于光学声子的频率时,系统的非线性光学吸收和克尔系数显著增大,从而证明了激子-声子的强相互作用对介质的非线性光学性质的影响相当大。并且,与对激子作代松-马利夫(Dyson-Maleev)变换近似和玻色近似的结果进行仔细的比较,发现对激子不作近似时,这种影响将进一步增大。

关键词: 非线性光学; 克尔系数; 激子; 光学声子

中图分类号: O437.2 文献标识码: A

Effects of Exciton-Phonon Interaction on Third-Order Nonlinear Optical Properties

Yao Ming¹ Zhu Kadi² Yuan Xiaozhong² Jiang Yiwen² Wu Zhuojie²

(¹ School of Physics and Electrical Information Science, Ningxia University, Yinchuan 750001)
(² Department of Physics, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200030)

Abstract: The nonlinear optical properties of the strongly coupled exciton-phonon systems are investigated theoretically without making any approximation for excitons. It is shown that the nonlinear optical absorptions and Kerr coefficients are enhanced significantly as the frequency detuning value of the signal field and the excitation is equal to the phonon frequency, which makes clear that the strong excitation-phonon interaction affects the nonlinear optical properties of the medium greatly. The numerical results and the detailed comparison also indicate that the nonlinear optical absorptions and Kerr coefficients are further magnified without making Bose approximation and the Dyson-Maleev approximation for excitons.

Key words: nonlinear optics; Kerr coefficient; exciton; optical phonon

1 引言

近几年来,通过共振电磁场来控制物质系统的线性和非线性光学性质的手段变得越来越重要。电磁感应透明(Electromagnetically induced transparency, EIT)技术被证明是能够抑制介质的共振吸收,且同时仍能够获得显著的与共振有关的非线性光学性质非常好的方法^[1~2]。近年来令人瞩目的应用包括超慢光脉冲传播^[3]和光的存储^[4]。H. Schmidt和A. Imamoglu^[5]提出了利用电磁感应透明技术在四能级原子系统中获得无噪声的很强的非线性光学效应

(交叉-克尔效应)的设想。L. M. Kuang^[6]发展了三能级原子系统(Λ -模型)中电磁感应透明的全量子理论,并指出在这样的体系中产生电磁感应透明时会出现很大的克尔系数和很强的高阶非线性特性。H. Wang^[7]及其合作者实验研究了三能级原子系统(Λ -模型)在几种不同控制光作用下的非线性光学系数(即克尔系数),发现克尔系数较二能级原子系统时明显增强了,因为三能级原子系统中原子的相干作用更强。更多的利用电磁感应透明技术进行非线性光学性质的研究已发表^[8~14]。另一方面,对被

* 国家自然科学基金(10274051)和上海市自然科学基金(03ZR14060)资助课题。

作者简介: 姚 鸣(1957~),男,上海人,副教授,主要从事凝聚态物理和量子光学理论的研究。

E-mail: ym1823@yahoo.com.cn

收稿日期: 2005-06-22; 收到修改稿日期: 2005-09-16

限制在低维分子体系中激子的非线性光学性质的研究持续升温,例如:有机晶状超晶格、分子聚合物、共轭聚合物以及单分子层^[15~21]。这些有机材料具有潜在的实际应用价值,特别是由有机共轭聚合物制成的薄膜在新型光电子器件中具有十分诱人的应用前景,例如发光二极管材料聚合物^[17]。通常来说,这类有机系统以强激子-声子相互作用为特征,这一作用通常能够导致明显的非线性光学效应。B. I. Greene 等^[18]用实验证明了在聚乙烯-甲苯磺酸盐(Polydiacetylene-Toluene Sulfonate, PTS)材料中的异常光学非线性效应是由虚激子之间的声子调制作用导致的。

最近,朱卡的等^[19]利用激子的玻色近似,在理论上证明了在有机低维体系中,激子-声子的强耦合作用对介质的非线性光学性质的影响非常大,同时还可以利用外场来控制介质的非线性光学性质。但是把激子近似为玻色子是在激子密度较低时才适用,当激子的密度相对较高时,激子间的相互作用将不可忽略,这时激子将偏离玻色子模型而需修正。对此我们在文献^[22]中对激子采用代松-马利夫(Dyson-Maleev)变换近似,也证明了在有机低维体系中,激子-声子的强耦合作用对介质的非线性光学性质影响非常大,同样也可以利用外场来控制介质的非线性光学性质。进一步研究发现,即使不对激子作任何近似,激子-声子的强耦合作用对介质的非线性光学性质的影响仍然非常大。本文在对激

子不作任何近似的条件下,对强耦合激子-声子系统非线性光学性质在理论上进行了研究。

2 理论计算

考察一个强耦合激子-声子系统(如有机晶体薄膜),外界信号光场(ω_s)和控制光场(ω_c)共同作用在该系统上,这个系统中包括激子-声子之间的相互作用、激子-激子之间的相互作用和外部辐射场的影响。考虑旋转波近似和单声子模式以及线性激子-声子相互作用,系统的哈密顿量如下^[15~16]:

$$H = \hbar(\omega_{ex} - \omega_c)S^z + \hbar\omega_{ph}b^+b - \hbar\lambda S^zQ - \hbar\Omega(S^+ + S^-) - \mu[S^+E_s\exp(-i\delta t) + S^-E_s^*\exp(i\delta t)], \quad (1)$$

其中 $\hbar\omega_{exp}$ 和 $\hbar\omega_{ph}$ 分别为激子结合能和声子能量, λ 是激子-声子耦合常数, $\Omega = \mu E_c/\hbar$ 是控制光场的拉比频率, E_c 是控制光场强, μ 是激子的电偶极矩, E_s 是信号光场强, S^z, S^\pm 为激子的自旋算符, b^+ 和 b 为声子的产生(湮没)算符, b^+b 是声子数, $Q = b^+ + b$ 为声子振幅算符, $\delta = \omega_s - \omega_c$ 为信号光场与控制光场的调制频率。

激子的自旋算符满足下列对易关系:

$$[S^z, S^\pm] = \pm S^\pm, \quad [S^+, S^-] = 2S^z, \quad (2)$$

激子算符 S^z, S^\pm 以及声子振幅算符 Q 随时间的变化由海森伯方程决定,则得到方程组:

$$\begin{cases} \frac{dS^-}{dt} = -i\Delta S^- + i\lambda QS^- - 2i\Omega S^z - \frac{2i\mu E_s}{\hbar} S^z \exp(-i\delta t), & (3) \\ \frac{dS^z}{dt} = i\Omega S^+ - i\Omega S^- + \frac{i\mu E_s}{\hbar} S^+ \exp(-i\delta t) - \frac{i\mu E_s^*}{\hbar} S^- \exp(i\delta t), & (4) \\ \frac{dQ^2}{dt^2} = -\omega_{ph}^2 Q + 2\omega_{ph}\lambda S^z, & (5) \end{cases}$$

其中 $\Delta = \omega_{ex} - \omega_c$ 。假定今后的计算中忽略 S^z, S^\pm 与 Q 的量子性^[7],可以得到以下的方程:

$$\begin{cases} \frac{dS^-}{dt} = (i\Delta + \Gamma_1)S^- + i\lambda QS^- - 2i\Omega S^z - \frac{2i\mu E_s}{\hbar} S^z \exp(-i\delta t), & (6) \\ \frac{dS^z}{dt} = -\Gamma_2 \left(S^z + \frac{1}{2} \right) + i\Omega S^+ - i\Omega S^- + \frac{i\mu E_s}{\hbar} S^+ \exp(-i\delta t) - \frac{i\mu E_s^*}{\hbar} S^- \exp(i\delta t), & (7) \\ \frac{dQ^2}{dt^2} + \gamma_{ph} \frac{dQ}{dt} + \omega_{ph}^2 Q = 2\omega_{ph}\lambda S^z, & (8) \end{cases}$$

其中 Γ_1 与 γ_{ph} 分别是激子的退相干率和声子的退相干率, Γ_2 是激子的寿命,这里是唯像地引入的。下面的计算过程中考虑 E_c 的全部项修正,以及 E_s 的一阶项修正。利用以下展开式把 S^z, S^\pm 与 Q 展成^[23]:

$$\begin{cases} S^z(t) = S_0^z + S_+^z \exp(-i\delta t) + S_-^z \exp(i\delta t), & (9) \\ S^-(t) = S_0^- + S_+^- \exp(-i\delta t) + S_-^- \exp(i\delta t), & (10) \\ Q(t) = Q_0 + Q_+ \exp(-i\delta t) + Q_- \exp(i\delta t), & (11) \end{cases}$$

代入(6)式~(8)式得

$$\begin{cases} -(\mathrm{i}\Delta + \Gamma_1)S_0 + \mathrm{i}\lambda Q_0 S_0 - 2\mathrm{i}\Omega S_0^* = 0, & (12) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -\mathrm{i}\delta S_+ = -(\mathrm{i}\Delta + \Gamma_1)S_+ + \mathrm{i}\lambda Q_0 S_+ + \mathrm{i}\lambda Q_+ S_0 - 2\mathrm{i}\Omega S_+^* - \frac{2\mathrm{i}\mu E_s}{\hbar} S_0^*, & (13) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathrm{i}\delta S_- = -(\mathrm{i}\Delta + \Gamma_1)S_- + \mathrm{i}\lambda Q_0 S_- + \mathrm{i}\lambda Q_- S_0 - 2\mathrm{i}\Omega S_-^*, & (14) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -\Gamma_2/2 - \Gamma_2 S_0^* + \mathrm{i}\Omega S_0^* - \mathrm{i}\Omega S_0 = 0, & (15) \end{cases}$$

$$\begin{cases} -\mathrm{i}\delta S_+^* = -\Gamma_2 S_+^* + \mathrm{i}\Omega S_+^* - \mathrm{i}\Omega S_+ + \frac{\mathrm{i}\mu E_s}{\hbar} S_0^*, & (16) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \mathrm{i}\delta S_-^* = -\Gamma_2 S_-^* + \mathrm{i}\Omega S_-^* - \mathrm{i}\Omega S_- - \frac{\mathrm{i}\mu E_s}{\hbar} S_0^*, & (17) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \omega_{\text{ph}}^2 Q_0 = 2\omega_{\text{ph}}\lambda S_0^*, & (18) \end{cases}$$

$$\begin{cases} (\omega_{\text{ph}}^2 - \delta^2 - \mathrm{i}\gamma_{\text{ph}}\delta)Q_+ = 2\omega_{\text{ph}}\lambda S_+^*, & (19) \end{cases}$$

$$\begin{cases} (\omega_{\text{ph}}^2 - \delta^2 + \mathrm{i}\gamma_{\text{ph}}\delta)Q_- = 2\omega_{\text{ph}}\lambda S_-^*, & (20) \end{cases}$$

由方程组(12)~(20)可以解出 S , 并由此得到三阶非线性极化系数为

$$\chi_{\text{eff}}^{(3)}(\omega_s) = \frac{N\mu S_-}{3E_c^3 E_s^*} = \frac{N\mu^4}{3\Gamma^3 \hbar^3} \chi^{(3)}(\omega_s), \quad (21)$$

这里 N 是激子的密度, 而无量纲的三阶非线性光极化系数为

$$\chi^{(3)}(\omega_s) = \frac{\{2E - [\alpha\eta\beta(\omega_0 + 1) + 2\omega_0](A + 2\mathrm{i})\} B_2 (A - 2\mathrm{i})^2}{\{[C_1(A + 2\mathrm{i}) + D] \times [C_2(A - 2\mathrm{i}) - D] + B_1 B_2\} (A^2 + 4)} + \frac{2E\omega_0[(A + 2\mathrm{i}) - \alpha\eta\omega_0] \times [C_2(A - 2\mathrm{i}) - D](A + 2\mathrm{i})}{\{[C_1(A + 2\mathrm{i}) + D] \times [C_2(A - 2\mathrm{i}) - D] + B_1 B_2\} (A^2 + 4)}, \quad (22)$$

其中:

$$\begin{aligned} \Delta_c &= \Delta/\Gamma_1, & \delta_0 &= \delta/\Gamma_1, \\ \Omega_c &= \Omega/\Gamma_1, & \omega_{\text{ph}0} &= \omega_{\text{ph}}/\Gamma_1, \\ \gamma_{\text{ph}0} &= \gamma_{\text{ph}}/\Gamma_1, & \omega_0 &= 2S_0^*, \\ \alpha &= 2\lambda^2/(\omega_{\text{ph}0}\Gamma_1^2), & A &= \alpha\omega_0 - 2\Delta_c, \\ B_1 &= 4\Omega_c^2\alpha\eta\beta\omega_0 - 4\Omega_c^2\beta(A - 2\mathrm{i}), \\ B_2 &= 4\Omega_c^2\alpha\eta\beta\omega_0 - 4\Omega_c^2\beta(A + 2\mathrm{i}), \\ C_1 &= 2\Delta_c + 2\delta_0 - \alpha\omega_0 - 4\Omega_c^2\beta - 2\mathrm{i}, \\ C_2 &= 2\Delta_c - 2\delta_0 - \alpha\omega_0 + 4\Omega_c^2\beta + 2\mathrm{i}, \\ D &= 4\Omega_c^2\alpha\eta\beta\omega_0, & E &= 4\Omega_c^2\beta\omega_0, \\ \beta &= 1/(\delta_0 - \mathrm{i}\Gamma_2/\Gamma_1), \end{aligned}$$

辅助函数为

$$\eta(\omega_s) = \frac{\omega_{\text{ph}0}^2}{\omega_{\text{ph}0}^2 - \delta_0^2 + \mathrm{i}\gamma_{\text{ph}0}\delta_0},$$

ω_0 由三次方程:

$$(\omega_0 + 1)[(\alpha\omega_0 - 2\Delta_c)^2 + 4] = 8\Omega_c^2\omega_0^2, \quad (23)$$

给出。该方程有一个或者三个实根, 后面一种情况对应光学双稳态, 分别由激子-激子相互作用和激子-声子相互作用产生。

3 数值计算与讨论

B. I. Greene 等^[18]在 PTS 薄膜实验中, 清楚地

观察到了非线性光谱, 而在 PTS 材料中, 激子-声子的耦合非常强($\lambda=0.1$ eV), 因此在下面的计算讨论时, 也选定 PTS 作为实例, 且假设系统的激子-声子的耦合非常强, 强到了显著的反斯托克斯位移与激子的线宽可以比拟(即使失谐量等于声子频率时也是如此)。我们选定与 B. I. Greene 在 PTS 薄膜实验中相同的参量: $\omega_{\text{ph}}=0.2$ eV, $\lambda=0.1$ eV, $\gamma_{\text{ph}}=2$ meV, $\omega_{\text{ex}}=2$ eV, $\Gamma_1=50$ meV, 则 $\alpha=2$, $\omega_{\text{ph}0}=4$, $\Gamma_2/\Gamma_1=2$, $\gamma_{\text{ph}0}=0.04$ 。

由三阶非线性光极化系数 $\chi^{(3)}(\omega_s)$, 可以得到非线性光学吸收率 $[\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)]$ 和克尔系数 $[\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)]$ 在强耦合激子-声子系统中随信号光场频率与激子频率之间的失谐量 $\Delta_s = (\omega_s - \omega_{\text{ex}})/\Gamma_1$ 的变化规律, 并对激子不作任何近似、对激子作代松-马利夫变换近似和玻色近似这三种情况下, 三阶非线性光极化率 $\chi^{(3)}(\omega_s)$ 的实部和虚部的不同情况进行讨论与比较。

图 1 和图 2 分别给出了无量纲的非线性光学吸收率 $\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)$ 和克尔系数 $\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)$ 随失谐量 Δ_s 的变化规律。图中实线是不作任何近似的情形, 虚线是作代松-马利夫变换近似的情形, 点虚线是作玻色近似的情形。参量为 $\alpha=2$, $\Delta=0$, $\Omega_c^2=1$, $\omega_{\text{ph}0}=4$, $\gamma_{\text{ph}0}=0.04$, $\Gamma_2/\Gamma_1=2$ 。

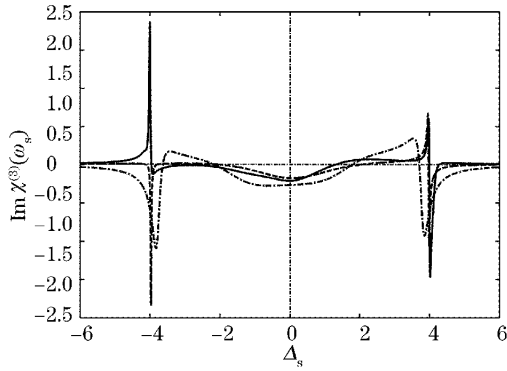


图 1 无量纲的非线性光学吸收率 $\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)$ 随失谐量 Δ_s 的变化

Fig. 1 The dimensionless nonlinear optical absorptivity $\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)$ as a function of the detuning value Δ_s

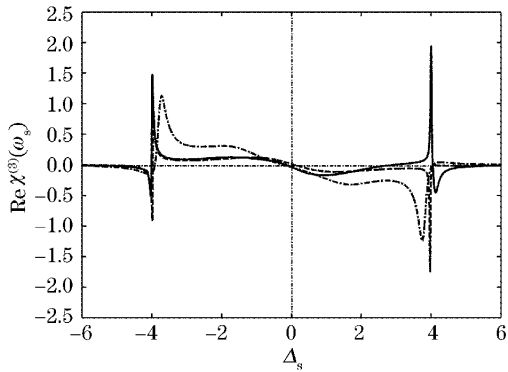


图 2 无量纲的克尔系数 $\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)$ 随失谐量 Δ_s 的变化

Fig. 2 The dimensionless Kerr coefficient $\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)$ as a function of the detuning value Δ_s

图中的三种情况中,在信号光场的失谐量近似等于光学声子的频率($\Delta_s \approx \omega_{\text{ph0}}$)处,非线性吸收率和克尔系数曲线都出现了较大的峰值,表明介质的非线性显著增大了,介质的非线性与对激子作近似没有本质上的关系,作不近似的结果只是介质的非线性的程度不同,说明了在强耦合激子-声子系统中,对介质的非线性光学性质的影响主要是激子-声子的相互作用,尤其在($\Delta_s \approx \omega_{\text{ph0}}$)时更是如此。我们注意到这里的三阶非线性增强效应其实与一般的共振增强效应并没有本质区别,也是共振增强。这是因为在强耦合激子-声子系统中,由于激子与声子的强烈耦合,使激子的能量发生了较大的变化,从而使原来的共振峰位置(Δ_s 处,即不考虑激子-声子相互作用)产生了位移。

比较对激子不作近似和对激子作代松-马利夫变换近似两种情况下的曲线(见图 1 中实线和虚线),在 $\Delta_s = 4$ 附近,实线负的峰值增大,表明这时对激子不作近似时,非线性吸收(实际上是非线性放

大)增大,而在 $\Delta_s = -4$ 附近,原虚线较大的负的峰值变为实线的较大的正的峰值,即由较大的非线性放大变为较大的非线性吸收。可见,对激子不作近似时,介质的非线性吸收率较对激子作代松-马利夫变换和玻色近似时,会发生明显的变化。

比较对激子不作近似和对激子作代松-马利夫变换近似两种情况下的曲线(见图 2 中实线和虚线),在 $\Delta_s = -4$ 附近,实线负的峰值增大,表明这时对激子不作近似时,非线性折射率(克尔系数)增大,而在 $\Delta_s = 4$ 附近,原虚线较大的负的峰值变为实线的较大的正的峰值,即由较大的负的克尔系数变为较大的正的克尔系数。可见,对激子不作近似时,介质的非线性折射率(克尔系数)较对激子作代松-马利夫变换和玻色近似时,也会发生明显的变化。

图 3 和图 4 分别给出了不同的控制光场强度下无量纲的非线性光学吸收率 $[\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)]$ 和克尔系数 $[\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)]$ 随失谐量 Δ_s 的变化规律。图中实线是 $\Omega_c^2 = 1$ 的情形,虚线是 $\Omega_c^2 = 2$ 的情形,点虚线是 $\Omega_c^2 = 3$ 的情形。其他参量为 $\alpha = 2, \Delta = 0, \omega_{\text{ph0}} = 4, \gamma_{\text{ph0}} = 0.04, \Gamma_2/\Gamma_1 = 2$ 。其中图 3(a)与图 4(a)分别是失谐量 $\Delta_s = -4$ 和 $\Delta_s = 4$ 附近介质的非线性光学吸收率和克尔系数随 Δ_s 的变化曲线。

由图可见,三种情况中对应不同的 Ω_c^2 , 曲线的峰值不同,表明改变控制光场的强度可以明显地改变非线性光学吸收率和克尔系数,所以,在强耦合激子-声子系统中,介质的非线性光学性质可以通过控制光场来改变。另一方面,比较三条曲线,对应相同的 Ω_c^2 实线的峰值最小,点虚线的峰值最大,表明介质的非线性吸收率和克尔系数随控制光场强的增大而增大。如果不加控制光场,即控制光场的强度为零,则由式(22)可得三阶非线性光极化率 $\chi^{(3)}(\omega_s) = 0$, 所以介质的非线性吸收率和克尔系数的曲线为一条峰值为零的直线,介质不出现非线性现象。因为我们这套系统是利用电磁感应透明技术来抑制介质的共振吸收而获得显著的非线性光学现象的,如果不加控制光场,介质就不会出现电磁感应透明,因而也就观察不到介质的非线性光学现象了,这表明只有在控制光场作用下,介质才会出现电磁感应透明现象,同时出现较大的非线性光学特性,而且控制光场强不同,介质的非线性效应也不同。另外,与文献[19,22]比较,在相同的 Ω_c^2 情况下,对激子不作近似时比对激子作代松-马利夫变换和玻色近似时的峰值更大,说明对激子不作近似时,利用控制光场控制介质的非线性光学性质的能力增大。

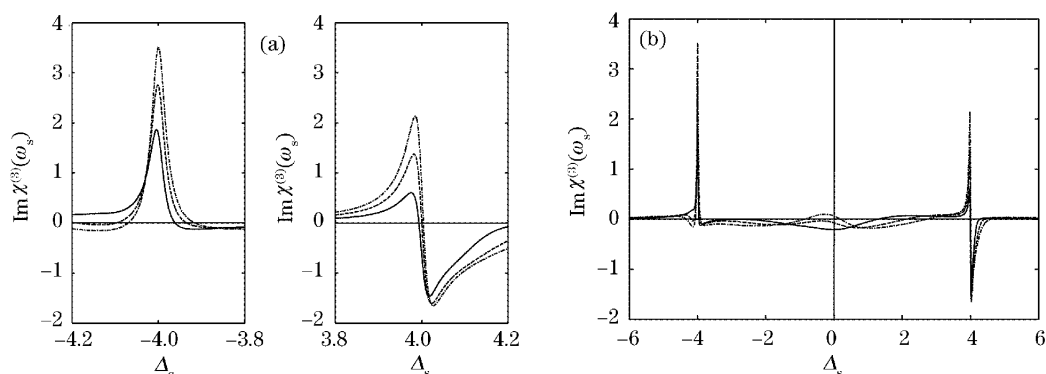


图 3 不同的控制光场强下无量纲的非线性光学吸收率 $\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)$ 随失谐量 Δ_s 的变化

Fig. 3 The dimensionless nonlinear optical absorptivity $\text{Im}\chi^{(3)}(\omega_s)$ as a function of the detuning value Δ_s for different Rabi frequencies of the control field

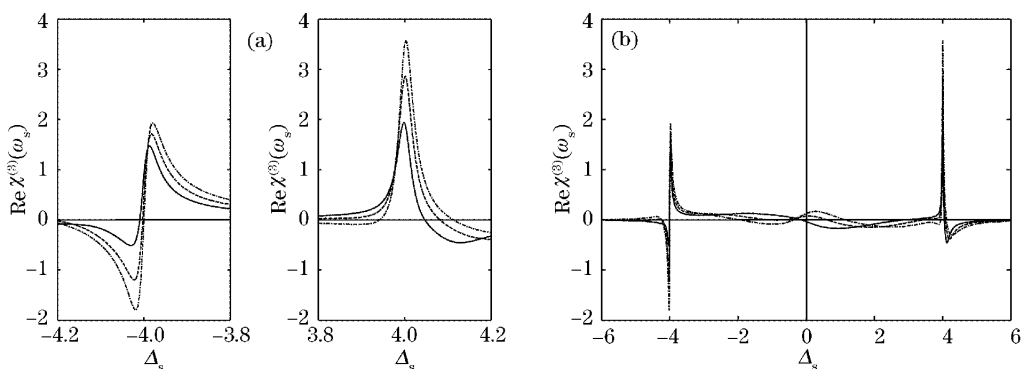


图 4 不同的控制光场强下无量纲的克尔系数 $\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)$ 随失谐量 Δ_s 的变化

Fig. 4 The dimensionless Kerr coefficient $\text{Re}\chi^{(3)}(\omega_s)$ as a function of the detuning value Δ_s for different Rabi frequencies of the control field

4 结 论

在强耦合激子-声子系统中,当信号光场频率与激子频率的失谐量等于光学声子的频率时,介质的非线性光学吸收和克尔系数显著增大,表明激子-声子的强相互作用对介质的非线性光学性质的影响相当大。此外,可以通过改变控制光场的强度,来人为地控制介质的非线性光学性质,当对激子不作近似时,这种控制能力增大。我们希望今后的实验能够验证以上结论。

参 考 文 献

- 1 S. E. Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. *Physics Today*, 1997, **50**(7): 36~42
- 2 M. D. Lukin, A. Imamoglu. Controlling photons using electromagnetically induced transparency [J]. *Nature*, 2001, **413**(6853): 273~276
- 3 L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton *et al.*. Light speed reduction to 17 m/s in a ultracold atomic gas[J]. *Nature*, 1999, **397**(6720): 594~598
- 4 A. V. Turukhin, V. S. Sudarshanam, M. S. Shahriar *et al.*. Observation of ultraslow and stored light in a solid[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **88**(2): 023602~023605
- 5 H. Schmidt, A. Imamoglu. Giant Kerr nonlinearities obtained by electromagnetically induced transparency [J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(2): 1936~1939
- 6 L. M. Kuang, G. H. Chen, Y. S. Wu. Nonlinear optical properties of an electromagnetically induced transparency medium interacting with two quantized fields [J]. *J. Opt. B: Quant. Semiclass. Opt.*, 2003, **5**(4): 341~438
- 7 H. Wang, D. Goorskey, M. Xiao. Dependence of enhanced Kerr nonlinearity on coupling power in a three-level atomic system [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(4): 258~260
- 8 M. S. Zubairy, A. B. Matsko, M. D. Scully. Resonant enhancement of high-order nonlinearities based on atomic coherence [J]. *Phys. Rev. A*, 2002, **65**(4): 043804~043807
- 9 A. B. Matsko, Y. V. Rostovtsev, M. Fleischhauer *et al.*. Anomalous stimulated Brillouin scattering via ultraslow light [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(10): 2006~2009
- 10 Luo Li, Yu Xiangyang, Chen Lei *et al.*. Studies on ultrafast resonant nonlinear optics in rare earth solids [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(1): 6~10 (in Chinese)
- 罗 莉, 余向阳, 陈 磊 等. 稀土材料的超快共振非线性光学特性研究 [J]. *光学学报*, 2003, **23**(1): 6~10
- 11 Weng Wenjun, Li Shuhong, Zhang Shanbiao *et al.*. Langmuir-blodgett film and second-order nonlinear optical properties of a novel material [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(3): 289~292 (in Chinese)

- 王文军,李淑红,张山彪等.一种新型材料的LB膜及非线性光学特性研究[J].中国激光,2004,31(3):298~292
- 12 Zhang Yanliang, Zhang Xunli, Sun Zhenrong *et al.*. Double electromagnetically induced transparency and ultra-narrow line width in Y-type energy level system[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, 24(4): 563~567 (in Chinese)
张衍亮,张循利,孙真荣等.Y型四能级中的双电磁感应透明和超窄吸收[J].光学学报,2004,24(4):563~567
- 13 Yang Xihua. Investigation of transient properties of electromagnetically induced transparency with different pump laser energy[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, 31(7): 811~814 (in Chinese)
杨希华.不同能量抽运场作用下瞬态电磁感应透明特性研究[J].中国激光,2004,31(7):811~814
- 14 Wang Yanhua, Wang Junmin, Yan Shubin *et al.*. Electromagnetically induced transparency in Λ -type Zeeman sublevels of cesium atoms[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, 32(1): 16~20 (in Chinese)
王彦华,王军民,闫树斌等.铯原子 Λ 型塞曼子能级结构中的电磁感应透明[J].中国激光,2005,32(1):16~20
- 15 G. S. Agarwal. Electromagnetic-field-induced transparency in high-density exciton systems[J]. *Phys. Rev. A*, 1995, 51(4): R2711~R2714
- 16 Zhu Kadi, Li Waisang. Electromagnetically induced transparency mediated by phonons in strongly coupled exciton-phonon systems[J]. *App. Phys. B*, 2002, 75(8): 861~864
- 17 R. H. Friend, R. W. Gymer, A. B. Holmes *et al.*. Electroluminescence in conjugated polymers[J]. *Nature*, 1999, 397(6715): 121~128
- 18 B. I. Greene, J. F. Mueller, J. Orenstein *et al.*. Phonon-mediated optical nonlinearity in polydiacetylene[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, 61(3): 325~328
- 19 Zhu Kadi, Yuan Xiaozhong, Dong Jiajia *et al.*. Nonlinear optical responses due to exciton-phonon interactions in strongly coupled exciton-phonon systems[J]. *Eur. Phys. J. D*, 2004, 30(1): 117~121
- 20 Zhu Kadi, Li Waisang. Electromagnetically induced transparency due to exciton-phonon interaction in an organic quantum well[J]. *J. Phys. B*, 2001, 34(21): L679~L686
- 21 Zhu Kadi, T. Kobayashi. Intrinsic self-localized Frenkel excitons in a linear chain of interacting Frenkel excitons[J]. *Phys. Lett. A*, 1994, 196(12): 105~108
- 22 Yao Ming, Zhu Kadi, Yuan Xiaozhong *et al.*. Theoretical calculation of the third order nonlinear optical properties in strongly coupled exciton-phonon systems[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, 34(10): 1480~1484 (in Chinese)
姚鸣,朱卡的,袁晓忠等.强耦合激子-声子系统中的三阶非线性光学系数的理论计算[J].光子学报,2005,34(10):1480~1484
- 23 R. W. Boyd. *Nonlinear Optics* [M]. Boston: Academic, 1992. 228~231