

离子晶格非简谐振动引起的光学非线性 与增强吸收型光双稳*

欧 发 魏宝华 吴庭万

(华南理工大学应用物理系, 广州 510641)

摘 要 处理了光场(电磁场)与离子晶体的非简谐性振动之间的相互作用问题。导出了用简正坐标即声子模式所表达的非线性晶格动力学和非线性宏观极化。在旋转波近似下, 得到在入射光驱动下光子-声子耦合体系的总的相干性哈密顿算符。通过相应的静态方程证明该耦合系统会出现增强吸收型光学双稳性, 这也就证明了光场与各种玻色子型固体元激发, 如光频支声子和半导体中激子的非线性耦合可以作为增强吸收型光双稳的机制。

关键词 非简谐性, 晶格, 光学非线性。

1 引 言

首次在实验上观测到光学双稳性^[1]以来, 一直沿用经典激光理论的二能级原子模型来处理问题, 但这样描述的光学双稳性具有饱和吸收的特征^[2]。它不能直接解释后来为人们认识到的与其相对立的增强吸收型光双稳^[2]。最近本文作者提出一种光与玻色子元激发相互作用模型来说明增强吸收型光双稳的机制^[3]。在此基础上, 又探索了这种光与玻色子耦合的激光作用^[4]以及增强吸收型光双稳的临界现象^[5]。文献[3]中增强吸收型光双稳模型的相互作用哈密顿算符是通过唯象分析手段获得的。有必要通过具体事例证实这种玻色子元激发的存在。已经注意到, 在低载流子密度情形下, 半导体中电子-空穴对激子可以作为上述具体事例之一^[6]。

本文试图证明非简谐性离子晶体中的声子也可以起到上述与光场耦合的玻色子元激发的作用。增强吸收型光双稳也是一种非线性效应。这同时说明了光学非线性可以出自原子(离子)运动, 而非通常所指电子运动的贡献。

2 晶体的哈密顿算符

令 u_{slr} 代表第 l ($l = 1, 2, \dots, N$) 元胞中第 r ($r = 1, 2, \dots, n$) 个原子(离子)位移矢量的第 s ($s = 1, 2, 3$) 笛卡尔坐标系分量, 同时, 一种组合(slr)的编号就简单记作 ' i '。于是, 将晶格微振动的拉格朗日函数写为

* 国家自然科学基金资助课题。

收稿日期: 1994年8月31日; 收到修改稿日期: 1994年10月10日

$$L = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{3N_s} M_i \dot{u}_i^2 - U(u), \quad (1)$$

其中弹性势能可分成线性与非线性两部分^[7]:

$$U(u) = \frac{1}{2} \sum_{i,j} k_{ij} u_i u_j + U^{NL}(u), \quad (2)$$

其中 $U^{NL}(u) = \frac{1}{3} \sum_{i,j,k} l_{ijk} u_i u_j u_k + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l} m_{ijkl} u_i u_j u_k u_l + \dots$, 系参照文献[8]的结果。(1)式在简正坐标变换下的形式为:

$$L = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (\dot{Q}_{\alpha} - \omega_{\alpha}^2 Q_{\alpha}^2) + \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \underline{\mu}_{\alpha\beta\gamma} \dot{Q}_{\alpha} \dot{Q}_{\beta} \dot{Q}_{\gamma} - \frac{1}{3} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} h_{\alpha\beta\gamma} Q_{\alpha} Q_{\beta} Q_{\gamma} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \underline{\lambda}_{\alpha\beta\gamma\delta} \dot{Q}_{\alpha} \dot{Q}_{\beta} \dot{Q}_{\gamma} \dot{Q}_{\delta} - \frac{1}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} Q_{\alpha} Q_{\beta} Q_{\gamma} Q_{\delta} + \dots \quad (3)$$

简正坐标变换本来是在忽略(2)式弹性势能非线性部分情况下如下式所示的线性变换^[8]:

$$u_i = \sum_{\alpha} A_{i\alpha} Q_{\alpha}, \quad \omega_{\alpha}^2 = \sum_{ij} k_{ij} A_{i\alpha} A_{j\alpha} / \sum_i M_i A_{i\alpha} A_{i\alpha}, \quad \dot{Q}_{\alpha} = \omega_{\alpha} \dot{Q}_{\alpha}. \quad (4)$$

Q_{α} 代表一种简谐振动模式, 称为简正坐标。考虑到弹性势能的非线性, 则应对上述变换作如下的修正(Q_{α} 以及变换系数 A 、 B 、 C 均取实数。):

$$u_i = \sum_{\alpha} A_{i\alpha} Q_{\alpha} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta} B_{i\alpha\beta} Q_{\alpha} Q_{\beta} + \frac{1}{3} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} C_{i\alpha\beta\gamma} Q_{\alpha} Q_{\beta} Q_{\gamma} + \dots \quad (5)$$

(3)式的第一个求和项正是线性变换的结果, 它代表各简谐模式的独立运动, 此后的诸求和项则反映振动的非简谐性, 同时也对应于(5)式中的非线性修正。由定义

$$P_{\alpha} = \partial L / \partial \dot{Q}_{\alpha}, \quad (6)$$

得简正动量 P_{α} 与简正速度 \dot{Q}_{α} 之间的正、反变换关系为:

$$P_{\alpha} = \dot{Q}_{\alpha} + \sum_{\beta, \gamma} \underline{\mu}_{\alpha\beta\gamma} Q_{\beta} \dot{Q}_{\gamma} + \sum_{\beta, \gamma, \delta} \underline{\lambda}_{\alpha\beta\gamma\delta} Q_{\beta} Q_{\gamma} \dot{Q}_{\delta} + \dots, \quad (7)$$

$$\dot{Q}_{\alpha} = P_{\alpha} + \sum_{\beta, \gamma} \underline{\mu}'_{\alpha\beta\gamma} Q_{\beta} P_{\gamma} + \sum_{\beta, \gamma, \delta} \underline{\lambda}'_{\alpha\beta\gamma\delta} Q_{\beta} Q_{\gamma} P_{\delta} + \dots, \quad (8)$$

根据定义, 哈密顿函数的关系式为:

$$H = \sum_{\alpha} P_{\alpha} \dot{Q}_{\alpha} - L, \quad (9)$$

用(3)式和(8)式代入上式, 最后得晶体的非简谐振动的哈密顿算符为:

$$H_c = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (P_{\alpha}^2 + \omega_{\alpha}^2 Q_{\alpha}^2) + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \mu_{\alpha\beta\gamma} (P_{\alpha} P_{\beta} Q_{\gamma} + Q_{\gamma} P_{\beta} P_{\alpha}) + \frac{1}{3} \sum_{\alpha, \beta, \gamma} \eta_{\alpha\beta\gamma} Q_{\alpha} Q_{\beta} Q_{\gamma} + \frac{1}{2} \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \lambda_{\alpha\beta\gamma\delta} (P_{\alpha} P_{\beta} Q_{\gamma} Q_{\delta} + Q_{\delta} Q_{\gamma} P_{\beta} P_{\alpha}) + \frac{1}{4} \sum_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} Q_{\alpha} Q_{\beta} Q_{\gamma} Q_{\delta}. \quad (10)$$

其中只保留了非线性的一次(系数为 μ 、 η)与二次(系数为 λ 、 ε)项, 这已能满足以后讨论的需要。为了保证 H_c 在量子化后的厄米性, 在(10)式中第一与第四求和项圆括号内每个 P 与 Q 的乘积均加上它的循环置换。量子化了的简正坐标 Q 与动量 P 服从如下熟知的对易关系:

$$[Q_{\alpha}, P_{\beta}] = i\hbar \delta_{\alpha\beta}, \quad [Q_{\alpha}, Q_{\beta}] = [P_{\alpha}, P_{\beta}] = 0.$$

简正振动模式量子化导致声子元激发。声子模式的湮灭和产生算符 b 和 b^+ 按以下变换引入

$$Q_{\alpha} = [\hbar/2\omega_{\alpha}]^{1/2} (b_{\alpha} + b_{\alpha}^{\dagger}), \quad P_{\alpha} = \frac{1}{i} [\hbar\omega_{\alpha}/2]^{1/2} (b_{\alpha} - b_{\alpha}^{\dagger}), \quad (11)$$

它们满足玻色子对易关系:

$$[b_\alpha, b_\beta^\dagger] = \delta_{\alpha\beta}, \quad [b_\alpha, b_\beta] = [b_\alpha^\dagger, b_\beta^\dagger] = 0 \quad (12)$$

(10)式中与(3)式 L 对应的线性项可以看成是各声子模式的自由哈密顿算符, 而非线性项则代表不同模式以及同一模式声子之间的相互作用, 声子模式的激发可以是相干的(例如, 受入射相干电磁波的激发。), 也可以是非相干的(例如, 热激发。)。这样, 将 H_c 分为相干(可逆)的与非相干(不可逆)的两部分:

$$H_c = H_c^{\text{coh}} + H_c^{\text{incoh}} \quad (13)$$

不可逆部分起着相干声子模式的热库作用。为了讨论问题的方便, 将只考虑一种相干激发的声子模式与单模光子相耦合, 而且假定该声子模式频率 ω_b 很接近于光腔的模式 ω_a , 略去(10)式中对模式的求和标志, 它就成为 H_c 的相干部分:

$$H_c^{\text{coh}} = \frac{1}{2} (P^2 + \omega_a^2 Q^2) + \frac{1}{2} \mu (P^2 Q + Q P^2) + \frac{1}{2} \lambda (P^2 Q^2 + Q^2 P^2) + \frac{1}{3} \eta Q^3 + \frac{1}{4} \varepsilon Q^4 \quad (14)$$

用(11)式中的 b 与 b^\dagger 来取代上式的 P 与 Q , 然后, 取旋转波近似, 这意味略去 b 与 b^\dagger 数目不等的乘积, 于是(14)式就进一步简化为:

$$H_c^{\text{coh}} = \hbar \omega_b b^\dagger b + \hbar g_b^* (b^\dagger b^2 + b^2 b^\dagger), \quad (15)$$

$$g_b^* = \frac{\hbar}{4} (\lambda + 3\varepsilon/4\omega_a^2), \quad (16)$$

其中 g_b^* 是涉及二阶非线性的声子-声子耦合常数。作为旋转波近似的结果, 所有一次非线性项均被消去, 下面在光子-声子相互作用哈密顿算符中亦如此。

3 非简谐性引起的离子晶体非线性极化

离子晶格通过宏观极化, 直接与电磁场发生耦合。按定义, 极化矢量 Π 应表达为

$$\Pi = \sum_{l,r} q_r (\mathbf{R}_l + \mathbf{u}_r), \quad l = 1, 2, \dots, N, \quad r = 1, 2, \dots, n \quad (17)$$

其中 \mathbf{R}_l 代表第 l 元胞的晶格位置矢量, 假定在每个元胞中只含一对正、负离子(即 $n = 2$), 并且离子的电荷 $q_r = \pm e$ (即 r 为 $+$, $-$),

$$\Pi = \sum_l e (\mathbf{u}_{l+} - \mathbf{u}_{l-}) = e \sum_l \mathbf{u}_l = e \sum_l u_{sl} \mathbf{l}_s \quad (18)$$

其中 \mathbf{u}_l 是在同一元胞内的正、负离子的相对位移, 而 \mathbf{l}_s 则为笛卡尔坐标的单位矢量。若将(1)式与(2)式中的 u_i 理解为(18)式中离子间的相对位移 u_{sl} , 则其简正变换的(声子)模式 Q_α 应属光学支^[9]。在经过非线性修正的简正坐标变换下[参见(5)式], 极化 Π 的分量 Π_s 表达为:

$$\Pi_s = \sum_\alpha \zeta_{s,\alpha} Q_\alpha + \sum_{\alpha,\beta} \zeta'_{s,\alpha\beta} Q_\alpha Q_\beta + \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \zeta''_{s,\alpha\beta\gamma} Q_\alpha Q_\beta Q_\gamma + \dots \quad (19)$$

其中 $\zeta_{s,\alpha} = e \sum_l A_{sl,\alpha}$, $\zeta'_{s,\alpha\beta} = \frac{e}{2} \sum_l B_{sl,\alpha\beta}$, $\zeta''_{s,\alpha\beta\gamma} = \frac{e}{3} \sum_l C_{sl,\alpha\beta\gamma}$

上式表明在非简谐性离子晶体中感生的极化与相应的光学支模式 Q_α 之间的关系一般也是非线性的。若只有一种模式受到相干激发, 则(19)式简化为

$$\Pi_s = \zeta_s Q + \zeta'_s Q^2 + \zeta''_s Q^3 \quad (20)$$

4 与电磁场耦合时总的哈密顿算符

进一步假定入射电磁场(光)的波长远大于晶体薄层的厚度, 因而可以采用长波近似, 即认为在晶体薄层(开放腔)内电场 E 是均匀的。又设电磁波在平行于薄层表面的某一方向偏振。并令(2)式坐标轴 s 与 E 矢量方向重合, 于是在偶极近似下, 光与声子相干性相互作用的

哈密顿算符可表示为:

$$H_i^{\text{coh}} = -\Pi \cdot E = -(\zeta Q + \zeta' Q^2 + \zeta'' Q^3)E, \quad (21)$$

其中

$$Q = [\hbar/2\omega_b]^{1/2} (b + b^+)$$

在(21)式中电场 E 也是量子化的, 它与光子算符 (a, a^+) 之间关系为

$$E = \frac{1}{i} [\hbar \omega_a/2]^{1/2} (a - a^+) \quad (22)$$

正如前面已经说明, 声子模式频率 ω_b 很接近于光子模式频率 ω_a , 因此, 在用(22)式取代(21)式中的 E 以后, 同样可以取旋转波的近似。再经过某些代数运算后, (21)式转变为

$$H_i^{\text{coh}} = i\hbar (g_{ab}ab^+ + g_{ab}^*ab^{+2}b) + H.C. \quad (23)$$

其中 g_{ab} 与 g_{ab}^* 分别是线性与非线性(二阶)光子-声子耦合常数, 并分别由下式确定:

$$\left. \begin{aligned} g_{ab} &= \frac{1}{2} \sqrt{\omega_a/\omega_b} [\zeta + \zeta''(3\hbar/2\omega_b)], \\ g_{ab}^* &= \frac{3\hbar}{4} \zeta'' \omega_a^{1/2} \omega_b^{3/2}. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

最后, 将(23)式与(15)式联合, 同时加进入射光驱动项, 得系统总的相干性哈密顿算符(采用以入射光频率 ω 旋转的参照系):

$$H_{\text{total}}^{\text{coh}} = \hbar\Delta_a a^+a + \hbar\Delta_b b^+b + [i\hbar(g_{ab}ab^+ + g_{ab}^*ab^{+2}b - ig_b^*b^{+2}b^2 + ga^+f) + H.C.] \quad (25)$$

其中

$$\Delta_a = \omega_a - \omega, \quad \Delta_b = \omega_b - \omega$$

f 与 g 依次是入射光的振幅与耦合常数。哈密顿算符的非相干部分(光子以及光学声子与各自有关的热库之间的相互作用)将简化成^[10]:

$$H^{\text{incoh}} = a^+\Gamma_a + b^+\Gamma_b + H.C. \quad (26)$$

其中 Γ_a 与 Γ_b 分别代表光子与声子的热库算符。应用量子耗散理论的标准方法可得如下约化密度算符 ρ 的主方程^[10, 11]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{i\hbar} [H_{\text{total}}^{\text{coh}}, \rho] + \sum_{i=1}^2 \gamma_i (2e_i \rho e_i^+ - e_i^+ e_i \rho - \rho e_i^+ e_i) + \sum_{i=1}^2 \gamma_i n_i^{\text{th}} [[e_i, \rho], e_i^+] \quad (27)$$

其中

$$(e_1, e_1^+) = (a, a^+), \quad (e_2, e_2^+) = (b, b^+)$$

$\gamma_1 (= \gamma_a)$ 及 $\gamma_2 (= \gamma_b)$ 分别为光子模式与声子模式的衰变率, n_1^{th} 、 n_2^{th} 为热库的热光子、声子的平均数。通过普适的 P -表象以及如下 q -数到 c -数的对应:

$$a \rightarrow \alpha, \quad a^+ \rightarrow \alpha^*; \quad b \rightarrow \beta, \quad b^+ \rightarrow \beta^*$$

将(27)式转换成如下福克-普朗克方程^[10, 6](下式的 P 代表统计分布):

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} = & \left\{ \frac{\partial}{\partial \alpha} [(\gamma_a + i\Delta_a)\alpha - gf + g_{ab}\beta + g_{ab}^*\beta|\beta|^2] \right. \\ & + \frac{\partial}{\partial \beta} [(\gamma_b + i\Delta_b)\beta + 4ig_b^*\beta|\beta|^2 - g_{ab}\alpha - g_{ab}^*(2\alpha|\beta|^2 - \alpha^*\beta^2)] \\ & - \frac{\partial^2}{\partial \beta^2} (ig_b^*\beta^2 + g_{ab}^*\alpha\beta) - \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \beta} (g_{ab}^*\beta^2) + \gamma_a n_1^{\text{th}} \frac{\partial^2}{\partial \alpha \partial \alpha^*} + \gamma_b n_2^{\text{th}} \frac{\partial^2}{\partial \beta \partial \beta^*} \\ & \left. + C.C. \right\} P \quad (28) \end{aligned}$$

5 半经典的运动方程与增强吸收型光双稳

取半经典近似, 意味忽略变量 $(\alpha, \beta; \alpha^*, \beta^*)$ 之间的关联, 即变量乘积的平均等于每个

变量的平均的乘积。在这种近似下，据(28)式右面的漂移项 $\frac{\partial}{\partial \alpha} [\dots]$ 及 $\frac{\partial}{\partial \beta} [\dots]$ 即可写出运动方程：

$$\left. \begin{aligned} \dot{\alpha} &= -(\gamma_a + i\Delta_a)\alpha + gf - g_{ab}\beta - g_{ab}^* \beta |\beta|^2 \\ \dot{\beta} &= -(\gamma_b + i\Delta_b)\beta - 4ig_b^* \beta |\beta|^2 + g_{ab}\alpha + g_{ab}^*(2\alpha |\beta|^2 - \alpha^* \beta^2) \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

及其复数共轭，其中 $(\alpha, \beta; \alpha^*, \beta^*)$ 现应理解为平均值，而在(28)式中则代表随机量。

取 $\dot{\alpha} = \dot{\beta} = 0$ ，(29)式即为静态方程。为简单起见，只研究共振情况 $(\Delta_a = \Delta_b = 0)$ 下的静态特性。令

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= |\alpha| \exp(i\phi_a), & \beta &= |\beta| \exp(i\phi_b) \\ n &= |\beta|^2, & x &= |\alpha|^2, & y &= g^2 f^2 / \gamma_a^2 \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

这样 x 与 y 分别为光腔的输出光强与驱动源的输入光强， n 为相干激发的声子数。由 $\dot{\alpha} = 0, \dot{\beta} = 0$ 得

$$\left. \begin{aligned} gf &= \gamma_a \alpha + g_{ab}(1 + C_1 n) \beta \\ \gamma_b n &= g_{ab}(1 + C_1 n) \sqrt{xn} \cos(\phi_a - \phi_b) \\ 4g_b^* n^2 &= g_{ab}(1 + 3C_1 n) \sqrt{xn} \sin(\phi_a - \phi_b) \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

其中

$$C_1 = g_{ab}^* / g_{ab}$$

从上式中消去相位因子后，输出光强 x 与吸收光强 $(y - x)$ 可表示为：

$$\left. \begin{aligned} x &= \frac{k_1 n}{(1 + C_1 n)^2} \left[1 + \frac{C_2^2 n^2 (1 + C_1 n)^2}{(1 + 3C_1 n)^2} \right] \\ y - x &= k_2 (1 + C_1 n)^2 n + 2 \sqrt{k_1 k_2} n \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

其中

$$k_1 = \gamma_b^2 / g_{ab}^2, \quad k_2 = g_{ab}^2 / \gamma_b^2, \quad C_2 = (4g_b^*)^2 / \gamma_b^2$$

将 x 与 n 的关系称为特性曲线，而 $(y - x)$ 与 n 的关系称为负载曲线。方程(32)类似于文献[3]中的方程(30)与(31)，(注意：在文献[3]中与本文 x, y, n 对应的量均为实振幅)但在文献[3]中略去了玻色子元激发之间的相互作用项，这相当于声子-声子耦合常数 $g_b^* = 0$ ，以及常系数 $C_2 = 0$ 。 g_b^* 的影响在于：1) 引起光子与声子模式之间相位失调 $(\phi_a - \phi_b)$ ，即使在 $\omega_a = \omega_b = \omega$ 无频率失谐的情况下亦如此；2) “淡化”增强吸收型光双稳的特征。下面就说明这个问题。

图 1 至图 3 是根据(32)式数值计算的结果。图 1(a)中特性曲线与负载曲线的交点构成工

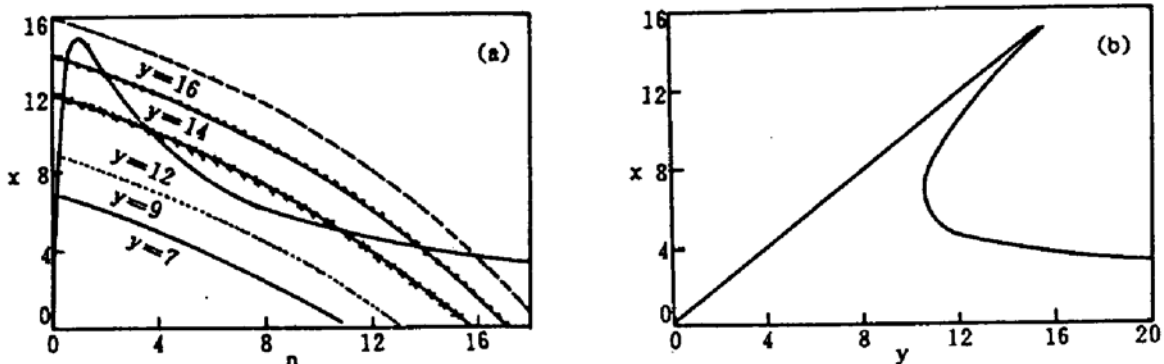


Fig. 1 (a) The output of light x vs. n number of phonon “characteristic curve” and x vs. n “load curves” with parameters $k_1 = 60, k_2 = 0.001, C_1 = 1.00, C_2 = 0.05$ for different input y ; (b) the output x vs. input y curve determined by (a)

作曲线[即图 1(b)]上的一个点。光子与声子非线性(非简谐性)耦合 g_{ab}^* , 使得 $x \sim n$ 特性曲线有下降(负斜率)部分, 这就是增强吸收(IA)或称饱和透射特性。正因如此, 一条(一个 y 值)负载线与特性曲线有可能相交出三个静态点, 其中两个点是稳定的, 中间一点是不稳的^[3, 5], 这就是图 1(b)所示的增强吸收型光双稳。图 3 表明, 随着声子-声子耦合 g_s^* 的增强即 C_2 的加大, 双稳滞回线所包围的面积愈来愈小, 这就是前面所说的 g_s^* 淡化了增强吸收型光双稳。图 2 则说明取决于声子衰变率 γ_s 的参数 $k_1 (= \gamma_s^2/g_{ab}^2)$ 对增强吸收型光双稳特性的影响。

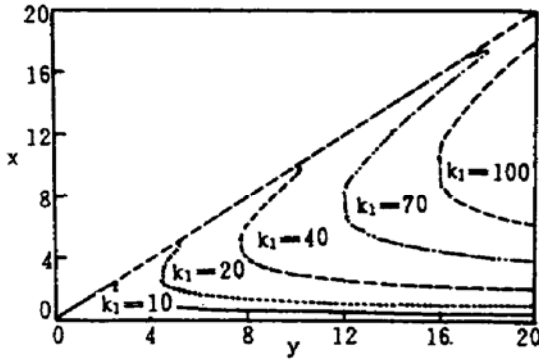


Fig. 2 The output x vs. input y characteristics with different $k_1 = 100, 70, 40, 20, 10$ and the other parameters are the same as Fig. 1

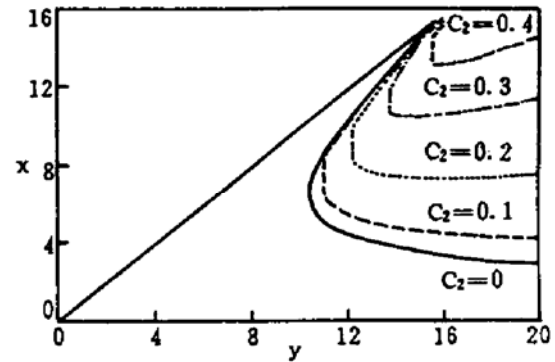


Fig. 3 The output x vs. input y characteristics with different $C_2 = 0.4, 0.3, 0.2, 0.1, 0.0$ and the other parameters are the same as Fig. 1

6 讨 论

1) 以单模形式出现由(25)式表达的 H_{total}^{coh} , 特别是其中与声子有关的相互作用部分, 是本文关键性的结果, 正是它决定了直接由静态方程(31)、(32)反映出来的非简谐性离子晶体的光学非线性特征, 特别令人感兴趣的是增强吸收型光双稳性。Steyn-Ross 等曾研究了激子型光双稳性^[6], 他们所导出的半导体中光场-激子耦合系统哈密顿算符的相干部分和本文的 H_{total}^{coh} 有着惊人的相似。这说明光频声子或激子(电子-空穴对)与光场耦合都可能构成产生增强吸收型光双稳的机制。换言之, 至少可以通过两个具体事例(声子与激子), 证明文献[3]根据唯象分析所得到的增强吸收型光双稳模型的哈密顿算符是符合电磁相互作用基本原理的。

然而, 在 Steyn-Ross 的工作中很难期望有增强吸收型光双稳这样的结果, 因为在他们的静态特性数值计算中实际上忽略了光子-激子耦合, 而突出了激子间的相互作用。而本文所发现的恰恰与此相反, 增强吸收型光双稳正起源于光子与声子之间的非线性耦合, 声子-声子耦合不但不是增强吸收型光双稳赖以产生的因素, 而且起干扰或缩小增强吸收型光双稳特征的消极影响。

2) 在实验上观测本文所预见的离子晶体中增强吸收型光双稳, 可能需要一个过程。迄今人们研究得比较多的光学非线性主要起因于电子相对原子实位移所形成的非线性极化, 在这方面实验与理论研究的累积都比较丰富。本文面临的光学非线性则起缘于晶格正、负离子相对位移所形成的非线性(非简谐性)极化。要观测上述增强吸收型光双稳就需要这方面的研究基础, 而目前这方面的研究是比较薄弱的, 而且本文所解释的离子晶体中增强吸收型光双稳取决于高阶非线性[分别由(19)、(23)、(24)、(32)式中的系数 ζ'' 、 g_{ab}^* 、 C_1 来反映], 需要高功率密度的激发, 但这又会引起一系列干扰的加强, 掩盖了所要观测的增强吸收型光双稳讯号, 这些干扰可能来源于: (a) 声子-声子的相互作用; (b) 电子相对原子实的极化贡献的光

学非线性; (c) 其它, 例如与晶格非简谐性振动有关的光吸收谱线的加宽^[7]等, 因此在实验上观察离子晶体中的增强吸收型光双稳是会有相当大的难度的。

参 考 文 献

- [1] S. L. McCall, H. M. Gibbs, G. G. Churchill *et al.*, Optical transistor and bistability. *Bull. Am. Phys. Soc.*, 1975, 20 : 636
- [2] H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light*, Orlando, Academic Press, 1985 : 32~35 : 86~90
- [3] Fa Ou, A dynamical model for the increasing absorption optical bistability. *Z. Phys. B*, 1992, 88(1) : 117~121
- [4] 欧 发, 魏宝华, 刘翠红, 光场与振子(Boson 元激发)的耦合——一种新的激光模型. *中国激光*, 1994, 21(3) : 165~171
- [5] 欧 发, 魏宝华, 刘翠红, 增强吸收型光双稳临界现象的平均场理论. *物理学报*, 1994, 43(5) : 707~716
- [6] M. L. Steyn-Ross, C. W. Gardiner, Theory of excitonic optical bistability. *Phys. Rev. A*, 1983, 27(1) : 310~325.
- [7] R. F. Wallis, *Phonons and Polaritons, in Interaction of Radiation with Condensed Matter*, Vol 17, Vienna, IAEA, 1977 : 163~215
- [8] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Механика*, Москва, ФИЗМАТГИЗ, 1958 : 27~54
- [9] 李正中, *固体理论*. 北京, 高等教育出版社, 1985 : 27~54
- [10] D. F. Walls, P. D. Drummond, K. J. McNeil, Bistable Systems in Nonlinear Optics, in *Optical Bistability*, Eds. C. M. Bowden *et al.*, New York Plenum Press, 1981, 51~83
- [11] W. H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation*. New York, John Wiley, 1973, 中译本, (陈水, 于熙令译)科学出版社, 北京, 1982 : 395~409

Optical Nonlinearities Induced by Anharmonic Vibration of Ionic Lattice and Increasing Absorption Optical Bistability

Ou Fa Wei Baohua Wu Tingwan

(Department of Applied Physics, South China University of Technology, Guangzhou 510641)

(Received 31 August 1994; revised 10 October 1994)

Abstract This paper deals with the intracavity interaction of lightfield with anharmonic lattice vibration of ionic crystal. The nonlinear lattice dynamics and an expression of nonlinear macroscopic polarization are derived in terms of optic phonon modes. Under rotating wave approximation, the total coherent Hamiltonian of photon-phonon coupling system driven by incident field is introduced. By the corresponding equations of steady state, the increasing absorption optical bistability (IAOB), as a nonlinear effect, is demonstrated. The results show that the nonlinear interaction of light field with various elementary excitations of boson type, such as phonon and exciton, may be served as a mechanism for IAOB.

Key words anharmonicity, ionic lattice, optical nonlinearity.