

良腔情况吸收与色散混合型受驱动 光学系统多光子过程的透射光谱

张 林 林 仁 明

福建师范大学物理系, 福州, 350007

1990年5月15日收到

本文讨论在良腔情况下吸收与色散混合型受驱动光学系统多光子过程的透射光谱。由于失谐量 θ 和 Δ 的作用, 组成谱的各项峰值不全在 $\omega = \omega_0$ 处, 同时各项峰的权重也不同, 所以透射光谱可出现单峰、多峰或左右不对称等各种情况。

PACC: 4250

一、引 言

在文献[1]中我们已经得出吸收和色散混合型受驱动光学系统(以下简称混合型)多光子的 Fokker-Planck 方程(FPE)和稳态方程。在文献[2]中讨论了在良腔情况混合型多光子过程的压缩效应。本文进一步讨论混合型多光子过程的透射光谱。给出混合型透射光谱公式和失谐量不全为零时, 单光子、双光子的透射光谱图。对于纯吸收型良腔情况^[3,4], 其透射光谱由峰值在 $\omega = \omega_0$ 处的两项迭加。而对于混合型良腔情况, 组成谱的各项峰值不全在 $\omega = \omega_0$ 处, 同时各项峰的权重也不同, 所以这些项的迭加有可能出现位置偏离中心, ($\omega = \omega_0$) 的单峰、多峰或左右不对称的谱线。

二、时间关联函数和 FPE 的特征根

良腔情况吸收和色散混合型受驱动光学系统多光子线性化的 FPE (见文献[2]中(14)式)如下:

$$k^{-1} \frac{\partial}{\partial t} P(x'_1, x'_2, t) = \Gamma'_A P(x'_1, x'_2, t), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Gamma'_A = & \frac{\partial}{\partial x'_1} (E_1 x'_1 + E_2 x'_2) + \frac{\partial}{\partial x'_2} (E_3 x'_1 + E_4 x'_2) + F_1 \frac{\partial^2}{\partial x'^2_1} \\ & + F_2 \frac{\partial^2}{\partial x'^2_2} + F_3 \frac{\partial^2}{\partial x'_1 \partial x'_2}, \end{aligned} \quad (2)$$

式中

$$E_1 = \text{Re} \left. \frac{\partial y}{\partial x_1} \right|_s = 1 - \sigma B H [(\cos 2\phi + \Delta \sin 2\phi)(n|q|^2 - H) + n|q|^2], \quad (3a)$$

$$E_2 = \operatorname{Re} \frac{\partial y}{\partial x_2} \Big|_s = -\theta - \sigma BH[(\Delta \cos 2\phi - \sin 2\phi)(H - n|q|^2) + \Delta n|q|^2], \quad (3b)$$

$$E_3 = \operatorname{Im} \frac{\partial y}{\partial x_1} \Big|_s = \theta - \sigma BH[(\Delta \cos 2\phi - \sin 2\phi)(H - n|q|^2) - \Delta n|q|^2], \quad (3c)$$

$$E_4 = \operatorname{Im} \frac{\partial y}{\partial x_2} \Big|_s = 1 - \sigma BH[(\cos 2\phi + \Delta \sin 2\phi)(H - n|q|^2) + n|q|^2], \quad (3d)$$

$$F_1 = \frac{1}{4N_{s,n}} \{1 + 2\bar{n} + nB[X^* \sin^2 \phi (H^2 + Q|q|^2) + H^2 - QX^*]\}, \quad (4a)$$

$$F_2 = \frac{1}{4N_{s,n}} \{1 + 2\bar{n} + nB[X^* \cos^2 \phi (H^2 + Q|q|^2) + H^2 - QX^*]\}, \quad (4b)$$

$$F_3 = -\frac{1}{4N_{s,n}} nBX^* \sin 2\phi (H^2 + Q|q|^2), \quad (4c)$$

$$H = |q|^2 + X^* = 1 + \Delta^2 + X^*, \quad (5)$$

$$B = \frac{2C_n X^{n-1}}{H^3}, \quad (6)$$

$$Q = \sigma^2[|q|^2 + d(2 - |q|^2)], \quad (7a)$$

$$|q|^2 = 1 + \Delta^2, \quad |p|^2 = 1 + \theta^2, \quad (7b)$$

Δ, θ 是失谐量; ϕ 是场量的幅角; $X = |x_s|^2$ 是场量的幅模平方量; y 是注入信号。其余各符号意义均见文献[1]和文献[2]。

由(1)式可求得下列场量关联的稳态值

$$\begin{aligned} \langle (\delta x_1)^2 \rangle &= \frac{1}{4N_{s,n}D} \{[1 + 2\bar{n} + nB(H^2 - QX^*)]T_{11} \\ &\quad + nBX^*(H^2 + Q|q|^2)(\sin^2 \phi T + T_{12}^2)\}, \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} \langle (\delta x_2)^2 \rangle &= \frac{1}{4N_{s,n}D} \{[1 + 2\bar{n} + nB(H^2 - QX^*)]T_{22} \\ &\quad + nBX^*(H^2 + Q|q|^2)(\cos^2 \phi T + T_{22}^2)\}, \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} \langle (\delta x_1 \delta x_2) \rangle_s &= \frac{-1}{4N_{s,n}D} \{[1 + 2\bar{n} + nB(H^2 - QX^*)]T_{31} \\ &\quad + nBX^*(H^2 + Q|q|^2)T_{32}\}, \end{aligned} \quad (8c)$$

式中

$$\begin{aligned} T_{11} &= 2|p|^2 + 2\sigma BH\{2n|q|^2(\Delta\theta - 1) + (H - n|q|^2)[(\Delta\theta - 1)\cos 2\phi \\ &\quad - (\Delta + \theta)\sin 2\phi]\} + 2n\sigma^2 B^2 H^2 |q|^4 [n|q|^2 + (H - n|q|^2)\cos 2\phi], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} T_{22} &= 2|p|^2 + 2\sigma BH\{2n|q|^2(\Delta\theta - 1) - (H - n|q|^2)[(\Delta\theta - 1)\cos 2\phi \\ &\quad - (\Delta + \theta)\sin 2\phi]\} + 2n\sigma^2 B^2 H^2 |q|^4 [n|q|^2 - (H - n|q|^2)\cos 2\phi], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} T_{31} &= 2\sigma BH(H - n|q|^2)[(1 - \Delta\theta)\sin 2\phi - (\Delta + \theta)\cos 2\phi] \\ &\quad - 2n\sigma^2 B^2 H^2 |q|^4 (H - n|q|^2)\sin 2\phi, \end{aligned} \quad (11)$$

$$T_{12} = -\theta \cos \phi + \sin \phi - \sigma BH[\Delta H \cos \phi - (H - 2n|q|^2)\sin \phi], \quad (12)$$

$$T_{22} = \cos \phi + \theta \sin \phi - \sigma BH[(H + 2n|q|^2)\cos \phi - \Delta H \sin \phi], \quad (13)$$

$$T_{32} = \{1 + \sigma BH[H(1 - \Delta\theta) - (3 - \Delta\theta)n|q|^2] - \sigma^2 B^2 H^2 [\Delta^2 H^2 + (1 - \Delta^2)n|q|^2 H - 2n^2|q|^4]\} \sin 2\phi - \{\theta + \sigma BH[H(\theta + \Delta) - 2n\theta|q|^2] + \Delta\sigma^2 B^2 H^3(H - 2n|q|^2)\} \cos 2\phi, \quad (14)$$

$$T = |p|^2 + 2n\sigma BH|q|^2(\Delta\theta - 1) - \sigma^2 B^2 H^3|q|^2(H - 2n|q|^2), \quad (15)$$

$$D = 2(1 - \sigma BHn|q|^2)T. \quad (16)$$

同时构造二分量矢量

$$x(t) = (x'_1(t), x'_2(t)), \quad (17)$$

则从方程(1)可求得 $x(t)$ 的运动方程

$$\dot{x}(t) = kM_A x(t), \quad (18)$$

式中

$$M_A = \begin{pmatrix} -E_1 & -E_2 \\ -E_3 & -E_4 \end{pmatrix}, \quad (19)$$

引入正交变换矩阵 U 使 M_A 化为对角形,

$$UM_A U^{-1} = \Lambda_A, \quad (20)$$

选取 U 矩阵形式为

$$U = \begin{pmatrix} \sigma_- & 1 \\ \sigma_+ & 1 \end{pmatrix}; \quad U^{-1} = \frac{1}{\sigma_- - \sigma_+} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -\sigma_+ & \sigma_- \end{pmatrix}, \quad (21)$$

式中

$$\sigma_{\pm} = \frac{E_1 - E_4 \pm \sqrt{(E_1 - E_4)^2 + 4E_2 E_3}}{2E_2}. \quad (22)$$

从(20)式可求得

$$\Lambda_A = \begin{pmatrix} -\mu_- & 0 \\ 0 & -\mu_+ \end{pmatrix}, \quad (23)$$

式中

$$\mu_{\pm} = E_2 \sigma_{\pm} + E_4 = \frac{1}{2} [E_1 + E_4 \pm \sqrt{(E_1 - E_4)^2 + 4E_2 E_3}] \quad (24)$$

为 FPE 的特征根. 注意到下式成立:

$$\mu_+ + \mu_- = E_1 + E_4 = 2(1 - n\sigma BH|q|^2) = \frac{D}{T}, \quad (25)$$

$$\mu_+ \mu_- = E_1 E_4 - E_2 E_3 = T. \quad (26)$$

由(18)式可解得

$$x(t) = U^{-1} e^{k\Lambda_A t} U x(0), \quad (27)$$

式中

$$e^{k\Lambda_A t} = \begin{pmatrix} e^{-k\mu_- t} & 0 \\ 0 & e^{-k\mu_+ t} \end{pmatrix}. \quad (28)$$

按半经典线性稳定性分析, 应要求

$$\text{Re } \mu_{\pm} > 0. \quad (29)$$

从(24),(3a),(3b)式可看出:当取 $\sigma < 0$ 时,不论 c_n 取多少上式总成立.所以混合型良腔情况的光学双稳态(取 $\sigma < 0$)总是稳定的.

三、透 射 光 谱

从(18)式,利用重排定理^[5]可求得下列不同时刻场算符关联的运动方程.令

$$\tilde{x}(t) = \begin{cases} \langle \delta x'_1(t) \delta x'_i(0) \rangle \\ \langle \delta x'_2(t) \delta x'_i(0) \rangle \end{cases} \quad i = 1, 2, \quad (30)$$

则从

$$\dot{\tilde{x}}(t) = kM_A \tilde{x}(t), \quad (31)$$

解得

$$\tilde{x}(t) = U^{-1} e^{kA_A t} U \tilde{x}(0). \quad (32)$$

取(8)式的等时关联稳态值作为初值 $\tilde{x}(0)$,则可推得

$$\begin{aligned} \langle \delta x_1(t) \delta x_i(0) \rangle &= \frac{1}{\sigma_- - \sigma_+} \{ [\sigma_- \langle \delta x_1 \delta x_i \rangle + \langle \delta x_2 \delta x_i \rangle] e^{-k\mu_- t} \\ &\quad - [\sigma_+ \langle \delta x_1 \delta x_i \rangle + \langle \delta x_2 \delta x_i \rangle] e^{-k\mu_+ t} \}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \langle \delta x_2(t) \delta x_i(0) \rangle &= \frac{-1}{\sigma_- - \sigma_+} \{ \sigma_+ [\sigma_- \langle \delta x_1 \delta x_i \rangle + \langle \delta x_2 \delta x_i \rangle] e^{-k\mu_- t} \\ &\quad - \sigma_- [\sigma_+ \langle \delta x_1 \delta x_i \rangle + \langle \delta x_2 \delta x_i \rangle] e^{-k\mu_+ t} \} \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (34)$$

已知非相干光谱公式^[6]

$$S_{\text{inc}}(\omega) = \frac{N_{s,n}}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^\infty dt e^{-i(\omega - \omega_0)t} \langle \delta x^+(t) \delta x(0) \rangle, \quad (35)$$

将 $x = x_1 + ix_2$, $x^+ = x_1 - ix_2$ 代入(35)式,并考虑到(8),(22),(33)和(34)式,从(35)式求得透射光谱为

1. 当 $\mu_\pm$ 为实数,

$$\begin{aligned} S_{\text{inc}}(\omega) &= \frac{N_{s,n}}{\pi} \left\{ w_{1-} \frac{k\mu_-}{(\omega - \omega_0)^2 + k^2\mu_-^2} - w_{1+} \frac{k\mu_+}{(\omega - \omega_0)^2 + k^2\mu_+^2} \right. \\ &\quad \left. + w_{2-} \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + k^2\mu_-^2} - w_{2+} \frac{\omega - \omega_0}{(\omega - \omega_0)^2 + k^2\mu_+^2} \right\}, \end{aligned} \quad (36a)$$

式中

$$\begin{aligned} w_{1\pm} &= -\frac{1}{\mu_- - \mu_+} [(\mu_\pm - E_4) \langle (\delta x_1)^2 \rangle - (\mu_\mp - E_4) \langle (\delta x_2)^2 \rangle \\ &\quad + (E_2 + E_3) \langle \delta x_1 \delta x_2 \rangle] \pm \frac{1}{4N_{s,n}}, \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned} w_{2\pm} &= \frac{1}{\mu_- - \mu_+} \left[\frac{1}{4N_{s,n}} (E_3 - E_2) - E_3 \langle (\delta x_1)^2 \rangle + E_2 \langle (\delta x_2)^2 \rangle \right. \\ &\quad \left. + (E_1 - E_4) \langle \delta x_1 \delta x_2 \rangle \right]. \end{aligned} \quad (38)$$

2. 当 $\mu_{\pm}$ 为一对共轭复数 $\mu_{\pm} = \mu_1 \pm i\mu_2$,

$$S_{\text{inc}}(\omega) = \frac{N_{i,n}}{\pi} \left\{ u_{1-} \frac{k\mu_1}{(\omega - \omega_0 - k\mu_2)^2 + k^2\mu_1^2} - u_{1+} \frac{k\mu_1}{(\omega - \omega_0 + k\mu_2)^2 + k^2\mu_1^2} \right. \\ \left. + u_{2-} \frac{\omega - \omega_0 - k\mu_2}{(\omega - \omega_0 - k\mu_2)^2 + k^2\mu_1^2} - u_{2+} \frac{\omega - \omega_0 + k\mu_2}{(\omega - \omega_0 + k\mu_2)^2 + k^2\mu_1^2} \right\}, \quad (39a)$$

式中

$$u_{1\pm} = \frac{-1}{2\mu_2} \left[\frac{1}{4N_{i,n}} (E_3 - E_2) - (E_3 \mp \mu_2) \langle (\delta x_1)^2 \rangle + (E_2 \pm \mu_2) \langle (\delta x_2)^2 \rangle \right. \\ \left. + (E_1 - E_4) \langle \delta x_1 \delta x_2 \rangle_s \right] \pm \frac{1}{4N_{i,n}}, \quad (40)$$

$$u_{2\pm} = \frac{1}{4\mu_2} \{ (E_1 - E_4) [\langle (\delta x_1)^2 \rangle - \langle (\delta x_2)^2 \rangle] + 2(E_2 + E_3) \langle \delta x_1 \delta x_2 \rangle_s \}. \quad (41)$$

为简洁计引入

$$v = \frac{\omega - \omega_0}{k}, \quad (42)$$

则(36a)式改写为

$$S_{\text{inc}}(v) = \frac{N_{i,n}}{k\pi} \left\{ w_{1-} \frac{\mu_-}{v^2 + \mu_-^2} - w_{1+} \frac{\mu_+}{v^2 + \mu_+^2} + w_{2-} \frac{v}{v^2 + \mu_-^2} - w_{2+} \frac{v}{v^2 + \mu_+^2} \right\}. \quad (36b)$$

易证上式等号右边四项的峰值分别在

$$v = 0, v = 0, v = \pm \mu_-, v = \pm \mu_+ \quad (43)$$

处。类似地(39a)式可改写成

$$S_{\text{inc}}(v) = \frac{N_{i,n}}{k\pi} \left\{ u_{1-} \frac{\mu_1}{(v - \mu_2)^2 + \mu_1^2} - u_{1+} \frac{\mu_1}{(v + \mu_2)^2 + \mu_1^2} \right. \\ \left. + u_{2-} \frac{v - \mu_2}{(v - \mu_2)^2 + \mu_1^2} - u_{2+} \frac{v + \mu_2}{(v + \mu_2)^2 + \mu_1^2} \right\}. \quad (39b)$$

上式等号右边四项的峰值分别处于

$$v = \mu_2, v = -\mu_2, v = \mu_2 \pm \mu_1, v = -(\mu_2 \pm \mu_1). \quad (44)$$

(36a), (39a)式或(36b), (39b)式为良腔情况混合型多光子过程的透射光谱公式。当 $\theta = 0, \Delta = 0$, 从(24), (3)式可知这时特征根 $\mu_{\pm}$ 为实数, 而(36a)式化为良腔情况纯吸收型多光子透射光谱公式, 这公式已在文献[3]得出。对于纯吸收型情况在文献[3, 4]中作过讨论。比如 $n = 1$ 和 $n = 2$ 的透射光谱图分别见文献[4]的图 29 和文献[3]的图 2。这时谱线由峰值在 $v = 0$ 的两项迭加, 所以谱线一般均为以 $v = 0$ 为中心的单峰结构。但由于第二项的权重取负值, 所以与第一项迭加, 就有可能出现中心峰下凹的谱线(例如文献[4]的图 29)。

当 θ, Δ 不全为零, 即所谓混合型的情况, 这时由谱线公式(36b), (39b)以及组成谱的各项峰值点(43)和(44)式可知, 谱线一般不可能全是峰值处于中心 ($v = 0$) 的单峰结构。随着 X 的改变, 由(24)和(3)式可知, $\mu_{\pm}$ 或 μ_1, μ_2 也随之改变, 因而组成光谱各项峰值的位置也随之改变。又由于各项的权重不相同, 这些项迭加的结果有可能出现位置

偏离中心的单峰或多峰或左右不对称的谱线。

当 X 充分大时, 从(3)式可得

$$E_1 \approx 1, E_2 \approx -\theta, E_3 \approx \theta, E_4 \approx 1, \quad (45)$$

将这些量代入(24)式可得 FPE 的特征根为

$$\mu_{\pm} = 1 \pm i\theta, \quad (46)$$

它是一对共轭复数

$$\mu_1 = 1, \mu_2 = \theta. \quad (47)$$

此时透射光谱为(39b)式。将(45)和(47)式代入(40)和(41)式可求得

$$u_{1+} = 0, u_{1-} = \langle (\delta x_1)^2 \rangle + \langle (\delta x_2)^2 \rangle - \frac{1}{2N_{s,n}}, u_{2\pm} = 0.$$

将谱线公式改写为

$$S_{\text{inc}}(\nu) = \frac{N_{s,n}}{k\pi} \left[\langle (\delta x_1)^2 \rangle + \langle (\delta x_2)^2 \rangle - \frac{1}{2N_{s,n}} \right] \frac{1}{(\nu - \theta)^2 + 1}. \quad (48)$$

上式是一个洛伦兹线型, 峰值处于 $\nu = \theta$ 处。所以当 X 充分大时, 谱线都为单峰形式, 峰值位置皆处于 $\nu = \theta$ 处。

下面给出 $n = 1$ 和 $n = 2$, Δ, θ 取不同值的谱线, 并绘出谱线形状随场量模方 X 值变化的情况。图中谱 $S_{\text{inc}}(\nu)$ 的单位均为 $1/k\pi$ 。

在文献[1]中已经得出: 当取 $\Delta = 0$ 时, 不论对单光子或双光子, 其双稳态 S 型曲线都随 θ 的增加而趋向于扁平 and 消失。从计算机中可以算出取 $\Delta = 0, C = 20, \sigma = -1$

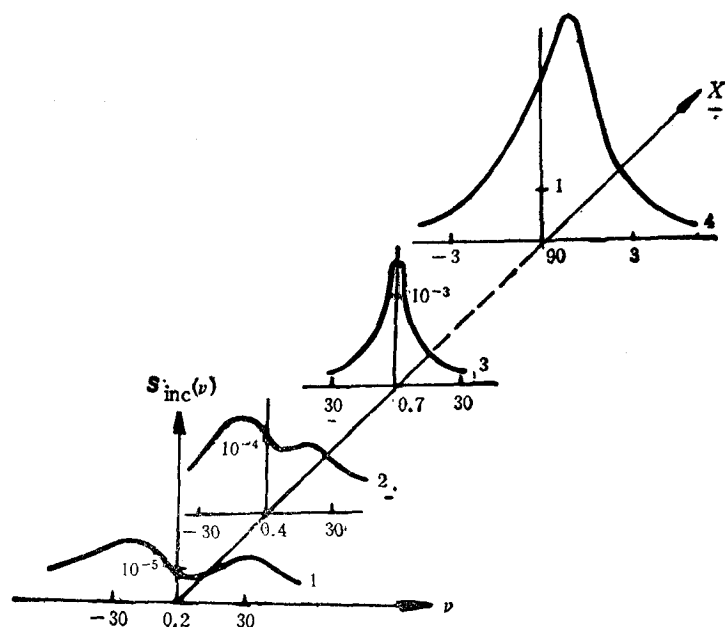


图1 取 $n = 1, \Delta = 0, c = 20, \sigma = -1, \theta = 1$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 1$ 为双稳态的下支; $X > 35$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X = 0.2$; 曲线2为 $X = 0.4$; 曲线3为 $X = 0.7$; 曲线4为 $X = 90$

时,对单光子 ($n=1$) 当 $\theta \geq 7$; 对双光子 ($n=2$) 当 $\theta \geq 9$ 时, 双稳态消失。所以下面仅给出 $\theta=1$ 和 $\theta=4$ 的透射光谱图。

同样,在文献[1]中还得出: 当取 $\theta=0$ 时, 单光子的双稳态 S 型曲线随 Δ 的增加而消失。从计算机中可算出 $n=1, \theta=0, C=20, \sigma=-1$ 时当 $\Delta \geq 7$ 体系无双稳态。但对双光子 ($n=2$), 双稳态 S 型曲线随 Δ 的增加而增大其工作区域。所以下面也仅给出 $n=1$ 和 $n=2$ 在取 $\Delta=1$ 和 $\Delta=3$ 时的光谱图。

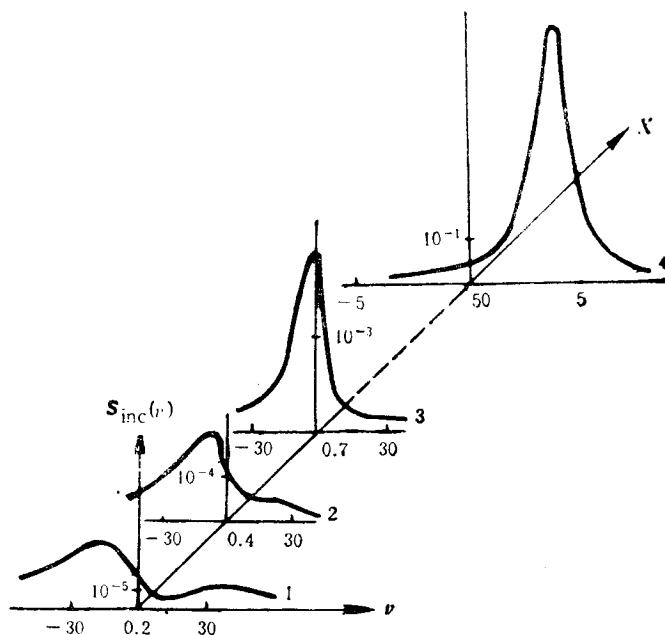


图2 取 $n=1, \Delta=0, c=20, \sigma=-1, \theta=4$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 1$ 为双稳态的下支; $X > 1$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X=0.2$; 曲线2为 $X=0.4$; 曲线3为 $X=0.7$; 曲线4为 $X=50$

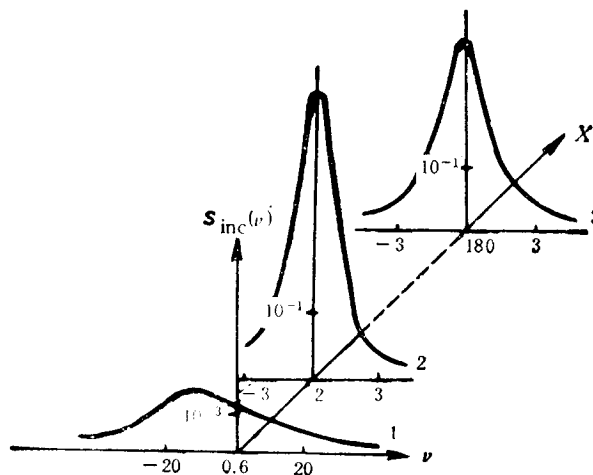


图3 取 $n=1, \theta=0, c=20, \sigma=-1, \Delta=1$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 3$ 为双稳态的下支; $X > 70$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X=0.6$; 曲线2为 $X=2$; 曲线3为 $X=180$

1. 单光子的透射光谱图 图1,图2给出 $n=1$, $\Delta=0$, $c=20$, $\sigma=-1$, 失谐量 θ 分别取 $\theta=1$ 和 $\theta=4$ 的透射光谱图。从图中可看到: 在双稳态 S 型曲线的下支, 当场量模方 X 较小时透射光谱为左右不对称的高低双峰; 随着 X 的增加, 光谱逐渐成为单峰形式, 而且峰值不断增加, 峰值向 $\nu=0$ 处移动。在双稳态的上支, 当 X 足够大时, 透射光谱是峰值在 $\nu=\theta$ 处的单峰形式, 并且峰值基本不随 X 变化。

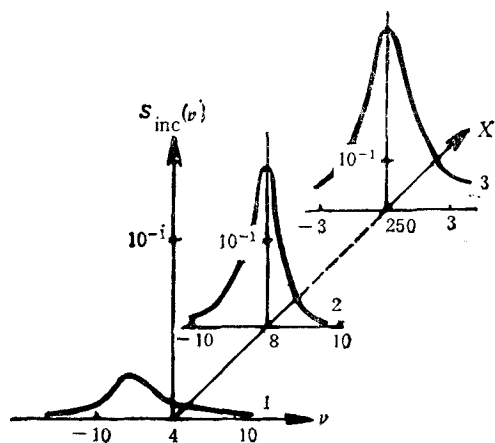


图4 取 $n=1, \theta=0, c=20, \sigma=-1, \Delta=3$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 14$ 为双稳态的下支; $X > 120$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X=4$; 曲线2为 $X=8$; 曲线3为 $X=250$

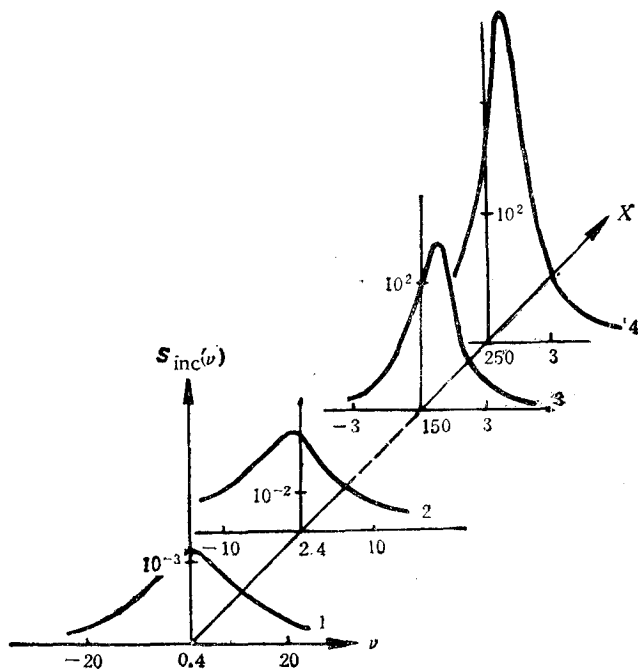


图5 取 $n=2, \Delta=0, c=20, \sigma=-1, \theta=1$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 3$ 为双稳态的下支; $X > 35$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X=0.4$; 曲线2为 $X=2.4$; 曲线3为 $X=150$; 曲线4为 $X=250$

图 3, 图 4 给出 $n = 1, \theta = 0, c = 20, \sigma = -1$, 失谐量 $\Delta = 1$ 和 $\Delta = 3$ 的透射光谱图。图中表示: 在双稳态 S 型曲线的下支, 当场量模方 X 较小时, 透射光谱为最高峰偏离中心 ($\nu = 0$) 的单峰形式; 随着 X 的增大, 峰向中心移动并且峰值也增大。在 X 较大的区域, 即双稳态 S 型曲线的上支, 光谱的形式基本不变。

2. 双光子的透射光谱图 图 5, 图 6 给出 $n = 2, \Delta = 0, c = 20, \sigma = -1$, 失谐量 θ 分别取 1 和 4 的透射光谱图。当取 $\theta = 1$ 时透射光谱为单峰形式, 峰值随 X 的增大而增大, 当 X 很大时, 峰的最高值处于 $\nu = \theta = 1$ 处。取 $\theta = 4$ 时, 在双稳态 S 型曲线的下支, 光谱虽然也是单峰形式, 但随着 X 的变化, 峰值点从中心 ($\nu = 0$) 处向右 ($\nu > 0$) 处偏离而后再回到中心处。在双稳态上支, 开始时谱线呈左右不对称的双峰形式。当 X 较大时, 谱是峰值处于 $\nu = \theta = 4$ 的单峰。随着 X 的增加, 峰值也不断增大。

图 7, 图 8 给出 $n = 2, \theta = 0, c = 20, \sigma = -1$, 失谐量 Δ 分别取 1 和 3 的透射光谱图。在图 7 中, 取 $\Delta = 1$, 光谱都是单峰形式。在双稳态 S 型曲线的下支, 峰值的位置 ν 随 X 的增大, 从中心 ($\nu = 0$) 处向左 ($\nu < 0$) 处偏离, 而后再回到中心。图 8 是取 $\Delta = 3$, 这时在双稳态 S 型曲线的下支, 光谱是高低两个双峰, 但随 X 的增大, 高峰更高, 低峰变低, 最后合并为一个单峰。从上可看出虽然 Δ 取值小时, 光谱的双峰形式不明显, 但最高峰值的位置 ν 偏离中心的趋势大体一致。在双稳态的上支, 不论 Δ 取多少, 透射光谱都

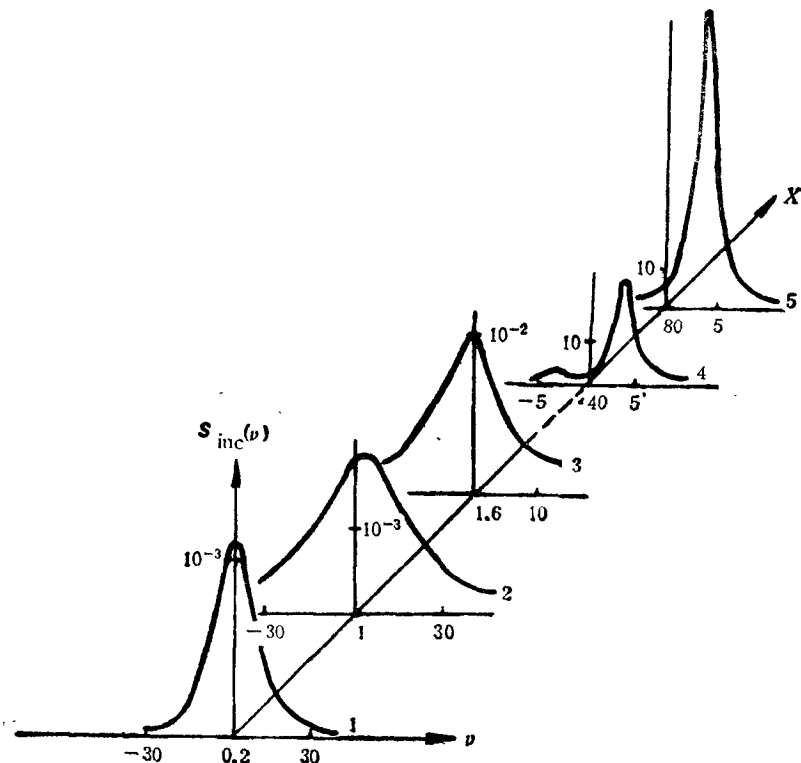


图 6 取 $n = 2, \Delta = 0, c = 20, \sigma = -1, \theta = 4$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 2$ 为双稳态的下支; $X > 15$ 为双稳态的上支; 曲线 1 为 $X = 0.2$; 曲线 2 为 $X = 1$; 曲线 3 为 $X = 1.6$; 曲线 4 为 $X = 40$; 曲线 5 为 $X = 80$

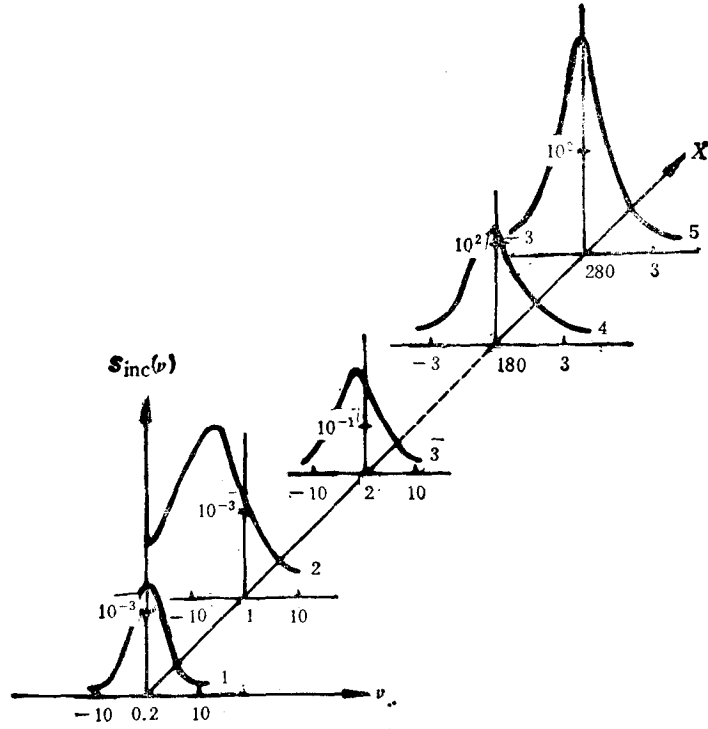


图7 取 $n=2, \theta=0, c=20, \sigma=-1, \Delta=1$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 3$ 为双稳态的下支; $X > 75$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X=0.2$; 曲线2为 $X=1$; 曲线3为 $X=2$; 曲线4为 $X=180$; 曲线5为 $X=280$

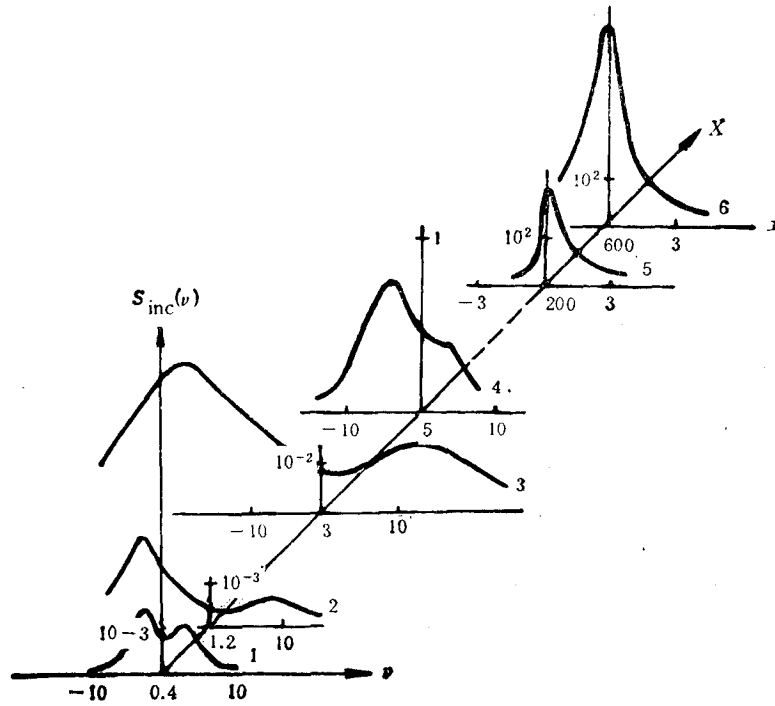


图8 取 $n=2, \theta=0, c=20, \sigma=-1, \Delta=3$ 的透射光谱图 $0 \leq X < 6$ 为双稳态的下支; $X > 170$ 为双稳态的上支; 曲线1为 $X=0.4$; 曲线2为 $X=1.2$; 曲线3为 $X=3.5$; 曲线4为 $X=200$; 曲线5为 $X=600$

是呈一个中心对称的单峰形式。随 X 的增大, 峰值也不断增大。

本工作得到福建省自然科学基金的资助。

- [1] 林仁明、张林, 物理学报 **39**(1990), 889.
- [2] 张林、林仁明, 物理学报, **39**(1990), 1714.
- [3] 林仁明、黄思先、张林, 物理学报, **37**(1988), 573.
- [4] L. A. Lugiato, in *Progress in Optics XXI*, ed. by E. Wolf North-Holland, Amsterdam, (1984), p. 174.
- [5] L. A. Lugiato, *Nuovo Cimento*, **B55**(1979), 89.
- [6] 见文献[4]p. 71.

MULTI-PHOTON SPECTRUM OF TRANSMITTED LIGHT FOR THE MIXED ABSORPTIVE-DISPERSIVE DRIVEN OPTICAL SYSTEM IN GOOD CAVITY CASE

ZHANG LIN LIN REN-MING

Department of Physics, Fujian Teachers University, Fuzhou 350007

(Receive 15 May 1990)

ABSTRACT

In this paper, the multi-photon spectrum of transmitted light for the mixed absorptive-dispersive optical system in good cavity case is discussed. Owing to the influence of detuning θ and Δ , not all the various peak values of the spectrum appear at the point of $\omega = \omega_0$, and the coefficient of different peak value is not the same. Therefore, the spectrum of transmitted light will show various characters, such as single peak, multi-peaks or asymmetric ones.

PACC: 4250