

双光子光学双稳态的研究

朱诗尧

(山西省科学技术情报研究所)

1982年11月29日收到

提 要

用量子的方法,退关联近似,获得了三能级简并双光子双稳态方程。所得结果与实验相符合。指出用双光子矢量模型方法处理的缺点以及它与实验不符的原因。

一、引 言

近年来,光学双稳态受到了广泛的重视和研究。但大部分工作集中在单光子二能级近共振情况^[1-3]。近几年实验上观察到了双光子三能级近共振情况下的双稳现象^[4]。在理论上作了相当的讨论^[5-10]。至今的理论讨论是采用双光子矢量模型方法。它的特点是将三能级系统简化为等效的二能级系统,因此处理起来比较简单。但也存在一些缺点。首先,不能应用到中间态偏调较小(这对非简并情况是很重要的)以及光强比较强的情况。因为矢量模型得到的布洛赫方程必须下面的条件下才能成立^[11]:

$$\left| \frac{\mu_{ib} E}{\hbar \Delta \omega_{ib}} \right| \ll 1,$$

其中 $\Delta \omega_{ib}$ 为相对中间态的偏调、 μ_{ib} 为中间态相关的偶极矩, E 为腔内场强。其次,在二能级单光子近共振情况,失调(入射光频率与原子中心频率之差)对于是色散型还是吸收型双稳态具有决定性作用^[2]。可以推断,三能级双光子情况下,除总失调(上下能级中心频率与两模频率和的差)外,中间态的偏调也应对双稳态的类型起很大作用。在用矢量模型方法得到的结论中,由于采用等效的二能级系统忽略了中间态振幅,因此这一点没有正确反映出来。另外,如果中间态与上能态之间的偶极矩为零,则三能级双光子双稳态公式应化为二能级单光子公式。而这一点,用双光子矢量模型方法得到的公式难于做到。再者矢量模型法的结论与实验结果也不完全一致。因此用这种方法处理双稳态问题是不完善的,是有缺陷的。这些不足之处是由于双光子矢量模型本身造成的。因此有必要用其它方法导出更合理的双光子双稳态方程。

本文采用量子的方法,退关联近似^[12-15],导出简并双光子双稳态方程。给出了数值计算结果。并与实验作了对比,说明我们的结果与实验结果是一致的。也与用双光子矢量模型导出的方程作了比较,指出它的缺陷和它与实验不符的原因。

二、基本模型

处理谐振腔内的 N 个三能级原子系统, 如图 1 所示. 腔模的谐振频率为 Ω . 原子与腔模总系统的哈密顿量为

$$H_1 = \hbar\Omega a^\dagger a + \sum_{n=1}^N \sum_{i=a,b,c} \omega_i A_{in}^\dagger A_{in} + \sum_{n=1}^N \hbar \{ g_1 a A_{an}^\dagger A_{bn} + g_2 a A_{bn}^\dagger A_{cn} + h.c. \}, \quad (1)$$

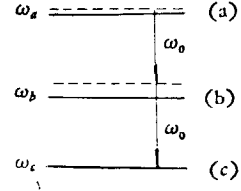


图 1

其中 $a^\dagger, a$ 为腔模的产生和湮灭算符, $A_{in}^\dagger, A_{in}$ 为第 n 个原子对应于 i 能级的产生和湮灭算符, g_1, g_2 为原子场耦合常数, $\hbar\omega_i$ 为原子能级的能量本征值.

有一外场入射到腔内, 外场的频率为 ω_0 ,

$$H_2 = i\hbar\kappa [a^\dagger \varepsilon(t) + a \varepsilon^*(t)],$$

$$\varepsilon(t) = E(t) e^{i\omega_0 t}. \quad (2)$$

腔模因输出而有损耗, 可表示为

$$H_3 = \hbar(a\Gamma_c^\dagger + a^\dagger\Gamma_c), \quad (3)$$

其中 $\Gamma_c^\dagger, \Gamma_c$ 为表示腔模衰退的库 (Reservoir) 算符. 原子的衰退可用下列哈密顿量表示^[14]:

$$H_4 = \sum_{n=1}^N \hbar \left\{ \sum_k g_{1k} A_{bn}^\dagger A_{an} b_k^\dagger + g_{2k} A_{cn}^\dagger A_{bn} b_k + h.c. \right\}, \quad (4)$$

其中 $b_k^\dagger, b_k$ 表示与原子衰退相关的储能器算符.

总哈密顿量为

$$H = H_1 + H_2 + H_3 + H_4. \quad (5)$$

由量子力学可知, 原子-场系统的密度算符 ρ 满足下列主方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [H_1 + H_2, \rho] + \hat{L}_3 \rho + \hat{L}_4 \rho, \quad (6)$$

其中

$$\hat{L}_3 \rho = \kappa \{ [a\rho, a^\dagger] + [a, \rho a^\dagger] \}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_4 \rho = & \sum_n \frac{1}{2} \gamma_1 (1 + \bar{n}) [2A_{bn}^\dagger A_{an} \rho A_{an}^\dagger A_{bn} - A_{an}^\dagger A_{an} \rho - \rho A_{an}^\dagger A_{an}] \\ & + \frac{1}{2} \gamma_1 \bar{n} [2A_{an}^\dagger A_{bn} \rho A_{bn}^\dagger A_{an} - A_{bn}^\dagger A_{bn} \rho - \rho A_{bn}^\dagger A_{bn}] \\ & + \frac{1}{2} \gamma_2 (1 + \bar{n}) [2A_{cn}^\dagger A_{bn} \rho A_{bn}^\dagger A_{cn} - A_{bn}^\dagger A_{bn} \rho - \rho A_{bn}^\dagger A_{bn}] \\ & + \frac{1}{2} \gamma_2 \bar{n} [2A_{bn}^\dagger A_{cn} \rho A_{cn}^\dagger A_{bn} - A_{cn}^\dagger A_{cn} \rho - \rho A_{cn}^\dagger A_{cn}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{4} \gamma_{1p} [2(A_{an}^+ A_{an} - A_{bn}^+ A_{bn}) \rho (A_{an}^+ A_{an} - A_{bn}^+ A_{bn}) \\
& - (A_{an}^+ A_{an} - A_{bn}^+ A_{bn}) (A_{an}^+ A_{an} - A_{bn}^+ A_{bn}) \rho - \rho (A_{an}^+ A_{an} \\
& - A_{bn}^+ A_{bn}) (A_{an}^+ A_{an} - A_{bn}^+ A_{bn})] \\
& + \frac{1}{4} \gamma_{2p} [2(A_{bn}^+ A_{bn} - A_{cn}^+ A_{cn}) \rho (A_{bn}^+ A_{bn} - A_{cn}^+ A_{cn}) \\
& - (A_{bn}^+ A_{bn} - A_{cn}^+ A_{cn}) (A_{bn}^+ A_{bn} - A_{cn}^+ A_{cn}) \rho - \rho (A_{bn}^+ A_{bn} \\
& - A_{cn}^+ A_{cn}) (A_{bn}^+ A_{bn} - A_{cn}^+ A_{cn})], \quad (8)
\end{aligned}$$

其中 γ_1 和 γ_2 为原子衰退率, γ_{1p} 和 γ_{2p} 为相位衰退率, κ 为腔的损耗率.

三、简并双光子双稳态

从主方程 (6) 可获得包括波动在内的各个细节^[14,15]. 但本文主要兴趣在于与强度有关的双稳特性, 因此采用退关联近似, $\langle U_A U_f \rangle = \langle U_A \rangle \langle U_f \rangle$.

$$\langle a \rangle = \alpha e^{-i\omega_0 t} \quad (9)$$

$$\langle A_{bn}^+ A_{an} \rangle = J_{1n}^- e^{-i\omega_0 t} \quad (J_{1n}^-)^* = J_{1n}^+, \quad (10)$$

$$\langle A_{cn}^+ A_{bn} \rangle = J_{2n}^- e^{-i\omega_0 t} \quad (J_{2n}^-)^* = J_{2n}^+, \quad (11)$$

$$\frac{1}{2} \langle A_{an}^+ A_{an} - A_{bn}^+ A_{bn} \rangle = J_{1n}^z, \quad (12)$$

$$\frac{1}{2} \langle A_{bn}^+ A_{bn} - A_{cn}^+ A_{cn} \rangle = J_{2n}^z, \quad (13)$$

$$\langle A_{an}^+ A_{an} \rangle = W_{an}, \quad (14)$$

$$\langle A_{bn}^+ A_{bn} \rangle = W_{bn}, \quad (15)$$

$$\langle A_{cn}^+ A_{cn} \rangle = W_{cn}, \quad (16)$$

其中 $\langle \rangle$ 表示量子系综平均, 由量子力学可知, 任一算符的统计平均值与系统的密度算符有如下关系:

$$\langle U \rangle = \text{Tr} \rho U. \quad (17)$$

由 (5)–(8) 式和 (17) 式可得

$$i \frac{\partial}{\partial t} \alpha = (\Omega - \omega_0 - i\kappa) \alpha + \sum_{n=1}^N (g_1^* J_{1n}^- + g_2^* J_{2n}^-) + i\kappa E(t), \quad (18)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} J_{1n}^- = (\omega_1 - \omega_0 - i\gamma_{1\perp}) J_{1n}^- - 2g_1 \alpha J_{1n}^z, \quad (19)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} J_{2n}^- = (\omega_2 - \omega_0 - i\gamma_{2\perp}) J_{2n}^- - 2g_2 \alpha J_{2n}^z, \quad (20)$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} W_{an} = g_1 \alpha J_{1n}^+ - g_1^* \alpha J_{1n}^- - i[\gamma_1(1 + \bar{n}) W_{an} - \gamma_1 \bar{n} W_{bn}], \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial}{\partial t} W_{bn} = & g_1^* \alpha^* J_{1n}^- - g_1 \alpha J_{1n}^+ + g_2 \alpha J_{2n}^+ - g_2^* \alpha^* J_{2n}^- \\
& + i[\gamma_1(1 + \bar{n}) W_{an} - \gamma_1 \bar{n} W_{bn} - \gamma_2(1 + \bar{n}) W_{bn} + \gamma_2 \bar{n} W_{cn}], \quad (22)
\end{aligned}$$

$$i \frac{\partial}{\partial t} W_{cn} = g_2^* \alpha^* J_{2n}^- - g_2 \alpha J_{2n}^+ + i[\gamma_2(1 + \bar{n})W_{bn} - \gamma_2 \bar{n}W_{cn}], \quad (23)$$

其中

$$\gamma_{1\perp} = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) + \bar{n}\gamma_1 + \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_2 + \gamma_{1p} + \frac{1}{4}\gamma_{2p}, \quad (24)$$

$$\gamma_{2\perp} = \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2) + \bar{n}\gamma_2 + \frac{1}{2}\bar{n}\gamma_1 + \gamma_{2p}, \quad (25)$$

$$\omega_1 = \omega_a - \omega_b, \quad \omega_2 = \omega_b - \omega_c. \quad (26)$$

考虑能级是充分分离的. 除基态外, 其它能态热平衡粒子集居数为零. 因此可把原子系统看作处于绝对零度, 即 $\bar{n} = 0$. 考虑高 Q 值腔, $\kappa \ll \gamma_1, \gamma_2$. 令 $\partial/\partial t = 0$ 可得定态解. 由(19)和(20)式得

$$J_{1n}^- = \alpha g_1(W_{an} - W_{bn})/G_1, \quad (27)$$

$$J_{2n}^- = \alpha g_2(W_{bn} - W_{cn})/G_2. \quad (28)$$

代入(21)和(23)式得

$$|g_1|^2 |\alpha|^2 \left(\frac{1}{G_1^*} - \frac{1}{G_1} \right) (W_{an} - W_{bn}) = i\gamma_1 W_{an}, \quad (29)$$

$$|g_2|^2 |\alpha|^2 \left(\frac{1}{G_2^*} - \frac{1}{G_2} \right) (W_{bn} - W_{cn}) = i\gamma_2 W_{bn}, \quad (30)$$

其中

$$G_1 = \omega_1 - \omega_0 - i\gamma_{1\perp} = (\delta_1 - i)\gamma_{1\perp} \quad \delta_1 = \frac{\omega_1 - \omega_0}{\gamma_{1\perp}}, \quad (31)$$

$$G_2 = \omega_2 - \omega_0 - i\gamma_{2\perp} = (\delta_2 - i)\gamma_{2\perp} \quad \delta_2 = \frac{\omega_2 - \omega_0}{\gamma_{2\perp}}. \quad (32)$$

由(29)和(30)式可得

$$\frac{\frac{1}{2} A_1^2 |\alpha|^2}{1 + \delta_1^2} W_{bn} = \left(\frac{\frac{1}{2} A_1^2 |\alpha|^2}{1 + \delta_1^2} + 1 \right) W_{an}, \quad (33)$$

$$\frac{\frac{1}{2} A_2^2 |\alpha|^2}{1 + \delta_2^2} W_{cn} = \left(\frac{\frac{1}{2} A_2^2 |\alpha|^2}{1 + \delta_2^2} + 1 \right) W_{bn}, \quad (34)$$

其中

$$A_1^2 = \frac{4|g_1|^2}{\gamma_1 \gamma_{1\perp}}, \quad A_2^2 = \frac{4|g_2|^2}{\gamma_2 \gamma_{2\perp}}. \quad (35)$$

由(21)–(23)式可得

$$W_{an} + W_{bn} + W_{cn} = 1. \quad (36)$$

解(33)–(35)式得

$$W_{an} - W_{bn}$$

$$= \frac{-\frac{1}{2} A_2^2 |\alpha|^2 (1 + \delta_1^2)}{\frac{3}{4} A_1^2 A_2^2 |\alpha|^4 + \frac{1}{2} A_1^2 |\alpha|^2 (1 + \delta_2^2) + A_2^2 |\alpha|^2 (1 + \delta_1^2) + (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)}, \quad (37)$$

$$W_{bn} - W_{cn}$$

$$= \frac{-\frac{1}{2} A_1^2 |\alpha|^2 (1 + \delta_2^2) - (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)}{\frac{3}{4} A_1^2 A_2^2 |\alpha|^4 + \frac{1}{2} A_1^2 |\alpha|^2 (1 + \delta_2^2) + A_2^2 |\alpha|^2 (1 + \delta_1^2) + (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)}. \quad (38)$$

以(37)和(38)式以及(27)和(28)式代入(18)式,并令

$$\Delta = \frac{\Omega - \omega_0}{\kappa}, \quad K = \frac{A_2}{A_1},$$

$$Y^2 = A_1 A_2 |E|^2, \quad X^2 = A_1 A_2 |\alpha|^2,$$

可得

$$\begin{aligned} \frac{Y^2}{X^2} = & \left\{ 1 + \frac{C'_1 \frac{1}{2} K X^2}{\frac{3}{4} X^4 + K X^2 (1 + \delta_1^2) + \frac{1}{2} \frac{1}{K} X^2 (1 + \delta_2^2) + (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)} \right. \\ & + \left. \frac{C'_2 \left(\frac{1}{2K} X^2 + \delta_1^2 + 1 \right)}{\frac{3}{4} X^4 + K X^2 (1 + \delta_1^2) + \frac{1}{2} \frac{1}{K} X^2 (1 + \delta_2^2) + (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)} \right\}^2 \\ & + \left\{ \Delta - \frac{C'_1 \delta_1 \frac{1}{2} K X^2}{\frac{3}{4} X^4 + K X^2 (1 + \delta_1^2) + \frac{1}{2} \frac{1}{K} X^2 (1 + \delta_2^2) + (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)} \right. \\ & - \left. \frac{C'_2 \delta_2 \left(\frac{1}{2K} X^2 + \delta_1^2 + 1 \right)}{\frac{3}{4} X^4 + K X^2 (1 + \delta_1^2) + \frac{1}{2} \frac{1}{K} X^2 (1 + \delta_2^2) + (1 + \delta_1^2)(1 + \delta_2^2)} \right\}^2, \quad (39) \end{aligned}$$

其中

$$C'_1 = \frac{N A_1^2 \gamma_1}{4\kappa}, \quad C'_2 = \frac{N A_2^2 \gamma_2}{4\kappa}. \quad (40)$$

(39)式即三能级简并双光子双稳态方程。

四、数值结果与实验的比较

我们得到的(39)式适合于任意的中间态偏调。由(28)式可知,如 $|a\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的偶极矩为零,则 $J_{1a} = 0$, (18)式即化为二能级单光子情况下的方程。(39)式也即化为二能级单光子双稳态方程^[2,13]。(39)式右端第一个平方项反映吸收双稳特性,第二个平方项反映色散双稳特性。考虑一种最有意义的特殊情况——双光子共振情况。此时有

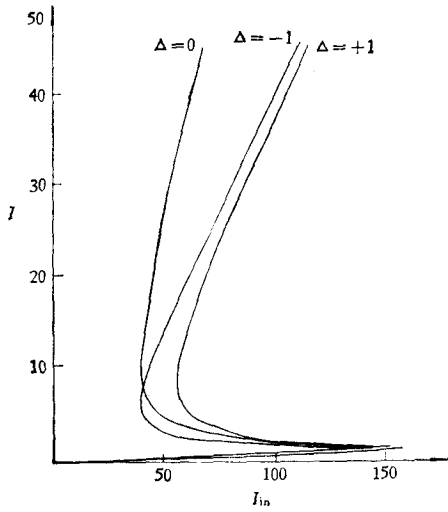
$$\delta_1 = -\delta_2 = \delta.$$

并令

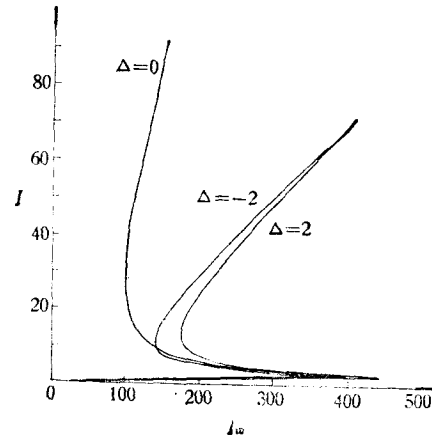
$$C_1 = \frac{C'_1}{1 + \delta^2}, \quad C_2 = \frac{C'_2}{1 + \delta^2}, \quad I = \frac{X^2}{1 + \delta^2}, \quad I_{in} = \frac{Y^2}{1 + \delta^2}.$$

(39)式化为

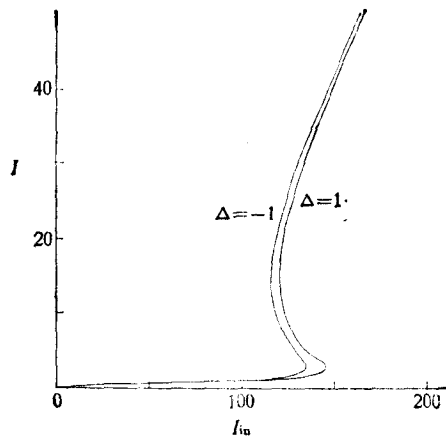
$$\begin{aligned} \frac{I_{in}}{I} = & \left\{ 1 + \frac{C_1 \frac{1}{2} KI}{\frac{3}{4} I^2 + KI + \frac{1}{2} \frac{I}{K} + 1} + \frac{C_2 \left(\frac{I}{2K} + 1 \right)}{\frac{3}{4} I^2 + KI + \frac{1}{2} \frac{I}{K} + 1} \right\}^2 \\ & + \left\{ \Delta - \frac{C_1 \delta \frac{1}{2} KI}{\frac{3}{4} I^2 + KI + \frac{1}{2} \frac{I}{K} + 1} + \frac{C_2 \delta \left(\frac{I}{2K} + 1 \right)}{\frac{3}{4} I^2 + KI + \frac{1}{2} \frac{I}{K} + 1} \right\}^2. \end{aligned} \quad (41)$$



(a) $K=2, \delta=2, C=20, \Delta = \pm 1, 0$



(b) $K=2, \delta=1, C=20, \Delta = \pm 2, 0$



(c) $K = \frac{1}{2}, \delta=1, C=80, \Delta = \pm 1$

图2 输出光强-入射光强曲线

如假定 $\gamma_1 = \gamma_2$, $\gamma_{1p}, \gamma_{2p} \ll \gamma_1$, 则 $C_2 = K^2 C_1 = C$,

$$\frac{I_{in}}{I} = \left\{ 1 + \frac{C(K^2 + KI)}{\frac{3}{4}I^2 + KI + \frac{1}{2}\frac{I}{K} + 1} \right\}^2 + \left\{ \Delta + \frac{C\delta K^2}{\frac{3}{4}I^2 + KI + \frac{1}{2}\frac{I}{K} + 1} \right\}^2. \quad (42)$$

注意(42)式中右端第一个平方项中分子的 I 的最高次为 1, 而第二个平方项中它为零。

图 2(a)–(c) 为不同参数下的双稳曲线。从图中可看出, 双稳曲线对于 Δ 是不对称的, 并腔的失谐增加会使双稳特性变坏。

在一般情况下 $|\delta|$ 总是远大于 1, 因此, 三能级简并双光子双稳特性中主要是色散型

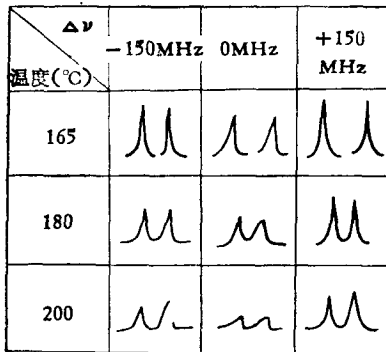


图 3 腔长变化时输出光的示波器径迹
左边每一径迹是腔长增加时的, 右边的是腔长
减小时的

双稳态。即使在双光子共振时也仍为色散型双稳态。这个结论与用矢量模型方法所得到的结论是不一致的^[5,6]。用双光子矢量模型方法所得到的结果表明, 简并双光子双稳态在双光子共振时, 基本上是吸收型的。当两个偶极矩相等时, 属于纯吸收型双稳态。实验表明^[4], 双光子双稳态是色散型的。文献[4]的实验结果表明, 随着腔长的变化, 即 Δ 的变化, 输出光发生滞后现象。并且对于 Δ 是不对称的。这明显地是色散型双稳现象。图 3 为文献[4]的实验结果。为了比较, 根据前面的结论画出在固定输入强度下, 输出光强与 Δ 的关系曲线。考虑到 $\delta \gg 1$, 在(42)式中略去第一个平方项中的第二项, 并令 $K = 1$, (42)式化为

$$\frac{I_{in}}{I} = 1 + \left\{ \Delta + \frac{A}{\frac{3}{4}I^2 + \frac{3}{2}I + 1} \right\}^2, \quad (43)$$

其中 $A = C\delta$ 。解出 Δ

$$\Delta = -\frac{A}{\frac{3}{4}I^2 + \frac{3}{2}I + 1} \pm \sqrt{\frac{I_{in}}{I} - 1}. \quad (44)$$

图 4 是根据(44)式画出的输出光强与腔失谐关系曲线。其中的参数为 $I_{in} = 4$, A 分别为 2.5; 5; 7.5; 10。

文献[4]的实验工作物质为 Rb。它的激发态与中间态的能量差大于中间态与基态的能量差, 即 $\omega_1 > \omega_2$ 。双光子共振时, $\delta = \delta_1 = (\omega_1 - \omega_0)/\gamma_{11} > 0$, 因此 A 的值应取大于零。 A 的大小与单位体积中的原子数成正比。 A 的增加对应着文献[4]中的温度的增加。

由图 4 可知, 当 A 较小情况下, Δ 增加或减小, 输出光强达到相同的最大值; 当 A 较大情况下, Δ 减小输出光达到的最大值应小于 Δ 增加时输出光达到的最大值。 Δ 的减小相当于腔的共振频率 Ω 的减小, 在实验中由腔长增长来实现。因此 Δ 减小时对应于图 3 中每一小图中左边的第一条曲线。对比图 3 和图 4 可知, 我们的结果与实验是一致的。附

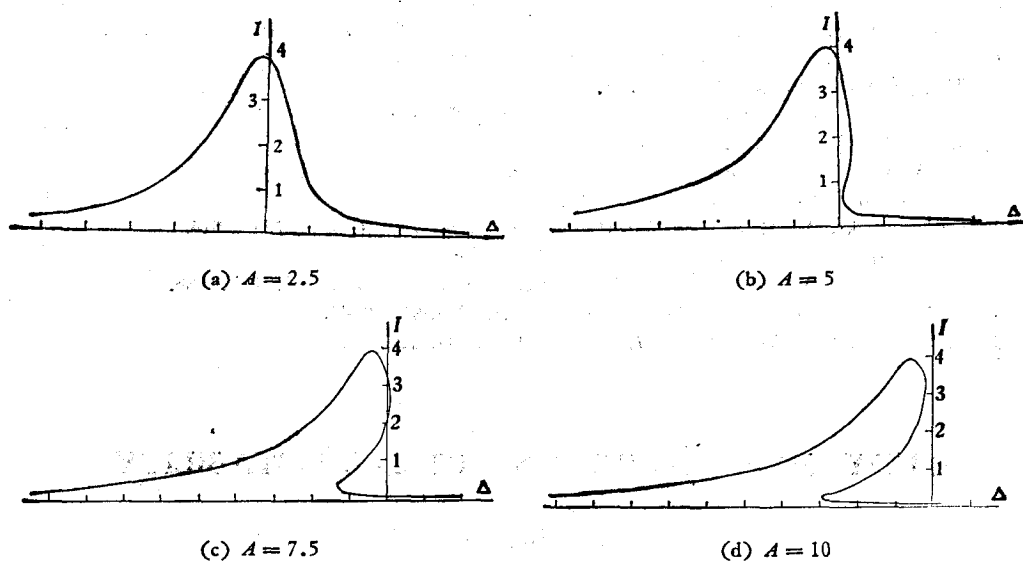


图 4

带提及,图 4 与文献[4]的图 2 也是一致的(Δ 的减少相当 ϕ_0 的增加)。

五、与双光子矢量模型方法比较

将我们推得的双稳态方程与用双光子矢量模型方法得到的方程^[5]相比较,发现主要差别在于色散部分,即(39)式(或(41)式)右端的第二个平方项部分。

矢量模型在处理双稳态问题时要唯象地引入衰退。在三能级系统中,衰退的主要过程是经过中间态进行的。因此把三能级系统的衰退当作一个没有中间态的二能级系统衰退来处理是不太合理的。单光子矢量模型中,二能级系统的衰退之所以可以那样唯象地处理是以它的量子理论为基础。而三能级衰退的量子理论并不允许我们简单地借用二能级衰退来表示(这一点在我们前面的处理中可看出来)。

另外,在利用公式 $P = \text{Tr} \hat{P} U^{-1} R^{-1} \rho'' R U$ 计算极化强度时,把算符都按二阶矩阵来处理。这事实上就把中间态振幅 ρ_{nn} (以下采用文献[5]的符号)当作零来处理。如把算符都按三阶矩阵来处理^[6],则还应得到一些项—— $p_{en}\rho''_{ne}$, $p_{gn}\rho''_{ng}$ 以及 $(\alpha_e + \alpha_g)\rho''_{nn}E$ 。 $p_{en}\rho''_{ne}$ 和 $p_{gn}\rho''_{ng}$ 可以归入 P 的线性部分。而 $(\alpha_e + \alpha_g)\rho''_{nn}$ 将以实部出现在 X^{NL} 中(X^{NL} 的实部与色散型双稳态有关^[13])。而 ρ''_{nn} 用双光子矢量模型是难以求出的。对于这一点文献[6]已有所认识。

据以上分析,我们认为用双光子矢量模型来处理双稳态问题是不完善的。关于这一点希望引起大家的讨论。

参 考 文 献

- [1] H. M. Gibbs, S. L. McCall and T. N. C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 1135.
- [2] G. P. Agrawal and H. L. Carmichael, *Phys. Rev. A*, **19**(1979), 2074.

- [3] R. Bonifacio and L. A. Lugiato, *Opt. Commun.*, **19**(1976), 172.
- [4] E. Giacobino, M. Devand, F. Biraben and G. Grynberg, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 434.
- [5] G. P. Agrawal and C. Flytzanis, *Phys. Rev. A*, **24**(1981), 3173.
- [6] 叶佩弦、张绮香, *物理学报*, **31**(1982), 779.
- [7] F. T. Arecchi and A. Politi, *Lett. Nuovo Cimento*, **23**(1978), 65.
- [8] 李福利, *激光*, **9**(1982), 496.
- [9] G. S. Agrawal, *Opt. Commun.*, **35**(1980), 149.
- [10] J. A. Hermann, *Opt. Commun.*, **37**(1981), 431.
- [11] D. Grischkowsky, M. M. T. Loy and P. F. Liao, *Phys. Rev. A*, **12**(1975), 2514.
- [12] H. Haken, *Handbook of Physik*, Vol. 25/2c (Springer, Berlin, 1970).
- [13] S. S. Hassan, P. D. Drummond and D. F. Walls, *Opt. Commun.*, **27**(1978), 480.
- [14] P. D. Drummond and D. F. Walls, *Phys. Rev. A*, **23**(1981), 2563.
- [15] P. D. Drummond and D. F. Walls, *J. Phys. A*, **13**(1980), 725.

STUDY OF TWO-PHOTON OPTICAL BISTABILITY

ZHU SHI-YAO

(Shanxi Institute of Information of Science and Technology)

ABSTRACT

By using quantum method and decorrelation approximation, the twophoton bistability equation in three level atom medium is obtained. The conclusions are consistent with experiment results. The shortcomings in treating this problem by using two-photon vector model are pointed out.