

对称强双色共振场中弛豫效应对 二能级系统斯塔克分裂的影响

杨 傅 子

(上海交通大学应用物理系)

徐 亦 庄

(清华大学物理系)

提 要

本文应用半经典理论、密度矩阵方法和探索场中二能级系统的能级斯塔克(Stark)分裂。指出与无弛豫效应相比较,弛豫效应不仅改变了由光学斯塔克效应所产生的分裂能级的权重、展宽了这些能级,而且还出现新的分裂能级。

关键词: 弛豫效应; 强双色共振场; 布居数; 斯塔克效应。

一、引 言

近年来,随着超短脉冲强激光技术的迅速发展和多光子电离,同位素分离以及非线性激光光谱学等方面工作的需求,原子系统在强光场中的行为引起了许多理论和实验工作者的注意,使得强光场和原子系统的相互作用问题成为非线性光学中一个非常引人注目的分支领域。1973年 Samb^[1] 首先从理论上提出周期性扰动下原子系统的稳态(steady state)和准能(quasienergy)等概念,深刻地揭示了由于能级的斯塔克分裂在原子光谱中出现伴线的机制。Guocion-Gush 等人^[2] 和 Гореславский 等人^[3] 则从理论上较为系统地研究了两个强单色近共振电磁场与二能级系统的相互作用问题,得到了很多有趣的结论。但是这两个工作均未考虑二能级之间的各种弛豫过程。由于在实际的原子中,尤其是在光学范围内,因上下能级间自发辐射等因素所引起的弛豫过程往往是不能加以忽略的,所以文献[4]的工作则在考虑各种弛豫过程的前提下,研究了弛豫效应对强双色共振场中二能级系统某些行为的影响。

本文则应用半经典理论、密度矩阵方法和探索场近似,对三个近共振场和一个三能级系统相互作用的模型,研究了弛豫效应对对称强双色共振场中二能级系统的斯塔克分裂的影响。指出,与无弛豫效应相比,弛豫效应极大地影响了能级斯塔克分裂的情况。

二、密度矩阵运动方程

为研究在强双色近共振场中二能级系统斯塔克分裂的情况,我们采用了探索场方法。即

收稿日期: 1986年4月28日; 收到修改稿日期: 1986年7月2日

用一个弱的探索场把在强双色近共振场作用下的二能级系统中的一个能级和另外一个第三能级联系起来。然后扫描探索场频率，研究在这第三个能级上的时间平均粒子布居数随探索场频率的变化，以此来了解二能级中与强双色近共振场作用的某个能级的新结构，即它的能级分裂状况。为此选择如图 1 所示的三个近共振场中的三能级系统模型。

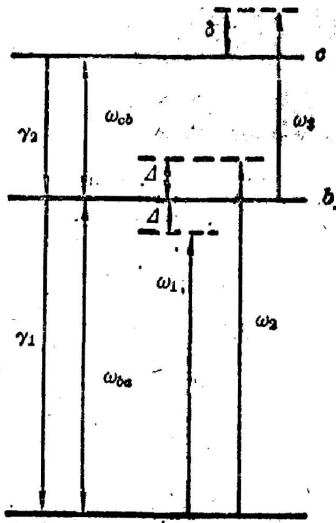


Fig. 1 Three near-resonant fields and three-level system

图中 ω_3 为弱的探索场。能级之间的频率间隔 ω_{ob} 和 ω_{bc} 是非常不同的， a 和 c 之间的跃迁是偶极禁戒的。设强双色近共振场 ω_1 和 ω_2 的振幅相等，对 a 和 b 能级之间的共振失谐量大小相等、符号相反，且设二场的偏振方向也是相同的。同时还认为三个场的初位相是相同的。这样计算中要处理的辐射场

这样计算中要处理的辐射场

$$E_1(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e_1 [\exp(-i\omega_1 t) + \exp(i\omega_1 t) + \exp(-i\omega_2 t) + \exp(i\omega_2 t)] e_1, \quad (1)$$

$$E_2(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} e_2 [\exp(-i\omega_3 t) + \exp(i\omega_3 t)] e_2, \quad (2)$$

式中 e_1 为场 ω_1 和 ω_2 的振幅， e_1 为它们的偏振方向单位矢量。 e_2 为场 ω_3 的振幅， e_2 为其偏振方向单位矢量场与图示系统的相互作用能为

$$U_{cb} = \frac{-e_2}{\sqrt{2}\hbar} [\exp(-i\omega_3 t) + \exp(i\omega_3 t)] \langle c | D_{cb} \cdot e_2 | b \rangle = I_2 [\exp(-i\omega_3 t) + \exp(i\omega_3 t)], \quad (3)$$

$$U_{ba} = \frac{-e_1}{\sqrt{2}\hbar} [\exp(-i\omega_1 t) + \exp(i\omega_1 t) + \exp(-i\omega_2 t) + \exp(i\omega_2 t)] \langle b | D_{ba} \cdot e_1 | a \rangle = I_1 [\exp(-i\omega_1 t) + \exp(i\omega_1 t) + \exp(i\omega_2 t) + \exp(-i\omega_2 t)]. \quad (4)$$

(3)、(4) 两式不失其一般性，可以认为偶极矩阵元 $\langle c | D_{cb} \cdot e_2 | b \rangle$ 和 $\langle b | D_{ba} \cdot e_1 | a \rangle$ 为实数。考虑到能级间因自发发射所引起的弛豫过程(如图 1 所示)，唯象地修正几率振幅的系数方程为

$$\dot{C}_n = -\frac{i}{\hbar} \sum_{j=a,b,c} (E_j \delta_{jn} + V_{nj}) C_j + \sum_{j=a,b,c} \lambda_{jn} C_j, \quad (n=a, b, c) \quad (5)$$

其中 $V_{nj} = \hbar U_{nj}$ ，由密度矩阵元的定义可有

$$\dot{\rho}_{nm} = i(\omega_m - \omega_n) \rho_{nm} + \sum_{j=a,b,c} (\lambda_{jn} - iU_{nj}) \rho_{jm} + \sum_{j=a,b,c} (\lambda_{jm} + iU_{mj}^*) \rho_{nj}, \quad (6)$$

式中 $n=a, b, c; m=a, b, c$ 。考虑到只有从 $c \rightarrow b$ 和从 $b \rightarrow a$ 的自发发射的物理图像和原子系统各能级固有偶极矩为零的事实，应有

$$\lambda_{ab} = \lambda_{bc} = \lambda_{ca} = \lambda_{cb} = \lambda_{ba} = \lambda_{ac} = 0, \quad U_{aa} = U_{bb} = U_{cc} = 0, \\ U_{ab} = U_{ba}^*, \quad U_{ac} = U_{ca}^*, \quad U_{bc} = U_{cb}^*$$

可得密度矩阵的运动方程组为

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{\rho}_{aa} &= \lambda_{ba}\rho_{ba} - iU_{ab}\rho_{ab} + iU_{ab}^*\rho_{ab} + \lambda_{ba}\rho_{ab}, \\
 \dot{\rho}_{bb} &= 2\lambda_{bb}\rho_{bb} + \lambda_{cb}(\rho_{cb} + \rho_{bc}) - iU_{ba}\rho_{ab} + iU_{ba}^*\rho_{ba} - iU_{ba}\rho_{ab} + iU_{ba}^*\rho_{ba}, \\
 \dot{\rho}_{cc} &= 2\lambda_{cc}\rho_{cc} - iU_{cb}\rho_{bc} + iU_{cb}^*\rho_{cb}, \\
 \dot{\rho}_{cb} &= -i\omega_{cb}\rho_{cb} - \frac{1}{2}\gamma_2\rho_{cb} - \frac{1}{2}\gamma_1\rho_{cb} - iU_{cb}\rho_{bb} + iU_{ba}^*\rho_{ca} + iU_{bc}^*\rho_{cc} + \lambda_{cb}\rho_{cc}, \\
 \dot{\rho}_{ca} &= -i(\omega_{cb} + \omega_{ba})\rho_{ca} - \frac{1}{2}\gamma_2\rho_{ca} - iU_{cb}\rho_{ba} - iU_{ab}^*\rho_{cb} + \lambda_{ba}\rho_{cb}, \\
 \dot{\rho}_{ba} &= -i\omega_{ba}\rho_{ba} - \frac{1}{2}\gamma_1\rho_{ba} - iU_{bc}\rho_{ca} + iU_{ba}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + \lambda_{cb}\rho_{ca} + \lambda_{ba}\rho_{bb},
 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中 γ_1 和 γ_2 分别是 $b \rightarrow a$ 和 $c \rightarrow b$ 能级间的弛豫常数。再考虑到由于弹性碰撞所引起的附加的横向弛豫, 唯象地修正密度矩阵的非对角元为

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{\rho}_{cb} &= -i\omega_{cb}\rho_{cb} - \beta_2\gamma_2\rho_{cb} - \beta_1\gamma_1\rho_{cb} - iU_{cb}\rho_{bb} + iU_{ba}^*\rho_{ca} + iU_{bc}^*\rho_{cc} + \lambda_{cb}\rho_{cc}, \\
 \dot{\rho}_{ca} &= -i(\omega_{cb} + \omega_{ba})\rho_{ca} - \beta_2\gamma_2\rho_{ca} - iU_{cb}\rho_{ba} + iU_{ab}^*\rho_{cb} + \lambda_{ba}\rho_{cb}, \\
 \dot{\rho}_{ba} &= -i\omega_{ba}\rho_{ba} - \beta_1\gamma_1\rho_{ba} - iU_{bc}\rho_{ca} + iU_{ba}(\rho_{bb} - \rho_{aa}) + \lambda_{cb}\rho_{ca} + \lambda_{ba}\rho_{bb},
 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

其中 $\beta_1 \geq (1/2)$, $\beta_2 \geq (1/2)$ 为表征弛豫状态的参数。由粒子数守恒条件可得 $\dot{\rho}_{aa} + \dot{\rho}_{bb} + \dot{\rho}_{cc} = 0$, 即

$$2\lambda_{cc}\rho_{cc} + 2\lambda_{cb}(\rho_{cb} + \rho_{bc}) + 2\lambda_{bb}\rho_{bb} + \lambda_{ba}(\rho_{ba} + \rho_{ab}) = 0. \quad (9)$$

由 γ_1 和 γ_2 的定义和 $\dot{\rho}_{bb}$, $\dot{\rho}_{cc}$ 的表述式, 可以唯象地得到 $2\lambda_{cc} = -\gamma_2$, $2\lambda_{bb} = -\gamma_1$ 。再由自发发射只是由 $c \rightarrow b$ 和由 $b \rightarrow a$, 从 (9) 式可得

$$\left. \begin{aligned}
 2\lambda_{cc}\rho_{cc} + \lambda_{cb}(\rho_{cb} + \rho_{bc}) &= 0, \\
 2\lambda_{bb}\rho_{bb} + \lambda_{ba}(\rho_{ba} + \rho_{ab}) &= 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

令

$$\begin{aligned}
 \alpha_{cb} &= \exp(i\omega_2 t)\rho_{cb}, & \alpha_{ba} &= [\exp(i\omega_1 t) + \exp(i\omega_2 t)]\rho_{ba}, \\
 \alpha_{ca} &= \{\exp[i(\omega_1 + \omega_2)t] + \exp[i(\omega_2 + \omega_2)t]\}\rho_{ca}.
 \end{aligned}$$

利用共振近似条件 $\Delta \ll \omega_1, \omega_2, \omega_{ba}$; $\delta \ll \omega_2, \omega_{cb}$, 其中 $\Delta = \omega_2 - \omega_{ba} = \omega_{ba} - \omega_1$, 略去对时间的快变化项, 最后密度矩阵元运动方程简化成

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{\rho}_{aa} &= \gamma_1\rho_{bb} + iI_1(\alpha_{ba}^* - \alpha_{ba}), \\
 \dot{\rho}_{bb} &= -\gamma_1\rho_{bb} + \gamma_2\rho_{cc} + iI_1(\alpha_{ba} - \alpha_{ba}^*) + iI_2(\alpha_{cb}^* - \alpha_{cb}), \\
 \dot{\rho}_{cc} &= -\gamma_2\rho_{cc} + iI_2(\alpha_{cb} - \alpha_{cb}^*), \\
 \dot{\alpha}_{cb} &= (i\delta - \beta_1\gamma_1 - \beta_2\gamma_2)\alpha_{cb} + iI_2(\rho_{cc} - \rho_{bb}) + iI_1\alpha_{ca}, \\
 \dot{\alpha}_{ca} &= (i\delta - \beta_2\gamma_2 - \Delta \operatorname{tg} \Delta t)\alpha_{ca} - iI_2\alpha_{ba} + i4I_1\alpha_{cb} \cos^2 \Delta t, \\
 \dot{\alpha}_{ba} &= (-\beta_1\gamma_1 - \Delta \operatorname{tg} \Delta t)\alpha_{ba} - iI_2\alpha_{ca} + i4I_1(\rho_{bb} - \rho_{aa}) \cos^2 \Delta t,
 \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

由于频率为 ω_2 的探索场是弱场, 即 $I_2^2 \ll I_1^2$, γ_1^2, γ_2^2 , 则可以把 I_2 看作小参数, 用微扰法解 (11) 式微分方程组。把所有有关量按 I_2 的幂次展开, 并求 ρ_{cc} 到 I_2 的二阶量。当然, 首先有 $\alpha_{cb}^{(0)} = \alpha_{ca}^{(0)} = \rho_{cc}^{(0)} = 0$, $\rho_{bb}^{(0)} + \rho_{aa}^{(0)} = 1$ 。令

$$\begin{aligned}
 (\gamma_1/\Delta) &= \Gamma_1, & (\gamma_2/\Delta) &= \Gamma_2, & (I_1/\Delta) &= B_1, & (I_2/\Delta) &= B_2, \\
 (\delta/\Delta) &= P, & \Delta t = x, & \rho_{cc}^{(2)} = y, & \rho_{bb}^{(0)} &= K, & \alpha_{ba}^{(0)} &= N + iL \cos x, \\
 \alpha_{cb}^{(1)} &= U + iV, & \alpha_{ca}^{(1)} &= W \cos x + iz \cos x.
 \end{aligned}$$

把对 t 的微分换成对 x 的微分 (以“'”表示), 可得下列微分方程组^[10]

$$\left. \begin{aligned}
 N &= 0, \\
 L' &= -\beta_1 \Gamma_1 L + 4B_1(2K-1) \cos x, \\
 K' &= -\Gamma_1 K - 2B_1 L \cos x, \\
 U' &= -(\beta_1 \Gamma_1 + \beta_2 \Gamma_2) U - PV - B_1 z \cos x, \\
 V' &= -(\beta_1 \Gamma_1 + \beta_2 \Gamma_2) V + PU - B_2 K + B_1 W \cos x, \\
 W' &= -\beta_2 \Gamma_2 W - Pz - B_2 L - 4B_1 V \cos x, \\
 z' &= -\beta_2 \Gamma_2 z + PW + 4B_1 U \cos x, \\
 y' &= -\Gamma_2 y - 2B_2 V.
 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

在 $t=0$ 时, $\rho_{aa}(0)=1$ 的起始条件下, 上述方程组的起始条件是, $x=0$ 时,

$$L=K=U=V=W=z=y=0.$$

三、弛豫效应对斯塔克分裂的影响

对于常温低气压气体, 可以采用“零温度”辐射弛豫模型, 即可以忽略弱的碰撞效应, 此时 $\beta_1=\beta_2=(1/2)$ 。另外, 从方程组(12)式中可以明确地看到, y 对于 P 的对称性, 即对于 P 和 $-P$ 来讲, y 值相等。

方程组(12)式在 $\Gamma_1=\Gamma_2=0$, $P=0$ 时, 即在任何弛豫过程, 并且探索场与能级 b, c 严格共振时, 可以解析求解, 此时, 有

$$\left. \begin{aligned}
 V'' + V' \operatorname{tg} x + 4B^2 V \cos^2 x \\
 &= -3B_1 B_2 \sin(4B_1 \sin x) \cos x - B_2 \sin^2(2B_1 \sin x) \operatorname{tg} x, \\
 y' &= -2B_2 V, \\
 V|_{x=0} = V'|_{x=0} = y|_{x=0} &= 0.
 \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

其解是

$$y = \left\{ \begin{aligned}
 &2B_2^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{J_{2n+1}(2B_1) J_{2m+1}(2B_1)}{2n+1} \left\{ \frac{4[1-\cos(2m+1)x]}{2m+1} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1-\cos 2(m+n+1)x}{m+n+1} - \frac{1-\cos 2(m-n)x}{m-n} \right\}, \quad (m \neq n) \\
 &2B_2^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{J_{2n+1}(2B_1) J_{2m+1}(2B_1)}{2n+1} \left\{ \frac{4[1-\cos(2m+1)x]}{2m+1} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1-\cos 2(m+n+1)x}{m+n+1} \right\}, \quad (m=n)
 \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

上式中 J 表示贝塞尔函数。显然, 这是一个以 2π 为周期的周期振荡, 其对时间的平均值为

$$y = \left\{ \begin{aligned}
 &2B_2^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2n+1}(2B_1) J_{2m+1}(2B_1) \left[\frac{2m+4n+3}{(2n+1)(2m+1)(m+n+1)} \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{(2n+1)(m-n)} \right], \quad (m \neq n) \\
 &2B_2^2 \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} J_{2n+1}(2B_1) J_{2m+1}(2B_1) \frac{2m+4n+3}{(2n+1)(2m+1)(m+n+1)}, \\
 &\quad (m=n)
 \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

下面我们将可以看到, 这是一个非常小的占据几率值。说明在上述条件下, 在原二能级系统

的能级 b 位置处是没有新能级存在的。

按“零温度”辐射弛豫模型,对于其他一些参量条件进行了数值计算,结果示于图 2 中。

(1) 图 2 中实线 I 表示了参数 $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$, $B_1 = 1$, $B_2 = 0.02$ 的条件下, $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}$ 对 P 的关系曲线。在 $P=0$ 处,数值计算的结果 $\rho_{cc}^{(2)}(t)$ 也是一个周期为 2π 的等幅振荡,且对时间的平均值 $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}$ 只有 0.0008848,这是与(15)式的解析结果完全一致的。在 $P=1, 3, 5$ 处($P=5$ 处,因数值太小在图中未画出), $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}$ 对 P 的关系曲线出现峰值。数值计算结果列于表 1 中,可以看出,在任何时刻,在这三点处 $\rho_{cc}^{(2)}$ 的幅度比总是 1:0.05:0.000149,这恰恰反映了由此弱探索场所耦合的原来二能级系统中, b 能级在这种强双色近共振场作用下的斯塔克分裂情况。由 Гореславский 等人的工作^[3]知道,在两个场振幅相等,失谐量大小相等,符号相反且初位值亦相同的条件下,上能级 b 的振幅系数为

$$|c_b| = |\sin(2B_1 \sin \alpha)| = \left| 2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(2B_1) \sin(2n+1)\alpha \right|. \quad (16)$$

由此可以看出, b 能级在 $P = (\delta/\Delta) = 1, 3, 5, \dots$ 等处应分别有新的分裂能级存在,且其占据几率权重之比应为 $J_1^2(2B_1) : J_3^2(2B_1) : J_5^2(2B_1) \dots$, 代入 $B_1 = 1$, 可得 $P=1, 3, 5$ 处的比值是 1:0.05:0.000149,这与上述数值结果是完全一致的。这也说明了,我们所设的弱探索场近似的条件,确实正确地反映了 b 能级的斯塔克分裂结构。

Table 1 Numerical calculation results ($\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$, $B_1 = 1$, $B_2 = 0.02$)

P	1	3	5	$y_{P=1} : y_{P=3} : y_{P=5}$
α	y	y	y	
18.84949	0.047271303	0.00236294989		1:0.05
21.99113	0.06434145	0.003216228355		1:0.05
25.13272	0.08403776	0.004200771955	0.0000125297	1:0.05:0.000149
28.27431	0.106360216	0.005316580	0.0000158572	1:0.05:0.000149

(2) 图 2 中虚线 II 表示了参数 $\Gamma_1 = 0.3$, $\Gamma_2 = 0.1$, $B_1 = 1$, $B_2 = 0.02$ 条件下, $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}$ 对 P 的关系。由数值计算结果知道,对于任何 P 值, $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}(t)$ 在时间足够长后,都是一个周期为 π 的等幅振荡。而且从图 2 中还可以看出来, $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}$ 不仅在 $P=1, 3, 5$ 处出现了共振峰,而且在 $P=0, 2, 4$ 等偶数处也出现了峰值,且以 $P=2$ 处共振峰幅度为最大。在 $P=0, 1, 2, 3, 4$ 处共振峰的幅度之比是 0.8028:1:1.7674:0.0675:0.022。

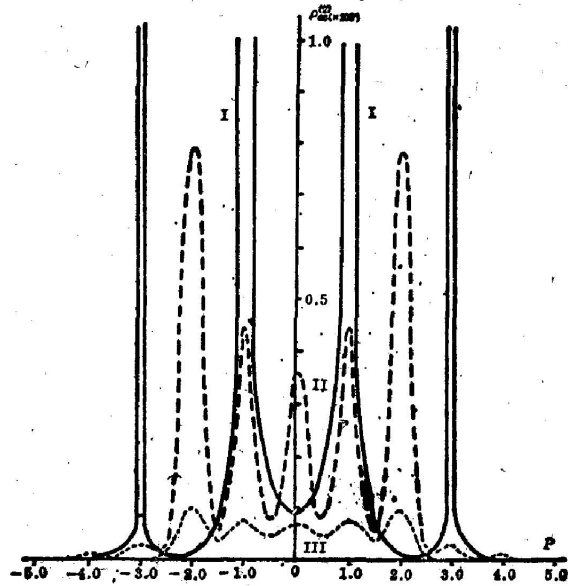


Fig. 2 Numerical results of $\bar{\rho}_{cc}^{(2)}$ vs. P

(3) 图 2 中虚线 III 表示了参数 $\Gamma_1=0.6$, $\Gamma_2=0.8$, $B_1=1$, $B_2=0.02$ 条件下, $\bar{\rho}_{00}^{(2)}$ 对 P 的关系。 $\bar{\rho}_{00}^{(2)}$ 仍然在 $P=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ 等处均出现共振峰。不过由于衰减因子的相应加大, 各共振峰的幅度都相应地大大下降了, 相对宽度也加大了, 互相重叠, 几乎联成了一片。仍以 $P=2$ 处的峰为最大, 但由于衰减加宽效应等的影响, 它所处的优势地位已不如曲线 II 那么突出了。

四、结果和讨论

本文的工作主要是研究了弛豫效应对强双色近共振场中二能级系统斯塔克分裂影响的一种情况。因为一个在频率共振的强驻波场中运动的原子系统, 由于多普勒效应, 它所感受到的辐射场就是一个振幅相等失谐对称的双色近共振场, 所以本文的理论工作也能够应用于这种情况的。从以上研究结果可以看到, 弛豫效应的引入, 不仅影响了分裂能级的相对权重, 展宽了这些能级, 而且可以在原来没有分裂能级的位置出现新的分裂能级, 这就预示着与无弛豫情况相比将会有更多的光谱伴线。如果跟单色场作用下二能级系统的 Autler-Townes 效应^[5] 相比较, 可以看出这个现象是双色场所独有的。在单色场情况下, 弛豫效应可以改变分裂能级的权重, 展宽这些能级并稍许移动它, 但不会出现新的分裂能级。

强双色近共振场在二能级系统中所引起的斯塔克分裂, 可以看作是二个场之间的某种拍频效应所引起的, 它当然受到二个场与原子系统相互作用条件的强烈制约。弛豫过程的引入干扰了这种相互作用的条件, 所以使“相干”规律又发生了新的变化。

本工作的结果, 当有关弛豫常数趋于零时, 可以得到前人的结果(如文献[3]的结果)。但是由于在实际的原子分子系统中, 尤其是在光学范围内, 因能级之间的自发发射所引起的弛豫过程通常是不能忽略的, 所以本工作的前提有较普遍的意义。

尽管本文仅从一个特定情况指出了弛豫效应可能对斯塔克分裂产生的极大影响, 但本文的方法和所得到的密度矩阵运动方程具有一般性, 原则上可以用它来研究三个近共振光场中三能级系统的其它行为。

[附 录]

把方程组(11)式中诸有关量展开成 I_2 的幂次级数时有如下结果, 从(11)式最后一个方程可以得到

$$\dot{\alpha}_{0a}^{(2)} = (-\beta_1 \gamma_1 - 4 \operatorname{tg} \Delta t) \alpha_{0a}^{(2)} + i 4 I_1 (\rho_{00}^{(2)} - \rho_{0a}^{(2)}) \cos^2 \Delta t.$$

从(11)式第 2 个方程得到

$$\dot{\rho}_{00}^{(2)} = -\gamma_1 \rho_{00}^{(2)} + i I_1 (\alpha_{0a}^{(2)} - \alpha_{0a}^{(2)*}).$$

令 $\Delta t = x$, $(\gamma_1/4) = \Gamma_1$, $(I_1/4) = B_1$, 把对 t 的微分换成对 x 的微分, 于是有

$$\alpha_{0a}^{(2)'} = (-\beta_1 \Gamma_1 - \operatorname{tg} x) \alpha_{0a}^{(2)} + i 4 B_1 (2 \rho_{00}^{(2)} - 1),$$

$$\rho_{00}^{(2)'} = -\Gamma_1 \rho_{00}^{(2)} + i B_1 (\alpha_{0a}^{(2)} - \alpha_{0a}^{(2)*}).$$

令 $\alpha_{0a}^{(2)} = M + iN$, $\rho_{00}^{(2)} = K$, 则有 $N' = (-\beta_1 \Gamma_1 - \operatorname{tg} x)N$, 即

$$N = C \exp(-\beta_1 \Gamma_1 x + I_n |\cos x|), \quad (C = \text{常数})$$

由 $x=0$ 时, $\alpha_{0a}^{(2)}=0$ 得 $N|_{x=0}=0$, 即 $C=0$, 最后 $N=0$, 则方程组变为

$$M' = (-\beta_1 \Gamma_1 - \operatorname{tg} x)M + 4 B_1 (2K - 1) \cos^2 x,$$

$$K' = -\Gamma_1 K - 2 B_1 M.$$

由(11)式第 5 个方程有

$$\dot{\alpha}_{ca}^{(1)} = (i\delta - \beta_2\gamma_2 - \Delta \operatorname{tg} \Delta t) \alpha_{ca}^{(1)} - iI_2 \alpha_{ca}^{(0)} + i4I_1 \alpha_{cb}^{(1)} \cos^2 \Delta t,$$

由(11)式第4个方程有

$$\dot{\alpha}_{cb}^{(1)} = (i\delta - \beta_1\gamma_1 - \beta_2\gamma_2) \alpha_{cb}^{(1)} - iI_2 \rho_{cb}^{(0)} + iI_1 \alpha_{ca}^{(1)}.$$

由(11)式第3个方程有

$$\dot{\rho}_{cc}^{(2)} = -\gamma_2 \rho_{cc}^{(2)} + iI_2 (\alpha_{cb}^{(1)} - \alpha_{cb}^{(1)*}).$$

令 $\alpha_{cb}^{(1)} = U + iV$, $\alpha_{ca}^{(1)} = W \cos x + iS \sin x$, $(\delta/\Delta) = P$, $(\gamma_2/\Delta) = \Gamma_2$, $(I_2/\Delta) = B_2$, $\Delta t = x$, $\rho_{cc}^{(2)} = y$, $M = L \cos x$, 最后即得(12)式。

参 考 文 献

- [1] H. Samb; *Phys. Rev.*, 1973, **A7**, No. 6 (Jun), 2203~2213.
 [2] A. Guccione-Gush *et al.*; *Phys. Rev.*, 1974, **A10**, No. 5 (Nov), 1474~1487.
 [3] С. П. Гореславский, В. П. Крайнов; *ЖЭТФ*, 1979, **76**, No. 1 (Jan), 26~33.
 [4] 杨傅子等; «清华大学科学报告», 1984, TH84009, No. 163 (May), 1~14.
 [5] S. Feneuille, M. G. Schwehofer; *J. Physique*, 1975, **36**, No. 6 (Jun), 781~786.

On the relaxation effect of Stark splitted levels for a two-level system interacting with a symmetrical strong resonant bichromatic field

YANG FUZI

(Department of Applied Physics, Shanghai
Jiaotong University)

XU YIZHUANG

(Department of Physics, Tsinghua
University, Beijing)

(Received 28 April 1986; revised 2 July 1986)

Abstract

Using the semi-classical theory, density matrix method and probe-field approximation and taking into account the relaxation effect, we have investigate the Stark split phenomenon for a two-level system interacting with a strong resonant bichromatic field. In the case of two strong fields having same amplitude and symmetrical detuning of frequency, the relaxation effect not only influences the weight of splitted levels created from the optical Stark effect and broadens these levels, but new splitted levels can be found in a new position. It is predicted that new satellite lines of spectra can be observed in optical spectrum. These results differ considerably from that in the case of mono-chromatic field and previous work on the bichromatic field without taking into consideration of the relaxation. In the case of mono-chromatic the effect of relaxation only influences the weight and width of Stark splitted levels, but no new splitted levels can be found. Because the relaxation effect produced by spontaneous emission between upper and lower levels in real atom and molecule system, usually cannot be neglected, the results of this paper can be used in practical applications.

Key Words: Relaxation effect; Strong resonant bichromatic field populatio; Stark effect.