

## 原子在压缩光场中的拉比振荡

张卫平 谭维翰

(中国科学院上海光机所)

## Rabi oscillation of atoms in squeezed light field

Zhang Weiping, Tan Weihan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

**提要:** 本文应用位移变换方法导出了一个二能级原子在多模压缩光场中的动力学方程。在拉普拉斯变换的基础上,获得了原子偶极矩与反转粒子数密度的瞬态行为,并在此基础上详细讨论了原子的反转拉比振荡性质。

**关键词:** 压缩光场, 拉比振荡

## 一、引言

从 *stoler*<sup>[1]</sup> 提出光的压缩态以来,这一领域一直是量子光学主要研究对象之一。理论与实验都表明一些非线性光学过程有可能产生压缩光<sup>[2]</sup>。目前理论研究兴趣已转向压缩光与物质相互作用方面<sup>[3]</sup>。但对于一般非线性器件,由于仪器带宽的限制以及非线性导致的光子配对,实际的输出光场应该用多模压缩态描述<sup>[4]</sup>。本文应用位移变换方法导出了一个二能级原子与多模压缩光相互作用的动力学方程。对方程进行了 Laplace 变换,求得了原子偶极矩与反转粒子数随时间变化的关系。结果表明,它们除了以原子跃迁频率振荡外,相互作用引入了新的调制振荡成份,即通常的拉比(Rabi)振荡。不同于经典相干驱动,压缩光导致的原子拉比振荡频率不仅依赖于压缩光的振幅,而且与压缩光

正交位相成份的起伏的压缩因子和压缩方向有关。在适当的起伏压缩条件下,既使压缩光场有较大的振幅,这种拉比振荡成份也可能消失。

## 二、原子动力学方程

对于实际的非零带宽的非线性器件, *Oaves*<sup>[4]</sup> 研究了它的输出场态,即所谓的多模压缩态。理论上,这种场态可以从真空态中产生。它被定义为

$$\begin{aligned}
 |\psi\rangle &\equiv |\alpha(\nu), \xi(\epsilon)\rangle = \hat{D}[\alpha(\nu)] \hat{S}[\xi(\epsilon)] |10\rangle \\
 \hat{D}[\alpha(\nu)] &\equiv \exp\left\{ \int_L \frac{d\nu}{2\pi} \right. \\
 &\quad \times [\alpha(\nu) \hat{a}^+(\nu) - \alpha^*(\nu) \hat{a}(\nu)] \left. \right\} \\
 \hat{S}[\xi(\epsilon)] &\equiv \exp\left\{ \int_R \frac{d\epsilon}{2\pi} \right. \\
 &\quad \times [-\xi(\epsilon) \hat{a}^+(\omega+\epsilon) \hat{a}^+(\omega-\epsilon) \\
 &\quad \left. + \xi^*(\epsilon) \hat{a}(\omega+\epsilon) \hat{a}(\omega-\epsilon)] \right\} \quad (1)
 \end{aligned}$$

收稿日期: 1988年6月6日。

$\hat{D}[\alpha(\nu)]$ 是多模位移算符;  $\hat{S}[\xi(\epsilon)]$ 是多模压缩算符;  $\omega$ 是光场的载频频率。积分区间  $L$  是关于  $\omega$  对称的;

$$\epsilon \in R > 0,$$

$R$  是压缩光场的带宽范围, 且

$$\nu \pm \epsilon \in L;$$

$\alpha(\nu)$  是频率  $\nu$  的复函数, 它是压缩光场的复振幅的 Fourier 变换;

$$\xi(\epsilon) \equiv r(\epsilon) e^{-2i\varphi(\epsilon)}.$$

$r(\epsilon)$  是光场起伏的压缩因子,  $\varphi(\epsilon)$  是起伏的压缩方向。位移算符与压缩算符有特性:

$$\hat{D}^+ \hat{a}(\nu) \hat{D} = \hat{a}(\nu) + \alpha(\nu), \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \hat{S}^+ \hat{a}(\omega \pm \epsilon) \hat{S} &= \hat{a}(\omega \pm \epsilon) \cosh h[r(\epsilon)] \\ &\quad - \hat{a}^\pm(\omega \mp \epsilon) e^{-2i\varphi(\epsilon)} \sinh h[r(\epsilon)]. \end{aligned} \quad (2b)$$

其中频率为  $\nu$  的光子的产生与湮没算符满足对易关系:

$$[\hat{a}(\nu), \hat{a}(\nu')] = 0;$$

$$[\hat{a}(\nu), \hat{a}^\dagger(\nu')] = 2\pi\delta(\nu - \nu'). \quad (3)$$

另一方面, 根据 Caves 的讨论<sup>[5]</sup>, 在相互作用表象中, 电场算符有以下形式

$$\begin{aligned} \hat{E}_I &= e^{iH_A t/\hbar} \hat{E}_e e^{-iH_A t/\hbar} \\ &= \hat{e} \left[ \frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 v} \right]^{\frac{1}{2}} [\hat{a}^+(t) e^{i\omega t} - \hat{a}(t) e^{-i\omega t}] \end{aligned} \quad (4)$$

是电场自由 Hamiltonian。

$$\begin{aligned} a(t) &= \int_R \frac{d\epsilon}{2\pi} \left[ \left( \frac{\omega + \epsilon}{\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \hat{a}(\omega + \epsilon) e^{-i\epsilon t} \right. \\ &\quad \left. + \left( \frac{\omega - \epsilon}{\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \hat{a}(\omega - \epsilon) e^{i\epsilon t} \right] \end{aligned} \quad (5)$$

现在我们来研究一个二能级原子与上述多模压缩光的相互作用。在偶极近似与旋波近似下, 体系的哈密顿量是

$$H = H_f + H_a + H_I \quad (6)$$

$$H_a \equiv \frac{\hbar\omega_a}{2} \sigma_z,$$

$$H_I = -\mathbf{u} \cdot \hat{E}_s = -\hbar(g^* \sigma \hat{a}^\dagger + c.c.) \quad (7)$$

$\sigma_-, (\sigma^+)$  是原子的偶极算符;  $\sigma_z$  是反转粒子数密度算符;  $\omega_a$  是原子的跃迁频率;

$$g^* \equiv i \langle b | \mathbf{u} | a \rangle \cdot \hat{e} \left( \frac{\omega}{2\hbar\epsilon_0 v} \right)^{\frac{1}{2}}$$

是场与原子间的耦合系数。在相互作用表象中, 原子-场系统的密度矩阵

$$\hat{\rho}_{A-f} = \rho_f \otimes \rho$$

满足海森堡方程:

$$\dot{\rho}_{A-f} = \frac{1}{i\hbar} [H_I', \rho_{A-f}] \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} H_I' &= e^{i(H_a + H_f)t/\hbar} H_I e^{-i(H_a + H_f)t/\hbar} \\ &= -\hbar [g^* \sigma \hat{a}^\dagger(t) e^{-i\Delta\omega_a t} + c.c.]. \end{aligned} \quad (8b)$$

$$\Delta\omega_a \equiv \omega_a - \omega$$

是原子与场之间的失谐量。在初始时刻, 由于场与原子之间不存在关联性, 因此直接有

$$\rho_{A-f}(0) = \rho_f(0) \rho(0).$$

$\rho(0)$  是原子初始密度矩阵。

$$\rho_f(0) = |\psi\rangle\langle\psi|$$

是场的初始密度矩阵。对方程(8)作位移变换  $\hat{D}[\alpha(\nu)]$ , 则有

$$\dot{\tilde{\rho}}_{A-f} = \frac{1}{i\hbar} [\mathcal{H}_I, \tilde{\rho}_{A-f}],$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_I &= -\hbar [g^* \sigma \varepsilon^* e^{-i\Delta\omega_a t} + g^* \sigma \hat{a}^\dagger(t) e^{-i\Delta\omega_a t} \\ &\quad + c.c.]. \end{aligned} \quad (9)$$

$\mathcal{H}_I$  式中的第一项相当于经典相互作用,

$$\varepsilon = \int_L \alpha(\nu) e^{-i\nu t} \frac{d\nu}{2\pi}.$$

第二项是量子相互作用<sup>[6]</sup>。

$$\tilde{\rho}_{A-f} = \hat{D}^+ \rho_{A-f} \hat{D} = \rho_f' \otimes \rho,$$

$$\tilde{\rho}_{A-f}(0) = \rho_f'(0) \rho(0),$$

$$\rho_f'(0) = \hat{D}^+ |\psi\rangle\langle\psi| \hat{D} = S |0\rangle\langle 0| S^+.$$

以下我们仅讨论共振相互作用

$$\Delta\omega_a \equiv \omega_a - \omega = 0.$$

方程(9)中的经典部分很容易处理。当

$$|\varepsilon| \gg T \tau(\rho_{A-f} \hat{a}),$$

量子相互作用部分可以当成微扰来处理。根据文献[7, 8]方法, 在宽带极限  $\omega \gg \epsilon \gg \gamma$  情况下, 我们得到了在相互作用表象中原子的密度算符的运动方程<sup>[9]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & i[(g^* \varepsilon^* \sigma + g \varepsilon \sigma^+), \rho] \\ & + \frac{1}{2} \gamma (1 + \sin h^2 r) \\ & \times (2\sigma \rho \sigma^+ - \sigma^+ \sigma \rho - \rho \sigma^+ \sigma) \\ & + \frac{1}{2} \gamma \sin h^2 r (2\sigma^+ \rho \sigma - \sigma \sigma^+ \rho - \rho \sigma \sigma^+) \\ & - \left[ \frac{1}{2} \gamma \sin hr \cos hre^{-2i\varphi} \right. \\ & \left. \times (2\sigma^+ \rho \sigma^+ - \sigma^+ \sigma^+ \rho - \rho \sigma^+ \sigma^+) + c. c \right] \end{aligned} \quad (10)$$

其中  $\gamma = 2|g|^2$

是原子的自发辐射速率。

$$r \equiv r(\varepsilon)|_{\varepsilon=0}, \quad \varphi \equiv \varphi(\varepsilon)|_{\varepsilon=0}$$

由标准方法<sup>[7]</sup>, 将方程(10)投影到原子态表象, 这时

$$\sigma = |b\rangle\langle a|, \quad \sigma^+ = |a\rangle\langle b|;$$

$|a\rangle$ 是原子的上能态,  $|b\rangle$ 是下能态, 方程(10)最终变成:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ab} = & -\frac{1}{2} \gamma (1 + 2 \sin h^2 r) \rho_{ab} \\ & - \gamma \sin hr \cos hre^{-2i\varphi} \rho_{ba} - ig\varepsilon \Delta \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{ba} = & -\frac{1}{2} \gamma (1 + 2 \sin h^2 r) \rho_{ba} \\ & - \gamma \sin hr \cos hre^{2i\varphi} \rho_{ab} + ig^* \varepsilon^* \Delta \end{aligned} \quad (11b)$$

$$\begin{aligned} \dot{\Delta} = & -\gamma (1 + 2 \sin h^2 r) \Delta - \gamma + 2ig\varepsilon \rho_{ba} \\ & - 2ig^* \varepsilon^* \rho_{ab} \end{aligned} \quad (11c)$$

$$\Delta = \rho_{aa} - \rho_{bb}$$

给出了能级 $|a\rangle$ 与 $|b\rangle$ 之间反转粒子数密度。很明显, 当 $r=0$ 时, 方程(11)与通常的经典相干驱动下的原子 Bloch 方程完全一致。

### 三、原子的拉比振荡

本文中, 我们假定压缩光场中的参数 $\alpha(\nu)$ 满足

$$\alpha(\nu) = \alpha_0 \delta(\nu).$$

这样

$$\varepsilon = |\varepsilon| e^{i\phi}$$

为常数;  $\phi$ 被称为光场的相干激发方向<sup>[10]</sup>。对于这种情形, 方程(11)可以用 Laplace 变换求解。假定原子初始处于基态, 定义:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{ab}(s) \\ \tilde{\rho}_{ba}(s) \\ \tilde{\Delta}(s) \end{pmatrix} = \int_0^\infty \begin{pmatrix} \rho_{ab}(t) \\ \rho_{ba}(t) \\ \Delta(t) \end{pmatrix} e^{-st} dt \quad (12)$$

则有

$$\begin{pmatrix} s + \frac{1}{2} \gamma (1 + 2 \sin h^2 r) \\ \gamma \cos hr \sin hre^{2i\varphi} \\ i\Omega e^{i\phi} \\ \gamma \cos hr \sin hre^{-2i\varphi} \\ s + \frac{1}{2} \gamma (1 + 2 \sin h^2 r) \\ -i\Omega e^{-i\phi} \\ \frac{i\Omega}{2} e^{-i\phi} \\ -\frac{i\Omega}{2} e^{i\phi} \\ s + \gamma (1 + 2 \sin h^2 r) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \tilde{\rho}_{ab}(s) \\ \tilde{\rho}_{ba}(s) \\ \tilde{\Delta}(s) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ -(1 + \gamma/s) \end{pmatrix} \quad (13)$$

上式中  $\Omega \equiv |2g\varepsilon|$ 。

由(13)式解出 $\tilde{\rho}_{ab}(s)$ 与 $\tilde{\Delta}(s)$ 再作里曼-梅尔反演, 我们有 Schrödinger 表象中原子偶极矩与反转粒子数密度随时间的变化关系:

$$\begin{aligned} \langle u \rangle = & \mathbf{u}_{12} T r(\rho_s \sigma) + c. c \\ = & 2Re(\mathbf{u}_{12} \cdot \rho_{ab} e^{-i\omega_a t}) \\ = & \Omega Re \left\{ \frac{-\gamma \left( \frac{A}{2} + Be^{-i\phi} \right)}{s_0 s^+ s^-} e^{-i\omega_a t + i\phi} \right. \\ & + \frac{(s_0 + \gamma) \left( s_0 + \frac{A}{2} + Be^{-i\phi} \right)}{s_0 (s_0 - s^+) (s_0 - s^-)} \\ & \times e^{-i\omega_a t + i\phi + s_0 t} \\ & + \frac{(s^+ + \gamma) \left( s^+ + \frac{A}{2} + Be^{-i\phi} \right)}{s^+ (s^+ - s_0) (s^+ - s^-)} \\ & \times e^{-i\omega_a t + i\phi + s^+ t} \\ & \left. + \frac{(s^- + \gamma) \left( s^- + \frac{A}{2} + Be^{-i\phi} \right)}{s^- (s^- - s_0) (s^- - s^+)} \right\} \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} & \times e^{-i\omega_a t + i\phi + s^+ t} \end{aligned} \right\}, \quad (14a)$$

$$\Delta(t) = \frac{\gamma^2}{4s_0 s^+ s^-} \left\{ \begin{aligned} & \frac{\left[ \left( s_0 + \frac{A}{2} \right)^2 - B^2 \right] (s_0 + \gamma)}{s_0 (s_0 - s^+) (s_0 - s^-)} e^{s_0 t} \\ & \frac{\left[ \left( s^+ + \frac{A}{2} \right)^2 - B^2 \right] (s^+ + \gamma)}{s^+ (s^+ - s_0) (s^+ - s^-)} e^{s^+ t} \\ & \frac{\left[ \left( s^- + \frac{A}{2} \right)^2 - B^2 \right] (s^- + \gamma)}{s^- (s^- - s_0) (s^- - s^+)} e^{s^- t} \end{aligned} \right\}. \quad (14b)$$

其中  $A = \gamma(1 + 2 \sin^2 hr)$ ,  
 $B = \gamma \cos hr \sin hr$ ,  $\Delta\phi = 2(\varphi - \phi)$ .  
 $s_0, s^+$  与  $s^-$  是方程(13)系数矩阵行列式的零点。定义

$$\begin{aligned} P &= \Omega^2 - \frac{A^2}{12} - B^2, \\ Q &= \Omega^2 B \cos \Delta\phi - \frac{A}{3} \left( \frac{1}{2} \Omega^2 + B^2 - \frac{A^2}{36} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

当  $D = \frac{Q^2}{4} + \frac{P^3}{27} < 0$ ,  
 $s_0, s^+$  和  $s^-$  为实数时, 它们由下式给出

$$\begin{aligned} s_0 &= \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} + i\sqrt{|D|}} \\ &+ \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} - i\sqrt{|D|}} - \frac{2A}{3}, \\ s^+ &= \bar{\omega}_1 \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} + i\sqrt{|D|}} \\ &+ \bar{\omega}_2 \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} - i\sqrt{|D|}}, \\ s^- &= \bar{\omega}_2 \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} + i\sqrt{|D|}} \\ &+ \bar{\omega}_1 \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} - i\sqrt{|D|}}, \\ \bar{\omega}_1 = \bar{\omega}_2 &= \frac{-1 + \sqrt{3}i}{2}. \end{aligned} \quad (16a)$$

当  $D = \frac{Q^2}{4} + \frac{P^3}{27} = 0$ ,

三个零点中有两个重合, 这时  $s_0, s^\pm$  仍为实数, 且

$$s_0 = 2\sqrt[3]{-\frac{Q}{2}}, \quad s^+ = s^- = \sqrt[3]{\frac{Q}{2}}. \quad (16b)$$

通常  $D < 0$  与有较小的  $\Omega$  或较大的压缩因子  $r$  的压缩光场对应, 因此结合(14)式可知, (16a, b)给出了满足  $D < 0$  条件的压缩光场诱致的原子阻尼常数。然而当  $\Omega$  很大时, 对于一定的  $r$  和  $\Delta\phi$ , 条件

$$D = \frac{Q^2}{4} + \frac{P^3}{27} > 0$$

可以被满足, 则有

$$s_0 = \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} + \sqrt{D}} - \sqrt[3]{\frac{Q}{2} + \sqrt{D}} - \frac{2A}{3},$$

$$s^\pm = -k \pm i\Delta\Omega, \quad k = \frac{s_0 + 2A}{2},$$

$$\begin{aligned} \Delta\Omega &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \sqrt[3]{-\frac{Q}{2} + \sqrt{D}} \right. \\ & \left. + \sqrt[3]{\frac{Q}{2} + \sqrt{D}} \right). \end{aligned} \quad (16c)$$

将(16c)代入(14)中, 我们发现满足  $D > 0$  的压缩光场与原子相互作用不仅导致了阻尼因子  $s_0$  和  $k$ , 而且在偶极矩基频振荡  $\omega_0$  基础上产生了新的振荡成份  $\omega_0 + \Delta\Omega$  和  $\omega_0 - \Delta\Omega$ ;  $\Delta\Omega$  即为压缩光场诱致的拉比频率。与此同时, 原子的反转粒子数密度  $\Delta(t)$  也以拉比频率振荡, 这就是通常的反转粒子数脉动现象。下面仅讨论  $D > 0$  情况。将  $A, B$  代入(15)及(16c)中, 在下面两种情况下,  $s_0, s^\pm$  有较简单的形式:

$$s_0 = -\frac{\gamma}{2} e^{2r}, \quad s_\pm = -k \pm i\Delta\Omega$$

$$k = \gamma \left( \cos hr + \frac{1}{2} e^{-2r} \right),$$

$$\Delta\Omega = \sqrt{\Omega^2 - \frac{\gamma^2}{16}} e^{4r}; \quad (\Delta\phi = 0) \quad (17a)$$

和

$$s_0 = -\frac{\gamma}{2} e^{-2r}, \quad s^\pm = -k \pm i\Delta\Omega$$

$$k = \gamma \left( \cos hr + \frac{1}{2} e^{2r} \right),$$

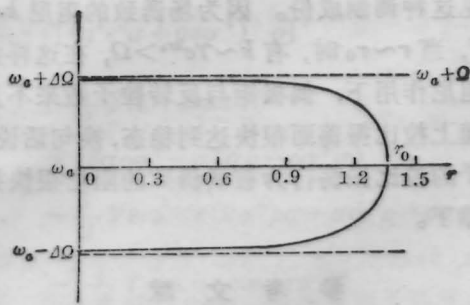


图 1 拉比频率与压缩因子的关系

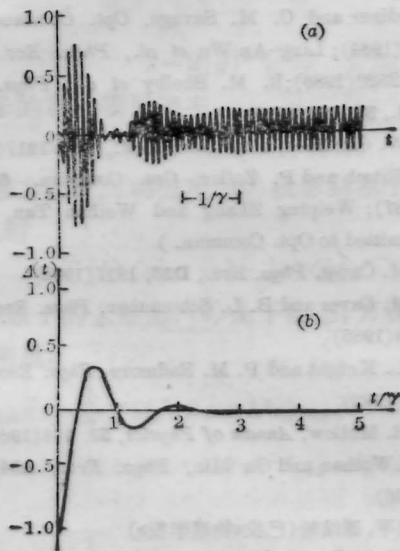


图 2

- (a) 原子偶极矩随时间的演化  
 $(\Omega/\gamma=5, \omega_a/\gamma=62.8, r \ll 1)$   
 (b) 原子反转粒子数随时间的演化  
 $(\Omega/\gamma=5, r \ll 1)$

$$\Delta\Omega = \sqrt{\Omega^2 - \frac{\gamma^2}{16} e^{-4r}}; \quad (\Delta\phi = \pi) \quad (17b)$$

(17)式表明在多模压缩光中,原子的拉比振荡频率  $\Delta\Omega$  既依赖于压缩因子  $r$ ,又依赖于相干激发方向与起伏压缩方向的夹角  $\varphi - \phi$ 。当  $\Delta\phi = 0 (\varphi = \phi)$ ,由(17a)发现对给定的  $\Omega$ ,  $\Delta\Omega$  随压缩因子  $r$  的增加而减小。若

$$r \geq r_c \equiv \ln(2\sqrt{\Omega/\gamma}), \quad D > 0$$

条件不再能满足,  $\Delta\Omega$  变成零或虚数,  $s_0, s^\pm$  则成为实数,这时拉比振荡现象消失。图 1 给出了  $\Delta\Omega$  随压缩因子  $r$  的变化曲线。在  $r$  较

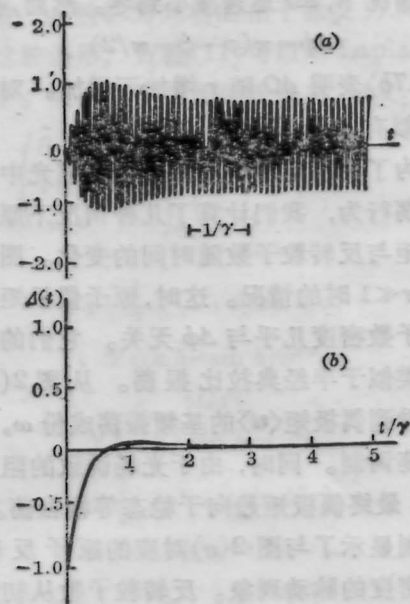


图 3

- (a) 原子偶极矩随时间的演化  
 $(\Delta\phi=0, \Omega/\gamma=5, \omega_a/\gamma=62.8, r=r_0=\ln(2\sqrt{\Omega/\gamma}))$   
 (b) 原子反转粒子数随时间的演化  
 $(\Delta\phi=0, \Omega/\gamma=5, r=r_0=\ln(2\sqrt{\Omega/\gamma}))$

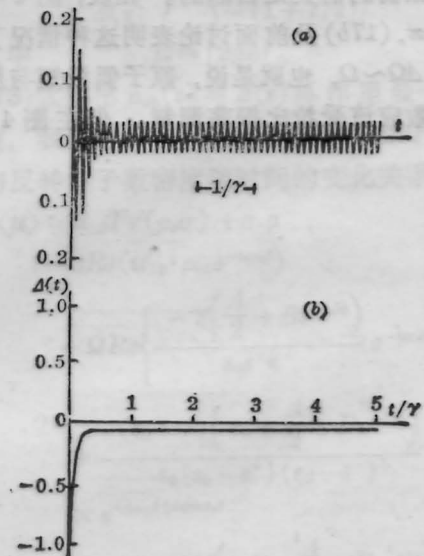


图 4

- (a) 原子偶极矩随时间的演化  
 $(\Delta\phi=\pi, \Omega/\gamma=5, \omega_a/\gamma=62.8, r=r_0=\ln(2\sqrt{\Omega/\gamma}))$   
 (b) 原子反转粒子数随时间的演化  
 $(\Delta\phi=\pi, \Omega/\gamma=5, r=r_0=\ln(2\sqrt{\Omega/\gamma}))$

大的情况下,  $\Delta\Omega$  迅速减小到零。然而, 在

$$\Delta\phi = \pi (\varphi - \phi = \pi/2)$$

时, (17b) 表明  $\Delta\Omega$  随  $r$  增加而增加。对  $\Omega \gg \gamma$ , 近似有  $\Delta\Omega \approx \Omega$ 。

为了更清楚地展现原子在压缩光中的拉比振荡行为, 我们计算了几种情况下原子的偶极矩与反转粒子数随时间的变化。图 2 给出了  $r \ll 1$  时的情况。这时, 原子偶极矩和反转粒子数密度几乎与  $\Delta\phi$  无关。它们的振荡性质类似于半经典拉比振荡。从图 2(a) 中可以看到偶极矩  $\langle u \rangle$  的基频振荡成份  $\omega_a$  受拉比振荡调制。同时, 由于光场诱致的阻尼的存在, 最终偶极矩趋向于稳态等幅振荡。图 2(b) 则显示了与图 2(a) 对应的原子反转粒子数密度的脉动现象。反转粒子数从初始值经过几个周期的振荡后, 在光场诱致的阻尼调制下趋于稳态值。然而对较大的压缩因子  $r \sim r_0$ , 图 3 和图 4 清楚地显示了拉比振荡现象的消失。图 3 对应  $\Delta\phi = 0$ 。根据 (17a) 式, 这种情况下, 对  $r \sim r_0$ , 严格有  $\Delta\Omega \sim 0$ , 因此拉比振荡的消失是自然的。相反, 图 4 中有  $\Delta\phi = \pi$ , (17b) 及前面讨论表明这种情况下应该有  $\Delta\Omega \sim \Omega$ , 也就是说, 原子偶极矩与反转粒子数应该受拉比振荡调制。但在图 4 中

未见这种调制成份。因为场诱致的阻尼  $k \sim \gamma e^{2r}$ , 当  $r \sim r_0$  时, 有  $k \sim \gamma e^{2r_0} > \Omega$ , 在这样大的阻尼作用下, 偶极矩与反转粒子数来不及跟随上拉比振荡而很快达到稳态, 换句话说, 原子的拉比振荡行为被场诱致的阻尼很快抑制掉了。

### 参 考 文 献

- 1 D. Stoler, *Phys. Rev.*, **D1**, 3217(1970)
- 2 H. P. Yuen, *Phys. Rev.*, **A13**, 2226(1976); C. W. Gardiner and C. M. Savage, *Opt. Commun.*, **50**, 173(1984); Ling-An Wu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 2520(1986); R. M. Shelby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 691(1986)
- 3 C. W. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1917(1986); H. Ritsch and P. Zoller, *Opt. Commun.*, **64**, 523(1987); Weiping Zhang and Weihan Tan, (to be submitted to *Opt. Commun.*)
- 4 C. M. Caves, *Phys. Rev.*, **D26**, 1817(1982)
- 5 C. M. Caves and B. L. Schumaker, *Phys. Rev.*, **A31**, 3068(1985)
- 6 P. L. Knight and P. M. Radmore, *Phys. Rev.*, **A26**, 676(1982)
- 7 B. R. Mollow, *Annals of Physics*, **52**, 464(1969)
- 8 Tan Weihan and Gu Min, *Phys. Rev.*, **A34**, 4070(1986)
- 9 张卫平, 谭维翰(已投《物理学报》)
- 10 G. J. Milburn, *Optica Acta*, **31**, 671(1984)