

文章编号: 0253-2239(2005)09-1277-6

压缩真空中梯形三能级原子的辐射压力*

谭磊^{1,2} 张琴¹ 汪志诚¹

(¹ 兰州大学物理系, 兰州 730000)
(² 兰州大学数学系, 兰州 730000)

摘要: 研究了压缩真空中梯形三能级原子在单色行波场中的辐射压力。从系统的哈密顿量出发, 利用玻恩-马尔可夫近似, 推导出了原子的光学布洛赫方程。此时用数值方法求得布洛赫方程的稳态解, 然后用图示法考察了原子的辐射压力随双光子失谐、拉比频率、自发发射率等参量的依赖关系。结果表明: 单光子跃迁和双光子跃迁可导致辐射压力出现各自的多普勒位移共振峰; 辐射压力表现出较宽的失谐范围且强烈依赖于压缩参量以及压缩真空和相干光之间的相位关系。当相位满足匹配条件时, 辐射压力减小。

关键词: 量子光学; 压缩真空; 梯形三能级原子; 辐射压力

中图分类号: O431 文献标识码: A

Radiation Pressure on a Ladder-Type Three-Level Atom in a Squeezed Vacuum

Tan Lei^{1,2} Zhang Qin¹ Wang Zhicheng¹

(¹ Department of Physics, Lanzhou University, Lanzhou 730000)
(² Department of Mathematics, Lanzhou University, Lanzhou 730000)

Abstract: The Radiation pressure of a moving ladder-type three-level atom in a squeezed vacuum is discussed. From the Hamiltonian of the atomic system, making use of Born-Markoff approximation, the optical Bloch equations are derived. As the time scales for the evolution of internal and external degrees of freedom are highly distinct, the steady-state solutions of the optical Bloch equations can be obtained using numerical calculation. Then the graphical method is used to discuss the dependence of the force on various parameters such as two-photon detuning, Rabi frequencies and spontaneous emissions. The result shows that the radiation pressure shows Doppler-shifted resonance peaks resulting respectively from one-photon and two-photon transitions, and the radiation pressure depends strongly on the relative phase of the driving field and the squeezed vacuum. When the phase matching condition is fulfilled, the dissipative force will be diminished.

Key words: quantum optics; squeezed vacuum; ladder-type three-level atom; radiation pressure

1 引 言

近年来光场与原子相互作用取得的令人瞩目的进展之一是实验上成功地实现了一系列中性原子的玻色-爱因斯坦凝聚^[1]。玻色-爱因斯坦凝聚的实现依赖于辐射场对原子的辐射压力。近 20 年来, 人们对原子在辐射场所受的辐射压力进行了深入的研究。Panat 和 Lawande^[2] 讨论了强场近似条件下的双色波场对三能级原子的作用, 他们给出了特殊条

件下辐射压力的解析表达式。孟祥旺等^[3] 探讨了激光微束光场辐射压力对微粒子的作用。Cashen 等^[4,5] 则给出了变频光场作用下原子的光学力。虽然已有许多作者研究了各种模型在光场所受的辐射压力, 但都是研究了真空场中初始光场为相干光场的情况, 而压缩真空光场不仅反映了压缩态的本质属性, 而且在物质(原子、分子或离子)的相互作用问题中有着重要的应用。自从压缩态光场在实验室

* 国家自然科学基金(10471056)和中国博士点科学基金(1999073001)资助课题。

作者简介: 谭磊(1973~), 男, 山东泰安人, 副教授, 博士, 主要从事理论物理学和冷原子物理研究。

E-mail: tanlei@lzu.edu.cn

收稿日期: 2004-11-18; 收到修改稿日期: 2005-01-31

制备实现之后, 压缩态与物质相互作用的研究引起了人们很大的兴趣^[6~12]

我们曾讨论了真空中梯形三能级原子的辐射压力及激光冷却^[13,14]。由于三能级原子与光场的作用可以有较大的质心运动动量转移, 使得三能级原子在真空库场中具有较二能级原子更大的辐射压力, 此辐射压力可以冷却原子导致更低的温度。对于真空中三能级原子与光场的相互作用而言, 控制辐射压力的主要参量有 (i) 两个失谐 (ii) 两个拉比频率和两个能级的线宽; 而对于压缩真空中三能级原子与光场的相互作用来说, 除具有与真空中相同的控制参量之外, 压缩参量及压缩真空和光场之间的相位差也将影响辐射压力, 因此研究压缩真空中三能级原子的辐射压力不仅可以丰富光与物质相互作用的内容, 而且可以为压缩真空中的多能级原子的激光冷却提供理论依据。鉴于此本文将文献[13]的模型推广到压缩真空的情况, 将详细讨论在宽带压缩真空中单色激光场对运动梯形三能级原子的辐射压力。通过数值计算, 利用图示法详细讨论辐射压力与参量双光子失谐、拉比频率、自发发射率、多普勒频移以及相干跃迁速率等参量的依赖关系。

2 模型和公式

考虑一个运动的梯形三能级原子, 此运动梯形三能级原子的本征态矢分别为 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$, 相应的能量本征值为 E_1 、 E_2 和 E_3 ($E_1 < E_2 < E_3$)。三能

级原子处在宽带压缩真空中与一单色辐射场耦合, 单色激光场的频率为 ω_L , 波矢值为 K 。单模光场与原子的 1-2 和 2-3 状态之间的跃迁耦合。态 $|1\rangle$ 和态 $|2\rangle$ 以及态 $|2\rangle$ 和态 $|3\rangle$ 之间的跃迁频率分别为 ω_{21} 和 ω_{32} , 且 $\hbar\omega_{ij} = E_i - E_j$ (图 1)。

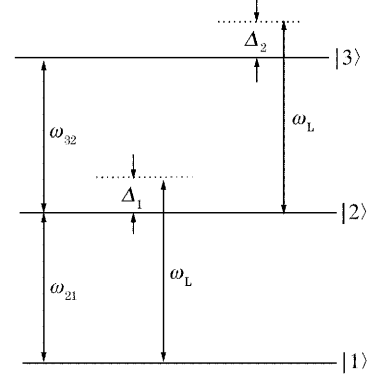


图 1 梯形三能级原子和频率为 ω_L 的单模光场耦合示意图, 光场频率与原子本征跃迁频率的失谐分别为

$$\Delta_1 = \omega_L - \omega_{21} \text{ 和 } \Delta_2 = \omega_L - \omega_{32}$$

Fig. 1 Three-level atom in a ladder configuration driven by a single laser field of frequency ω_L in a squeezed vacuum, detuned from the atomic transition frequency by $\Delta_1 = \omega_L - \omega_{21}$ and $\Delta_2 = \omega_L - \omega_{32}$

假设原子的电偶极矩为 μ_{ij} , 则 $\mu_{13} = 0$, 即态 $|1\rangle$ 和态 $|3\rangle$ 之间的直接跃迁是电偶极禁戒的。在电偶极近似和旋转波近似条件下, 描述单色激光场和梯形三能级原子相互作用系统的哈密顿量为

$$\begin{aligned} H &= H_0 + V_1(R, t) + V_s(R, t), \\ H_0 &= \frac{P^2}{2M} + \sum_{i=1}^3 \hbar\omega_i |i\rangle\langle i| + \sum \hbar\omega_\lambda \left(b_\lambda^\dagger b_\lambda + \frac{1}{2} \right), \\ V_1(R, t) &= -\frac{1}{2} i\hbar\Omega_1 \{ |2\rangle\langle 1| e^{i[\phi(R) - \omega_L t]} - |1\rangle\langle 2| e^{-i[\phi(R) - \omega_L t]} \} - \\ &\quad \frac{1}{2} i\hbar\Omega_2 \{ |3\rangle\langle 2| e^{i[\phi(R) - \omega_L t]} - |2\rangle\langle 3| e^{-i[\phi(R) - \omega_L t]} \}, \\ V_s(R, t) &= -\frac{1}{2} i\hbar \sum_\lambda \{ \Omega_\lambda^{(1)} b_\lambda |2\rangle\langle 1| - [\Omega_\lambda^{(1)}]^* b_\lambda^\dagger |1\rangle\langle 2| \} - \\ &\quad \frac{1}{2} i\hbar \sum_\lambda \{ \Omega_\lambda^{(2)} b_\lambda |3\rangle\langle 2| - [\Omega_\lambda^{(2)}]^* b_\lambda^\dagger |2\rangle\langle 3| \}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 R 和 P 分别为原子的位置算符和动量算符。 $V_1(R, t)$ 代表三能级原子与单模光场的相互作用哈密顿量, 而 $V_s(R, t)$ 则表示三能级原子与压缩真空库场的相互作用能。 M 表示原子的质量。 $\Omega_1 = \mu_{12} \cdot E_1 / \hbar$ 和 $\Omega_2 = \mu_{23} \cdot E_2 / \hbar$ 是光场强度 E_1 (E_2) 和电偶极矩所决定的拉比频率。 $\phi(R)$ 是驱动光场的相位, 对于行波场 $\phi(R) = K \cdot R$ 。 $b_\lambda^\dagger, b_\lambda$ 是压缩真空辐射场第 λ 场模的产生和湮没算符, $\Omega_\lambda^{(1)} = (\mu_{12} \cdot e_\lambda) \left(\frac{2\omega_\lambda}{\hbar\epsilon_0 V} \right)^{1/2}$ 和 $\Omega_\lambda^{(2)} = (\mu_{23} \cdot e_\lambda) \left(\frac{2\omega_\lambda}{\hbar\epsilon_0 V} \right)^{1/2}$ 为压缩真空第 λ 模式和原子的单光子耦合常数, 即单光子拉比频率。 e_λ 是第 λ 模光子的极化

矢量。

在海森伯绘景当中,位置算符 R 和动量算符 P 的运动方程分别满足

$$\dot{R} = \frac{1}{i\hbar}[R, H] = \frac{P}{M}, \quad \dot{P} = \frac{1}{i\hbar}[P, H] = -\nabla_R V_I(R, t) - \nabla_R V_S(R, t), \quad (2)$$

根据上述表达式,辐射压力可由动量算符的运动方程给出

$$F = \dot{P} = -\nabla_R V_I(R, t) - \nabla_R V_S(R, t), \quad (3)$$

因原子处在宽带压缩真空当中,因此所有与原子耦合的场模式全部被压缩,在马尔可夫近似下,宽带压缩真空的算符具有关联:

$$\begin{aligned} \langle b_\lambda(t)b_\mu^+(t') \rangle &= N(\omega_\lambda + 1)\delta(t-t'), & \omega_\lambda &= \omega_\mu \\ \langle b_\lambda(t)b_\mu^+(t') \rangle &= N(\omega_\lambda)\delta(t-t'), & \omega_\lambda &= \omega_\mu \\ \langle b_\lambda(t)b_\mu(t') \rangle &= M(\omega_\lambda)\delta(t-t'), & \omega_\lambda + \omega_\mu &= 2\omega_s \\ \langle b_\lambda^+(t)b_\mu^+(t') \rangle &= M^*(\omega_\lambda)\delta(t-t'), & \omega_\lambda + \omega_\mu &= 2\omega_s \end{aligned} \quad (4)$$

式中 ω_s 是压缩真空的载波频率,而 N 和 M 为压缩参量, N 表示压缩真空的平均光子数, M 则表示压缩真空的双光子关联强度.由于压缩真空为宽带的,因而 N 和 M 都与 ω_s 无关且遵守表达式: $N^2(\omega_\lambda) \leq |M(\omega_\lambda)|^2 \leq N(\omega_\lambda)[N(\omega_\lambda) + 1]$, 当 $M = \sqrt{N(N+1)}$ 时,压缩光场处于最小不确定压缩态,当 $M = 0$ 时,压缩真空简化为普通热库场,当 $N = 0$ 时,压缩光场退化为真空辐射场. $M(\omega_\lambda) = M(2\omega_s - \omega_\lambda) = |M(\omega_\lambda)| \exp(i\phi_s)$ 式中 ϕ_s 为压缩真空的相位.

将位置算符 R 用它的期望值 r 来代替是合理的.将相互作用的哈密顿量代入,由于自发辐射的各向同性,导致 $\langle \nabla_R V_S(R, t) \rangle = 0$, 可求得平均辐射压力的表达式:

$$f = \langle F \rangle = \text{Tr}(\rho F) = -\langle \nabla_R V_I(R) \rangle = \frac{1}{2} \{ \Omega_1 [\rho_{12} e^{i[\phi(R) - \omega_L t]} + \rho_{21} e^{-i[\phi(R) - \omega_L t]}] + \Omega_2 [\rho_{23} e^{i[\phi(R) - \omega_L t]} + \rho_{32} e^{-i[\phi(R) - \omega_L t]}] \}, \quad (5)$$

式中 ρ 是(系统)原子的约化密度算符,其矩阵元为 $\rho_{ij} = \langle i | \rho | j \rangle$, 约化密度算符所满足的运动方程,也就是主方程由下式给出^[15,16]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= \frac{1}{i\hbar}[H, \rho] - \frac{1}{2}(N+1) \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \{ [S_i^-, \rho S_j^+] + [S_i^- \rho, S_j^+] \} + \frac{1}{2}N \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \{ [S_i^+, \rho S_j^-] + [S_i^+ \rho, S_j^-] \} - \\ &\frac{1}{2}M \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \{ [S_i^+, \rho S_j^+] + [S_i^+ \rho, S_j^+] \} \exp(-2i\omega_s t) - \frac{1}{2}M^* \sum_{i,j} \Gamma_{ij} \{ [S_i^-, \rho S_j^-] + [S_i^- \rho, S_j^-] \} \exp(2i\omega_s t), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $S_1^+ = |2\rangle\langle 1|$, $S_1^- = |1\rangle\langle 2|$, $S_2^+ = |3\rangle\langle 2|$, $S_2^- = |2\rangle\langle 3|$. 上式求和 i, j 只限于 1, 2. 参量 Γ_{11} 和 Γ_{22} 分别表示状态 $|2\rangle$ 到态 $|1\rangle$ 以及状态 $|3\rangle$ 到态 $|2\rangle$ 跃迁的自发发射速率,而 Γ_{21} 为态 $|2\rangle - |3\rangle$ 的跃迁和状态 $|1\rangle - |2\rangle$ 之间的跃迁的相干跃迁速率,它们的表达式由下式给出:

$$\Gamma_{11} = \frac{\mu_{12}^2 \omega_{21}^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, \quad \Gamma_{22} = \frac{\mu_{23}^2 \omega_{32}^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3}, \quad \Gamma_{12} = \Gamma_{21} = \frac{\mu_{12} \cdot \mu_{23}}{6\pi\epsilon_0 \hbar c^3} (\omega_{12}^3 + \omega_{23}^3), \quad (7)$$

显然,当 μ_{12} 和 μ_{23} 正交时, $\Gamma_{12} = 0$. 在本文中,我们令 $\Gamma_{12} = \sqrt{\Gamma_{11}\Gamma_{22}}$.

利用绝热近似条件,在讨论原子的内态运动时,可以忽略方程(6)中的动能项的影响.从主方程出发,可以给出约化密度算符矩阵元 ρ_{ij} 所满足的运动方程,但是由方程(6)所给出的 ρ_{ij} 的方程包含复指数形式的时间因子,为了消除时间因子便于求解方程,对 ρ_{ij} 作如下变换, σ_{ij} 称为内态缓变密度矩阵元.

$$\begin{aligned} \sigma_{ii} &= \rho_{ii} \quad \text{for } i = 1, 2, 3; & \sigma_{12} &= \rho_{12} \exp\{i[\phi(R) - \omega_L t]\} = \sigma_{21}^*, \\ \sigma_{23} &= \rho_{23} \exp\{i[\phi(R) - \omega_L t]\} = \sigma_{32}^*; & \sigma_{13} &= \rho_{13} \exp\{2i[\phi(R) - \omega_L t]\} = \sigma_{31}^*, \end{aligned} \quad (8)$$

内态缓变密度矩阵元 σ_{ij} 所满足的方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial \tau} &= \frac{1}{2} \xi_1 (\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \gamma_1 [(N+1)\sigma_{22} - N\sigma_{11}] + \\ &\frac{1}{2} \gamma_{21} |M| \{ \sigma_{13} \exp[-i(\Delta_s t + \phi)] + \sigma_{31} \exp[i(\Delta_s t + \phi)] \}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \sigma_{22}}{\partial \tau} &= -\frac{1}{2} \xi_1 (\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \frac{1}{2} \xi_2 (\sigma_{23} + \sigma_{32}) + \gamma_2 [(N+1)\sigma_{33} - N\sigma_{22}] - \\
&\quad \gamma_1 [(N+1)\sigma_{22} - N\sigma_{11}] - \gamma_{21} |M| \{ \sigma_{13} \exp[-i(\Delta_s t + \phi)] + \sigma_{31} \exp[i(\Delta_s t + \phi)] \}, \\
\frac{\partial \sigma_{33}}{\partial \tau} &= -\frac{1}{2} \xi_2 (\sigma_{23} + \sigma_{32}) + \gamma_2 [(N+1)\sigma_{33} - N\sigma_{22}] + \\
&\quad \frac{1}{2} \gamma_{21} |M| \{ \sigma_{13} \exp[-i(\Delta_s t + \phi)] + \sigma_{31} \exp[i(\Delta_s t + \phi)] \}, \\
\frac{\partial \sigma_{12}}{\partial \tau} &= -\frac{1}{2} [\gamma_1 (2N+1) + \gamma_2 N + i(\Delta - \delta)] \sigma_{12} + \frac{1}{2} \xi_1 (\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \\
&\quad \gamma_{21} (N+1) \sigma_{23} - \left(\gamma_1 \sigma_{21} - \frac{1}{2} \gamma_{21} \sigma_{32} \right) |M| \exp[i(\Delta_s t + \phi)] + \frac{1}{2} \xi_2 \sigma_{12} + iK \cdot \nu \sigma_{12}, \\
\frac{\partial \sigma_{13}}{\partial \tau} &= -\frac{1}{2} [\gamma_1 N + \gamma_2 (N+1) + 2i\Delta] \sigma_{13} + \frac{1}{2} (\xi_1 \sigma_{23} - \xi_2 \sigma_{12}) - \\
&\quad \frac{1}{2} \gamma_{21} |M| (2\sigma_{22} - \sigma_{11} - \sigma_{33}) \exp[-i(\Delta_s t + \phi)] + \frac{1}{2} \xi_2 \sigma_{12} + 2iK \cdot \nu \sigma_{13}, \\
\frac{\partial \sigma_{23}}{\partial \tau} &= -\frac{1}{2} [\gamma_2 (2N+1) + \gamma_1 (N+1) + i(\Delta + \delta)] \sigma_{23} + \frac{1}{2} \xi_2 (\sigma_{33} - \sigma_{22}) - \\
&\quad \left(\gamma_2 \sigma_{33} - \frac{1}{2} \gamma_{21} \sigma_{21} \right) |M| \exp[i(\Delta_s t + \phi)] - \frac{1}{2} \xi_1 \sigma_{13} + \gamma_{21} N \sigma_{12} + iK \cdot \nu \sigma_{23}, \tag{9}
\end{aligned}$$

为了便于分析,在上述表达式中定义了如下标度化的变量:

$$\begin{aligned}
\tau &= (\Gamma_{11} + \Gamma_{22})t; \quad \gamma_1 = \frac{\Gamma_{11}}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \gamma_2 = \frac{\Gamma_{22}}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \gamma_{21} = \frac{\Gamma_{21}}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \xi_1 = \frac{\Omega_1}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \\
\xi_2 &= \frac{\Omega_2}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \Delta = \frac{\Delta_2 + \Delta_1}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \delta = \frac{\Delta_2 - \Delta_1}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \Delta_s = \frac{2\omega_s - \omega_L}{\Gamma_{11} + \Gamma_{22}}; \quad \nu = \frac{d\mathbf{r}}{d\tau}, \tag{10}
\end{aligned}$$

从方程(9)可以看出,方程中包含一个重要的参量 ϕ ,其定义为 $\phi = 2\phi(R) - \phi_s$,是两倍的激光场的相位与压缩真空相位的差值,原子的双光子吸收强烈依赖于 ϕ 值,它将对梯形三能级原子在压缩真空中辐射压力产生重要的影响。 σ_{21} , σ_{32} 以及 σ_{31} 所满足的时间微分方程可分别从方程(9)中取复共轭而得出。用矩阵元 σ_{ij} 及标度化的变量,平均辐射压力的表达式(5)可以重新表述为

$$f = -\frac{1}{2} \hbar K [\Gamma_{11} + \Gamma_{22}] [\xi_1 (\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \xi_2 (\sigma_{23} + \sigma_{32})], \tag{11}$$

利用方程(9)中的前三个微分方程,取其偏导数为零,可给出稳态情况下平均辐射压力的表达式,

$$f_{st} = \hbar K [\Gamma_{22} N (\sigma_{33} - \sigma_{22}) + \Gamma_{11} N (\sigma_{22} - \sigma_{11}) + \Gamma_{11} \sigma_{22} + \Gamma_{22} \sigma_{33}], \tag{12}$$

与真空中梯形三能级原子的辐射压力^[13]的形式相比可以看出,压缩真空中的辐射压力与 N 有关,这将导致辐射压力呈现出新的特征。利用 $\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1$,方程(12)可以变为

$$f_{st} = \hbar K [\Gamma_{11} + \Gamma_{22}] \frac{1}{1+\alpha} [\alpha N (\sigma_{33} - \sigma_{22}) + N (\sigma_{33} + 2\sigma_{22} - 1) + \sigma_{22} + \alpha \sigma_{33}], \tag{13}$$

式中 $\alpha \equiv \gamma_2/\gamma_1$ 定义为两个自发发射率的比值。一般情况下,压缩真空中的光学布洛赫方程的系数含有时间因子,为了简单起见,本文只讨论布洛赫方程的系数不含时间因子的稳态解情况,即单色光场的频率和压缩真空的载波频率相等。当 $\Delta_s = 0$ 时,布洛赫方程(9)的系数与时间无关,利用 $\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1$,并且取布洛赫方程(9)式的左边为零,利用标准矩阵的数值解法,我们便可求得光学洛赫方程的稳态解。

3 梯形三能级原子在压缩真空中的辐射压力

由于(9)式的复杂性,本文只能采用数值计算方法讨论三能级原子在压缩真空中的辐射压力。首先讨论一种特殊情况,即 $\xi_1 \gg \xi_2$,在这种情况下,三能级原子可以简化为二能级原子,求解方程(9)可以得到与文献[11]相同的结果。

图2考察了辐射压力与双光子失谐 Δ 及相位差 ϕ 的依赖关系。从图2中可以看出,辐射压力在 $\Delta \approx \delta$ 和

$\Delta \approx 0$ 处各出现一个峰值, 这与真空中的结果相同^[13], 其中 $\Delta \approx \delta$ 对应于能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 之间单光子跃迁过程, 而 $\Delta \approx 0$ 对应于双光子共振峰, 原子同时吸收两个光子从基态经过中间能级跃迁至第三个能级。压缩真空中三能级原子的辐射压力除了上述与真空中相同特征之外, 从图 2(b) 可以看出其强烈依赖于 N , 且随着 N 的增大, 辐射压力只在双光子共振区域出现一个峰值, 这是由于压缩真空有很强的双光子关联, 当 N 增大时, 双光子跃迁被加强, 单光子过程被抑制的缘故; 从图 2(a) 中还可看出辐射压力在 $\Delta \approx -\delta$ 附近有一个极弱的峰值, 此峰与能级 $|2\rangle - |3\rangle$ 之间的单光子跃迁有关。数值计算表明, 当 N 或 ξ 较小时, 辐射压力在 $\Delta \approx -\delta$ 处的峰值更明显, 当 N 或 ξ 增大时, 峰消失, 这是由于当 N 增大时辐射场的效应被压

缩效应湮没; 而当 ξ 增大时, 由于辐射场的功率增宽, 使得三能级所有能发生的跃迁过程都得到加强, $|1\rangle - |2\rangle$ 之间的单光子过程和 $|1\rangle - |2\rangle - |3\rangle$ 双光子过程对辐射压力的贡献远大于 $|2\rangle - |3\rangle$ 之间的单光子过程对辐射压力的贡献的缘故。比较图 2(a) 及图 2(b) 可以看出, 当 N 增大时, 辐射压力减小。这点也可从方程(13) 得到解释。此时 $f \propto N(\sigma_{33} - \sigma_{11}) + (\sigma_{22} + \sigma_{33})$, 一般情况下 $\sigma_{33} < \sigma_{11}$ 。从而第一项提供的是一个负值, 显然, 随着 N 的增大, 平均辐射压力反而越小。从图 2 中还可看出, 当相位差 $\phi = 0$, 辐射压力取最小, 这是由于 $\phi = 0$ 时强烈的双光子过程使得能级 $|2\rangle$ 的布居数出现极小值, 显然能自发辐射的光子数少, 从而导致辐射压力减少。

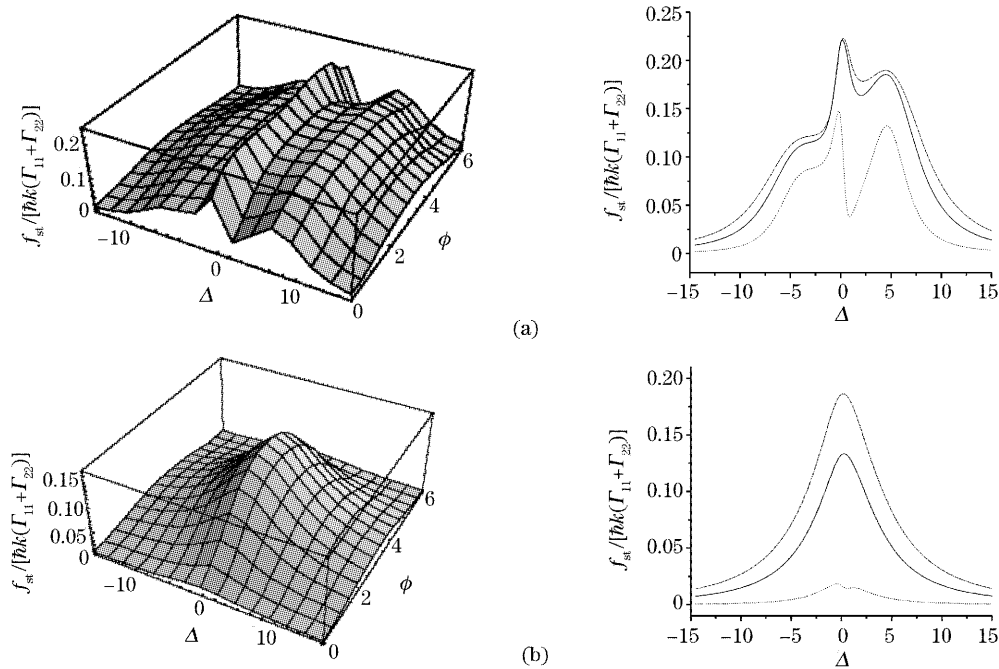


图 2 当参量 $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{21} = 0.5$, $\delta = 5$, $\xi_1 = \xi_2 = 2$, (a) $N = 1$, (b) $N = 10$ 时, 标度化辐射压力与双光子失谐 Δ 和相对相位 ϕ 的关系, 其中, $\phi = 0$ (dotted line), $\phi = \pi/2$ (solid line), $\phi = \pi$ (dashed line)

Fig. 2 The scaled radiation pressure as a function of two-photon detuning Δ and the relative phase ϕ , with $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_{21} = 0.5$, and detuning $\delta = 5$, Rabi frequencies $\xi_1 = \xi_2 = 2$, (a) $N = 1$, (b) $N = 10$ and different ϕ : 0 (dotted line), $\pi/2$ (solid line), π (dashed line)

当两个自发发射速率相差很大时, 辐射压力将减小或增大。图 3 给出了当 $\Gamma_{11} \neq \Gamma_{22}$ 时辐射压力与控制参量的关系。当 $\Gamma_{22} \gg \Gamma_{11}$ 时, 此时 $\tau_2 \ll \tau_1$, 由于能级 $|2\rangle$ 有很长的寿命。能级 $|2\rangle$ 到能级 $|1\rangle$ 的自发发射被抑制。此时能级 $|3\rangle$ 到能级 $|2\rangle$ 的自发辐射过程对压力影响占主导作用, 因此辐射压力在双光子跃迁区域 $\Delta \approx -\delta$ 有一峰; 当 $\Gamma_{22} \ll \Gamma_{11}$ 时, 与真空中的情况类似^[13], 原子同时吸收两个光子跃迁至能

级 $|3\rangle$, 由于 $|3\rangle$ 有较长的寿命, 能级 $|3\rangle$ 到能级 $|2\rangle$ 的自发发射被抑制, 此时能级 $|2\rangle - |1\rangle$ 之间的单光子自发辐射过程对压力起主导作用, 因此辐射在双光子区域 $\Delta \approx 0$ 有一谷值, 而在单光子区域 $\Delta \approx \delta$ 有一峰值。与真空中的辐射压力比较可以发现, 压缩真空中的辐射压力具有较宽的失谐范围, 这将更有利于原子在压缩真空中的激光冷却。

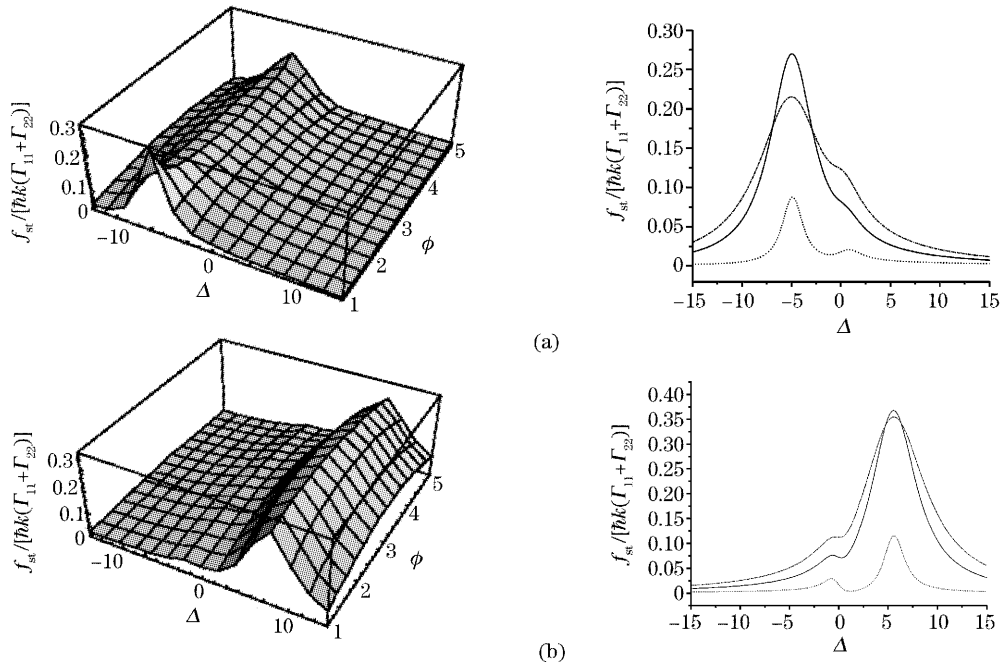


图3 当参量 $\delta=5, \xi_1=\xi_2=2, N=1$, (a) $\alpha=10^2$, (b) $\alpha=10^{-2}$ 时, 标度化辐射压力与双光子失谐 Δ 和相对相位 ϕ 的关系, 其中, $\phi=0$ (dotted line), $\phi=\pi/2$ (solid line), $\phi=\pi$ (dashed line)

Fig. 3 The scaled radiation pressure as a function of two-photon detuning Δ and the relative phase ϕ , with (a) $\alpha=10^2$, (b) $\alpha=10^{-2}$, and detuning $\delta=5$, Rabi frequencies $\xi_1=\xi_2=2$, $N=1$ and different ϕ : 0 (dotted line), $\pi/2$ (solid line), π (dashed line)

随着辐射场光强度的增大, 辐射压力出现饱和值, 适当选择参量 N 和相位差 ϕ 可给出:

$$f_{st} = \hbar k(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})/3, \quad \alpha = 1 \quad (14)$$

$$f_{st} = \hbar k(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})/4, \quad \alpha \gg 1 \quad (15)$$

$$f_{st} = \hbar k(\Gamma_{11} + \Gamma_{22})/5, \quad \alpha \ll 1 \quad (16)$$

当 $\alpha = 1$ 和 $\alpha \gg 1$ 时, 辐射压力与真空中的辐射压力^[13] 大小相等, 而当 $\alpha \ll 1$ 时, 辐射压力的饱和值大于真空中的辐射压力的饱和值^[14]。

参 考 文 献

- 1 J. R. Anglin, W. Ketterle. Bose-Einstein condensation of atomic gases[J]. *Nature*, 2002, **416**(6877): 211~218
- 2 P. V. Panat, S. V. Lawande. Optical forces in a three-level atom[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2000, **61**(6): 063406-1~063406-7
- 3 Meng Xiangwang, Li Yan, Ou Jiaming *et al.*. A study about the optical radiation press on corpuscule by laser microbeam [J]. *Laser J.*, 2001, **22**(2): 15~18 (in Chinses)
孟祥旺, 李岩, 欧家鸣等. 激光微束光场辐射压力对微粒子的作用[J]. *激光杂志*, 2001, **22**(2): 15~18
- 4 M. Cashen, O. Rivoire, V. Romanenko *et al.*. Strong optical forces in frequency-modulated light[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2001, **64**(6): 063411-1~063411-10
- 5 M. Cashen, H. Metcalf. Optical forces on atoms in nonmonochromatic light[J]. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 2003, **20**(5): 915~924
- 6 M. R. Ferguson, Z. Ficek, B. J. Dalton. Resonance fluorescence spectra of three-level atoms in a squeezed vacuum [J]. *Phys. Rev. (A)*, 1996, **54**(3): 2379~2390
- 7 Du Chunguang, Chen Zhaoyang, Zhang Jingtao *et al.*. Spontaneous emission from a three-level atom in a squeezed vacuum [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(3): 296~303 (in Chinese)
杜春光, 陈朝阳, 张敬涛等. 压缩真空中的三能级原子的自发辐射[J]. *光学学报*, 2000, **20**(3): 296~303
- 8 Xie Fangseng, Chen Mingyu, Liu Xiaoqing. Two-mode squeezed vacuum field interacting non-resonantly with a Λ -type three-level atom [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(1): 118~121 (in Chinese)
谢芳森, 陈明玉, 刘小青. 双模压缩真空场与 Λ 型三能级原子非共振作用[J]. *光子学报*, 2004, **33**(1): 118~121
- 9 M. A. Antón, O. G. Calderón, F. Carreno. Control of the inversionless gain and refractive index in a V-type atom via squeezed vacuum and quantum interference[J]. *Phys. Rev. (A)*, 2004, **69**(2): 023901-1~023901-14
- 10 Xu Jingping, Yang Yaping. Time-dependent atom-field coupling Jaynes-Cummings model under an initial squeezed state[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(11): 1577~1580 (in Chinese)
许静平, 羊亚平. 压缩态初始光场下变耦合系数的 Jaynes-Cummings 模型[J]. *光学学报*, 2004, **24**(11): 1577~1580
- 11 R. Graham, D. F. Walls, W. Zhang. Laser cooling in a squeezed vacuum[J]. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **44**(11): 7777~7784
- 12 K. Molmer, G. S. Agarwal. Cooling and deflection of atoms in a standing laser wave and a squeezed vacuum[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **120**(5): 275~281
- 13 Z. C. Wang, L. Tan. Dissipative force and laser cooling of a ladder-type three-level atom [J]. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 2003, **72**(9): 2213~2218
- 14 Tan Lei, Wang Zhicheng, Gu Huaiqiang. Radiation pressure and laser cooling of a three-level atom in a ladder configuration[J]. *Chin. Phys.*, 2004, **13**(7): 1005~1012
- 15 W. H. Louisell. *Quantum Statistical Properties of Radiation* [M]. New York: John Wiley, 1973. 395~405
- 16 Gardiner C W. *Handbook of Statistical Method in Physics, Chemistry and Natural Science* [M]. Berlin: Springer-Verlag, 1983. 435~458