

混合原子光机械系统中的量子相干控制

王 琦 戈 燕 刘练珍 张向阳

江南大学理学院, 江苏 无锡 214122

摘要 研究了原子相干及量子相干对混合原子光机械系统输出特性的影响。应用微扰方法及光腔的输入输出理论求解 Langevin 方程,得到了混合原子光机械系统对弱探测场的响应函数。分析了腔模与原子系统的耦合强度、量子干涉效应对混合原子光机械系统输出特性的影响。研究发现,控制原子系统的量子干涉效应,即可控制混合原子光机械系统的输出特性;改变原子系统的控制场强度,便可改变混合原子光机械系统的透明窗口宽度,从而得到由原子吸收谱调制的光机械系统的吸收谱;在光机械系统透明窗口中心区域可实现探测场的放大;改变原子系统中控制场或耦合场的失谐量,可以控制混合原子光机械系统的透明窗口位置。

关键词 原子与分子物理学;光机械系统;量子相干控制;电磁诱导透明

中图分类号 O431.2 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201636.1102001

Quantum Coherent Control in Hybrid Atom Optomechanical Systems

Wang Qi Ge Yan Liu Lianzhen Zhang Xiangyang

School of Science, Jiangnan University, Wuxi, Jiangsu 214122, China

Abstract The influence of atomic coherence and quantum coherence on the hybrid atom optomechanical system is studied. The Langevin equation is solved by the perturbation method and the optical cavity input-output theory, and the response function of the hybrid atom optomechanical system to weak probe field is obtained. The influence factors, including the coupling strength between the cavity mode and the atom system and the quantum interference effect on the output properties of the hybrid atom optomechanical system, are analyzed. It is found that the output properties of the hybrid atom optomechanical system can be controlled by controlling quantum interference effect. By changing the intensity of the controlling field, the width of the transparent window of the hybrid atom optomechanical system can be changed, and the absorption spectra of the optomechanical system modulated by the atom absorption spectrum is obtained. The probe field can be amplified in the center region of the transparent window of the hybrid atom optomechanical system. When the detuning of the controlling field or the coupling field is changed, the location of the transparent window of the hybrid atom optomechanical system can be controlled.

Key words atomic and molecular physics; optomechanical systems; quantum coherent control; electromagnetically induced transparency

OCIS codes 020.5580; 020.1670; 230.4910; 270.1670

1 引 言

电磁诱导透明现象是研究者在研究量子干涉过程中发现的一种有趣的物理现象,是一种在多能级原子系统中原子从不同能级跃迁到同一目标能级时几率幅之间的干涉相消现象^[1]。典型的电磁诱导透明系统为一个 Λ 型三能级系统,当原子系统与驱动场、探测场满足一定关系时,探测场与原子在两个能级之间跃迁共振而不被吸收,即原子系统对探测场完全透明^[2]。原子系统在电磁诱导透明配置下,可以产生诸如超大色

收稿日期: 2016-05-30; **收到修改稿日期:** 2016-07-13

基金项目: 国家自然科学基金(60875084, 61273017)、中央高校基本科研业务费专项资金(JUSRP211A24)、教育部留学回国人员科研启动基金

作者简介: 王 琦(1992—),女,硕士研究生,主要从事量子光学方面的研究。E-mail: 1263913469@qq.com

导师简介: 张向阳(1969—),男,博士,副教授,硕士生导师,主要从事量子光学、生物医学光学方面的研究。

E-mail: zhangxy@jiangnan.edu.cn(通信联系人)

散^[3-4]、慢光传输^[5-7]、相干光信息存储^[8-9]、高效多波混频^[10-13]等新的物理现象。电磁诱导透明技术为实现物质光学性质的改变提供了一种有效的方法,并且在量子相干控制领域具有重要应用。

近年来,随着纳米制造技术的发展,纳米机械系统(尤其是光机械腔系统)中宏观尺度的量子效应在实验和理论上都得到了广泛的研究^[14-16]。在耦合-探测模式下,Agarwal等^[17-18]理论上证明在光机械腔系统中存在类似 Λ 型原子系统的电磁诱导透明现象;在电磁诱导透明条件下,理论上进一步证明了纳米机械系统可以作为一个单光子路由器的可行性。Safavi-Naeini等^[19]制造了纳米光机械腔系统,从实验上实现了光机械腔系统中的电磁诱导透明和慢光传输。Shahidani等^[20]在光机械腔中置入非线性晶体,理论上研究了光机械腔系统中的非线性效应,发现光机械腔中的克尔非线性和参量下的转换过程都可以提高光机械腔透射场的压缩度,从而使得机械模和光模的纠缠度减小。Bariani等^[21]将相干原子置于光机械腔中形成混合原子光机械系统,利用原子的相干特性以及原子气体的色散性质、耗散特性等可以显著地改变光机械腔的响应,实现光机械冷却;利用光机械腔与原子之间的相互作用可以提高光机械系统的冷却效率^[21-22]。倒Y型四能级原子系统的研究表明,该原子系统存在两个透明窗口,通过量子相干控制可以控制透明窗口的相对位置和宽度^[23]。

本文在包含倒Y型四能级原子的混合原子光机械系统中,研究原子相干及量子相干对混合原子光机械系统输出特性的影响。应用微扰方法求解 Langevin 方程;应用光腔的输入输出理论推导包含倒Y型四能级原子的混合原子光机械系统对弱探测场的响应函数。分析腔场与原子之间的耦合强度、原子系统的电磁诱导透明等因素对混合原子光机械系统输出特性的影响。

2 理论模型

研究图1(a)所示的包含倒Y型四能级原子的混合原子光机械系统的光学特性。光机械系统由固定腔镜 L_1 与可移动的全反射纳米腔镜 L_2 组成。机械腔中包含倒Y型四能级原子的能级结构如图1(b)所示,能级 $|1\rangle$ 为基态,能级 $|2\rangle$ 为能量较低的亚稳态,能级 $|3\rangle$ 和能级 $|4\rangle$ 为能量较高的两个激发态。能级 $|1\rangle$ 、能级 $|2\rangle$ 及能级 $|4\rangle$ 的宇称相同,即它们之间的跃迁为偶极禁戒。光机械系统由频率为 ω_d 的激光场驱动。探测场的频率为 ω_p ,强度远小于系统驱动场的强度。在腔轴方向传输的腔场与原子在能级 $|3\rangle$ 、能级 $|1\rangle$ 之间的跃迁耦合。在垂直腔轴方向,传输频率为 ω_{c1} 的原子系统控制场与原子在能级 $|3\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 之间的跃迁耦合;传输频率为 ω_{c2} 的原子系统耦合场与原子在能级 $|4\rangle$ 和能级 $|3\rangle$ 之间的跃迁耦合。混合原子光机械系统哈密顿量的表达式为

$$H = \hbar\omega_0 a^\dagger a + \frac{P^2}{2m} + \frac{1}{2}m\omega_L^2 x^2 + \sum_i \hbar\omega_i \sigma_{ii} - \chi_0 a^\dagger a x + \hbar [g a \sigma_{31} + \Omega_1 \exp(-i\omega_{c1}t) \sigma_{32} + \Omega_2 \exp(-i\omega_{c2}t) \sigma_{43} + \text{H.c.}] + i\hbar \epsilon_d [a^\dagger \exp(-i\omega_p t) - a \exp(i\omega_p t)] + i\hbar [a^\dagger \epsilon_p \exp(-i\omega_p t) - a \epsilon_p^* \exp(i\omega_p t)], \quad (1)$$

式中 \hbar 为普朗克常数; ω_i 为能级 $|i\rangle$ 的本征频率; ω_0 为腔的谐振频率; a (a^\dagger)为腔场的湮灭(产生)算符; x 为可移动腔镜 L_2 的位置; P 为动量算符; m 为有效质量; ω_L 为可移动腔镜 L_2 的谐振频率; σ_{ij} 为原子算符及原子在相应能级之间的跃迁的升降算符, $\sigma_{ij} = |i\rangle\langle j|$ ($i, j = 1, 2, 3, 4$);H.c.为方括号中前几项的复共轭; ϵ^* 为 ϵ 的共轭。(1)式中第5项为腔场与可移动腔镜的相互耦合项,其中 χ_0 为腔场与可移动镜子之间的光机械耦合常数, $\chi_0 = -\hbar\omega_0/L$, L 为谐振腔的长度。(1)式中第6项为腔场、原子系统控制场、原子系统耦合场与原子的相互耦合项,其中 g 、 Ω_1 、 Ω_2 分别为腔场、原子系统控制光场及耦合光场与原子在相应能级之间跃迁耦合的拉比频率。(1)式中最后两项分别为激光驱动场、探测场与腔场之间的耦合项, ϵ_d ($\epsilon_d = \sqrt{2\kappa I_d/\hbar\omega_d}$)、 ϵ_p ($\epsilon_p = \sqrt{2\kappa I_p/\hbar\omega_p}$)分别为系统驱动光场和探测光场在谐振腔内的振幅,其中 I_d 、 I_p 分别为系统驱动光场和探测光场的光强, ϵ_d 为实数, κ 为与腔镜透射损耗相关的衰减速率。

讨论混合原子光机械系统对探测场的响应,即系统对探测场的电磁诱导透明及色散特性;讨论原子系统的量子相干对混合原子光机械系统光学性能的影响。仅考虑系统的平均响应特性,不考虑系统中的量子涨落。对哈密顿量作旋转变换,即令 $a = \bar{a} \exp(-i\omega_d t)$, $\sigma_{14} = \bar{\sigma}_{14} \exp[-i\omega_{c2} + \omega_d t]$, $\sigma_{12} = \bar{\sigma}_{12} \exp[i\omega_{c1} - \omega_d t]$, σ_{13}

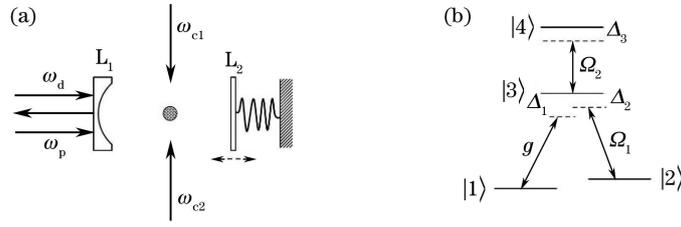


图 1 (a)混合原子光机械系统结构示意图；(b)倒 Y 型四能级原子的能级结构示意图

Fig. 1 (a) Structural diagram of hybrid atom optomechanical system; (b) energy level structural diagram of inversed Y-type four-level atom

$=\bar{\sigma}_{13}\exp(-i\omega_d t)$, 得到各算符平均值的 Langevin 方程为

$$\langle \dot{\bar{a}} \rangle = -\left(\kappa + i\Delta_0 - i\frac{\chi_0}{\hbar}\langle x \rangle \right) \langle \bar{a} \rangle - ig\langle \bar{\sigma}_{13} \rangle + \epsilon_d + \epsilon_p \exp(-i\delta t), \quad (2)$$

$$\langle \dot{\bar{\sigma}}_{13} \rangle = -(\gamma_1 + i\Delta_1)\langle \bar{\sigma}_{13} \rangle - i(g\langle \bar{a} \rangle + \Omega_1\langle \bar{\sigma}_{12} \rangle + \Omega_2\langle \bar{\sigma}_{14} \rangle), \quad (3)$$

$$\langle \dot{\bar{\sigma}}_{12} \rangle = -[\gamma_2 + i(\Delta_1 - \Delta_2)]\langle \bar{\sigma}_{12} \rangle - i\Omega_1\langle \bar{\sigma}_{13} \rangle, \quad (4)$$

$$\langle \dot{\bar{\sigma}}_{14} \rangle = -[\gamma_3 + i(\Delta_1 + \Delta_3)]\langle \bar{\sigma}_{14} \rangle - i\Omega_2\langle \bar{\sigma}_{13} \rangle, \quad (5)$$

$$\langle \dot{\bar{x}} \rangle = \frac{\langle P \rangle}{m}, \quad (6)$$

$$\langle \dot{P} \rangle = -\gamma_L\langle P \rangle - m\omega_L^2\langle x \rangle + \chi_0\langle \bar{a}^+ \rangle\langle \bar{a} \rangle, \quad (7)$$

式中 κ 为腔内光场的衰减系数; γ_i ($i=1,2,3$) 为原子相关项 σ_{13} 、 σ_{12} 、 σ_{14} 的衰减系数, γ_L 为可移动腔镜的阻尼系数; Δ_1 ($\Delta_1 = \omega_{31} - \omega_d$)、 Δ_2 ($\Delta_2 = \omega_{32} - \omega_{c1}$)、 Δ_3 ($\Delta_3 = \omega_{43} - \omega_{c2}$) 分别为各个光场与原子在相应能级之间跃迁的失谐量; Δ_0 为驱动场相对腔膜的失谐量, $\Delta_0 = \omega_0 - \omega_d$; δ 为驱动场与探测场的频率差, $\delta = \omega_p - \omega_d$; ω_d 为驱动场的频率; ω_{ij} 为能级 $|i\rangle$ 与能级 $|j\rangle$ 之间的频率差, $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ 。在 (2) ~ (7) 式的推导过程中, 采用了平均场(因子化)近似^[17] 方法。

在混合原子光机械系统中, 原子与腔场及垂直光机械系统轴向传输的两个激光场直接耦合, 与光机械腔系统的驱动场及可移动腔镜无直接的相互作用。腔场将原子系统与光机械系统的相互作用联系起来, 原子系统通过改变谐振腔中的腔场, 影响混合光机械系统对探测场的响应。(2)~(7)式为一个非线性方程组, 其稳态解包含了无穷多个频率成分。主要讨论混合原子光机械系统在探测场频率附近的特性, 即分析在边带可区分区域混合原子光机械系统对探测场的响应。假设系统驱动场的强度远大于探测场的强度, 将探测场作为系统的微扰处理, 方程组解的形式可表示为

$$\langle Q \rangle = Q_0 + Q_+ \epsilon_p \exp(-i\delta t) + Q_- \epsilon_p^* \exp(i\delta t), \quad (8)$$

式中 Q 可以取 \bar{a} 、 x 、 P 、 $\bar{\sigma}_{13}$ 、 $\bar{\sigma}_{12}$ 、 $\bar{\sigma}_{14}$ 。将 (8) 式的解代入 (2) ~ (7) 式, 比较 ϵ_p (ϵ_p^*) 的系数可得

$$\bar{a}_0 = \epsilon_d / [\kappa + i\Delta + (g^2/\Gamma)], \quad (9)$$

$$\bar{a}_+ = M_1 / [M_1 M_2 - (4\omega_L^2 \beta^2 / k^2)], \quad (10)$$

$$(\bar{\sigma}_{13})_+ = -(ig/\Gamma_-)\bar{a}_+, \quad (11)$$

式中 $\Gamma = \Gamma_1 + \frac{\Omega_1^2}{\Gamma_2} + \frac{\Omega_2^2}{\Gamma_3}$, $\Gamma_1 = \gamma_1 + i\Delta_1$, $\Gamma_2 = \gamma_2 + i(\Delta_1 - \Delta_2)$, $\Gamma_3 = \gamma_3 + i(\Delta_1 + \Delta_3)$, $\Gamma_{\pm} = \Gamma_1 \pm i\delta + \frac{\Omega_1^2}{\Gamma_2 \pm i\delta} + \frac{\Omega_2^2}{\Gamma_3 \pm i\delta}$, $\Delta = \omega_0 - \omega_d - \frac{2\beta}{\omega_L}$, $\beta = \frac{\chi_0^2 |\bar{a}_0|^2}{2m\hbar\omega_L}$, $M_1 = \kappa - i(\Delta + \delta) + \frac{g^2}{\Gamma_+} + 2i\frac{\omega_L\beta}{k}$, $M_2 = \kappa + i(\Delta - \delta) + \frac{g^2}{\Gamma_-} - 2i\frac{\omega_L\beta}{k}$, $k = \omega_L^2 - \delta^2 + i\delta\gamma_L$ 。

为了得到系统的输出场, 利用光腔的输入-输出关系^[24]

$$\epsilon_{out}(t) + \epsilon_d + \epsilon_p \exp(-i\delta t) = 2\kappa\langle \bar{a} \rangle, \quad (12)$$

将输出场 $\epsilon_{out}(t)$ 按照 (8) 式的形式展开, 即 $\epsilon_{out}(t) = \epsilon_{out_0} + \epsilon_{out_+} \epsilon_p \exp(-i\delta t) + \epsilon_{out_-} \epsilon_p^* \exp(i\delta t)$, 得到混合原子光机械系统对探测场在频率 ω_p 处的响应为

$$\epsilon_{out_+} + 1 = 2\kappa\bar{a}_+ = \chi. \quad (13)$$

由(13)式可以看出,混合原子光机械系统中原子的状态影响混合原子光机械系统的输出特性。将(13)式改写为实部加虚部的形式,即 $2\kappa\bar{a}_+=\chi=\text{Re}(\chi)+i\text{Im}(\chi)$,实部 $\text{Re}(\chi)$ 表示混合原子光机械系统输出总场的吸收特性,虚部 $\text{Im}(\chi)$ 表示混合原子光机械系统输出总场的色散特性。实验中,混合原子光机械系统的输出特性可通过零差检测技术获得^[24]。

3 数值模拟与结果分析

光机械系统与原子系统之间的耦合是通过腔场与倒 Y 型四能级原子在能级 $|1\rangle$ 和能级 $|2\rangle$ 之间跃迁耦合实现的,若忽略它们之间的相互作用(即 $g=0$),则(9)~(11)式退化为驱动-探测模式下的光机械系统。此时,在系统驱动场作用下的光机械系统对探测场的响应存在电磁诱导透明现象,透明窗口的宽度随系统驱动场的强度的增强逐渐变宽^[17]。倒 Y 型四能级原子系统可以看作由 Ξ 形三能级系统与 Λ 型三能级系统共用两个能级构成,原子系统存在两个透明窗口^[23]。在混合原子光机械系统中,倒 Y 型四能级原子系统对腔场的响应与原子极化率 $\chi_a = \frac{(\bar{\sigma}_{13})_+}{\bar{a}_+} = -\frac{ig}{\Gamma_-}$ 成正比,实部与原子系统的色散相关,虚部与原子系统的吸收相关。

分析混合光机械系统中腔场与原子之间的耦合强度对混合原子光机械系统输出特性的影响。数值模拟中,参照文献[16]的实验数据,选取光机械腔参数为: $\lambda=1064\text{ nm}$, $D=25\text{ mm}$, $m=145\text{ ng}$, $\kappa=430\pi\text{ kHz}$, $\omega_L=1894\pi\text{ kHz}$, $\gamma_L=282\pi\text{ Hz}$ 。光机械腔系统的机械品质因子 $Q=\omega_L/\gamma_L=6700$ 。当系统驱动场能量分别为 1 mW 和 6.9 mW 时,不同腔场与原子耦合强度下混合原子光机械系统对探测场的吸收和色散曲线如图 2 所示。选取参数为: $\Delta_1=\omega_L$, $\Delta_2=0$, $\Delta_3=0.5\omega_L$, $\Omega_1=\Omega_2=0.5\pi\text{ MHz}$, $\gamma_1=1.25\text{ MHz}$, $\gamma_2=\gamma_3=1.25\text{ kHz}$ 。当 $g=0$ 时,腔场与原子之间无相互作用,这时光机械腔系统在驱动-探测模式下运行,结果与文献[17]相同[图 2(a)~(d)中实线]。当 $g\neq 0$ 时,系统的响应发生明显变化:当 $g\leq 0.25\pi\text{ MHz}$ 时,吸收峰减小,透明窗口变窄,色散曲线两侧出现偏离;当 $g> 0.25\pi\text{ MHz}$ 时,系统的两个吸收峰开始分裂为两个峰,随着耦合强度进一步增强,分裂出的两个峰分别向两侧移动,原来的吸收峰向透明窗口中心移动,导致透明窗口变窄,形成多个透明窗。随着耦合强度 g 的增强,色散曲线从类似单透明窗口时原子系统的色散曲线变为类似于多透明窗时原子系统的色散曲线;四能级原子系统的透明窗口位置未产生变化;吸收峰增强;透明窗口变宽。以上现象主要是由于在倒 Y 型四能级系统中,透明窗口的位置由 $\text{Im}(\chi_a)$ 的零点位置(即 Γ_- 中的 δ 和相对失

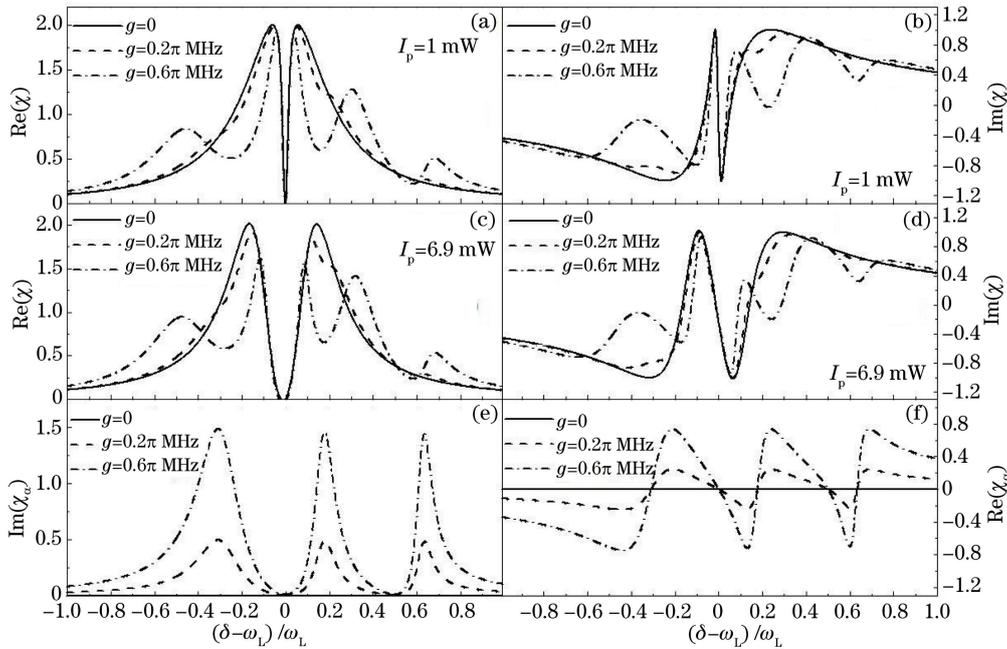


图 2 不同耦合强度下混合原子光机械系统对探测场的响应

Fig. 2 Response of the hybrid atom optomechanical system to the probe field under different coupling strengths

谐量)决定,且吸收峰强度与耦合强度成正比[图 2(e)].图 2 是在光机械腔系统的透明窗口与倒 Y 型四能级原子系统在原子能级 $|1\rangle$ 、能级 $|2\rangle$ 及能级 $|3\rangle$ 之间形成的电磁诱导透明窗口的位置重合的条件下得到的结果.图 2(a)、(c)和图 2(b)、(d)分别为混合原子光机械系统对探测场的吸收曲线和色散曲线,图 2(e)、(f)分别为原子系统的吸收曲线和色散曲线.图中 $(\delta-\omega_m)/\omega_m$ 为归一化频率.当光机械腔系统的透明窗口位置落在原子能级 $|1\rangle$ 、能级 $|3\rangle$ 、能级 $|4\rangle$ 之间形成的电磁诱导透明窗口内时,可以得到与图 2 相似的结果.当光机械腔系统的透明窗口中心与原子吸收峰位置重合时,随着腔场与原子之间耦合强度增强,混合原子光机械系统的吸收峰产生分裂,透明窗口变窄.耦合较强时,透明窗口变得很宽,但由于原子吸收很强,混合原子光机械系统对探测场不是完全透明.

图 3 为混合原子光机械系统对探测场的响应函数的实部 $\text{Re}(\chi)$ 和虚部 $\text{Im}(\chi)$ 随归一化频率、腔场与原子之间耦合强度变化的三维曲线.从图中可以看出,随着耦合强度的增强,吸收峰出现分裂.由于混合原子光机械系统处于非对称状态(光机械腔的透明窗口与原子系统两个透明窗口中的一个重合),系统吸收峰随着耦合强度变化并不对称,形成两个透明窗口.当 $g < \omega_L$ 时,两个透明窗口都随着耦合强度的增强逐渐变宽,但原透明窗口变化较慢.当 $g > \omega_L$ 时,原透明窗口随着耦合强度的增强迅速变窄,新形成的透明窗口随着耦合强度的增强进一步展宽.随着腔场与原子之间耦合强度的增强,系统对探测场的色散也由单透明窗口时的标准色散曲线演化为与吸收曲线相似的曲线.计算中, $I_d = 5 \text{ mW}$,其他参数与图 2 相同,

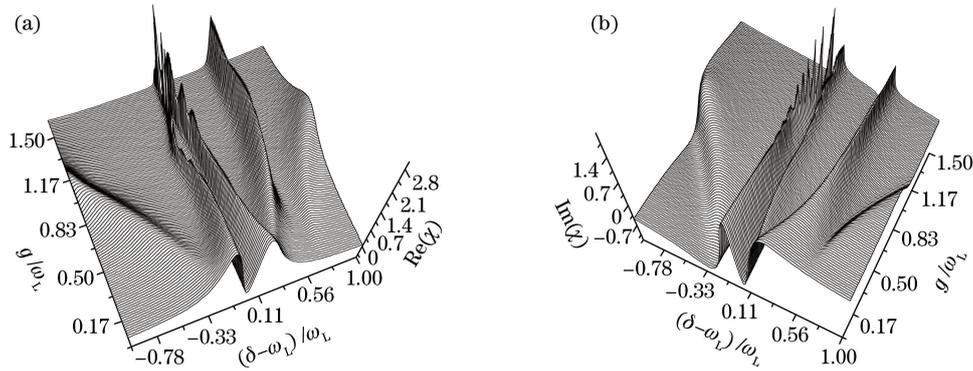


图 3 混合原子光机械系统的响应随归一化频率和耦合强度的变化。(a) 实部;(b) 虚部

Fig. 3 Response of hybrid atom optomechanical system changing with normalized frequency and coupling strength.

(a) Real part; (b) imaginary part

混合原子光机械系统的光学性能与系统中原子的量子状态相关,通过控制机械腔内原子的量子状态,可控制混合原子光机械系统的光学特性.图 4(a)、(c)为腔内原子极化率曲线的虚部 $[\text{Im}(\chi_a)]$ 随原子系统控制场强度、归一化频率的变化曲线.图 4(b)、(d)为混合原子光机械系统对探测场响应曲线的实部 $[\text{Re}(\chi)]$ 随原子系统控制场强度、归一化频率的变化曲线.系统驱动场的强度 $I_d = 5 \text{ mW}$,图 4(a)、(b)中, $\Delta_1 = \omega_L$, $\Delta_2 = 0$;图 4(c)、(d)中, $\Delta_1 = \Delta_2 = \omega_L$;其他参数与图 2 相同.图 4(a)、(b)中,当 $\Omega_1 = 0$ (即原子系统控制光场不存在),腔内倒 Y 型四能级原子系统转化为 Ξ 形三能级系统,存在一个透明窗口,此时混合原子光机械系统在原子透明窗口位置存在一个较强的吸收峰,在不包含透明窗口的位置($\delta = \omega_L$)同样存在一个较宽的透明窗口.随着原子系统控制场的增强,腔内的倒 Y 型四能级原子系统呈现两个透明窗口,混合原子光机械系统在 $\delta = \omega_L$ 处的透明窗口始终存在,透明窗口的宽度随着原子系统控制场的增强逐渐变窄.随着原子系统控制场强度的增强,混合原子光机械系统两边吸收峰的位置移动到原子吸收峰的位置.当原子系统控制场较强时,混合原子光机械系统的吸收谱近似为原子吸收谱对光机械系统吸收谱的调制,混合原子光机械系统中出现了多个透明窗,如图 4(b)、(d)所示.

值得注意的是,由于原子系统的存在,混合原子光机械系统透明窗口的中心位置附近存在一个很宽的负吸收区域,即混合原子光机械系统在该区域内对探测场存在较强的放大作用,如图 5 中插图所示.图 5 为混合原子光机械系统中包含原子与光机械系统相互作用及不包含原子与光机械系统相互作用时系统的吸收曲线.图中实线和虚线分别为包含原子的混合原子光机械系统的吸收谱,点线为不包含原子的光机械系统的

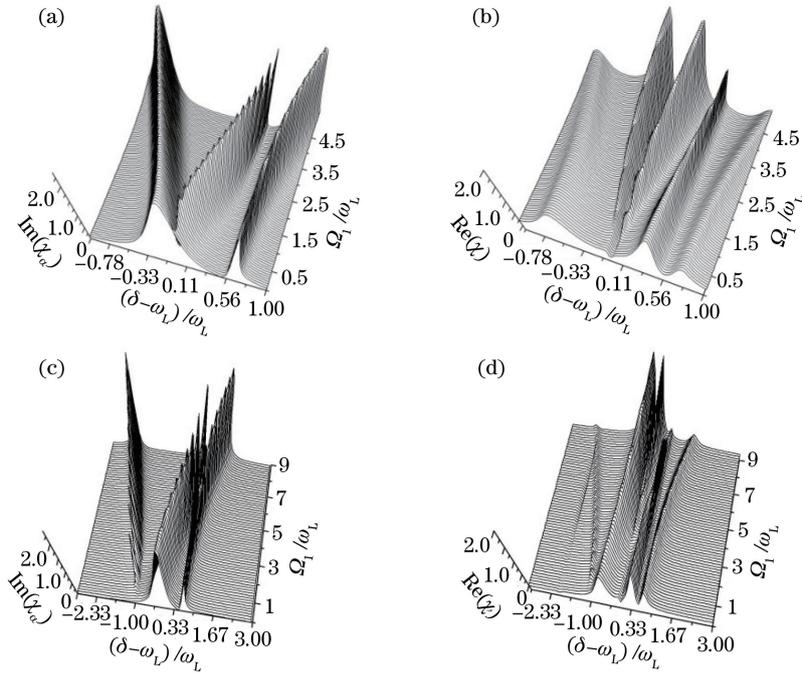


图 4 (a)(c)原子极化率函数的虚部和(b)(d)混合原子光机械系统响应函数的实部随归一化频率和控制场强度的变化
 Fig. 4 Variations in (a)(c) imaginary part of atomic polarizability function and (b)(d) real part of response function of hybrid atom optomechanical system with normalized frequency and controlling field strength

吸收谱。实线对应的参数为： $\Delta_1 = \Delta_2 = \omega_L, \Omega_1 = 8$ MHz；虚线对应参数为： $\Delta_1 = \omega_L, \Delta_2 = 0, \Omega_1 = 4.5$ MHz；其他参数与图 2 相同。在腔场与原子系统的作用过程中，原子跃迁通道 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 对腔场透明，但是由于原子系统控制场和耦合场的共同作用，原子在能级 $|3\rangle$ 的布局使得探测场得到放大。

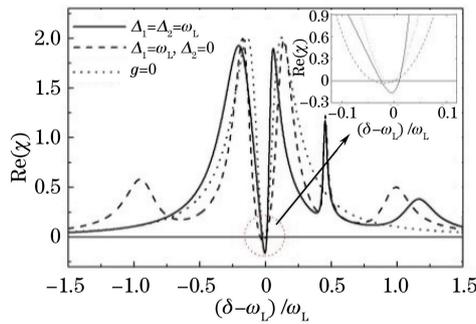


图 5 混合原子光机械系统的吸收谱

Fig. 5 Absorption spectra of hybrid atom optomechanical system

图 6 为原子系统控制场失谐量 Δ_2 、原子系统耦合场失谐量 Δ_3 的变化对混合原子光机械系统吸收特性的影响。图 6(a)、(c)为倒 Y 型四能级原子系统极化率函数的虚部 $[\text{Im}(\chi_a)]$ 随原子系统控制场失谐量和耦合场失谐量变化的等高图。图 6(b)、(d)为混合原子光机械系统响应函数的实部 $[\text{Re}(\chi)]$ 随原子系统控制场失谐量和原子系统耦合场失谐量变化的等高图。图 6(a)、(b)中， $\Delta_1 = \omega_L, \Delta_3 = 0.5\omega_L$ ；图 6(c)、(d)中， $\Delta_1 = \omega_L, \Delta_2 = 0.5\omega_L$ ；其他参数与图 2 相同。在原子系统控制场失谐量从负值到正值的变化过程中，原子系统在短波区域的吸收峰向长波区域移动。随着原子吸收峰位置的移动，混合原子光机械系统的吸收谱发生相应变化，即混合原子光机械系统的吸收谱为原子系统的吸收光谱对不包含原子的光机械系统的吸收谱的调制。在原子系统耦合场失谐量从负值到正值的变化过程中，原子系统在长波区域的吸收峰向短波区域移动。同样得到混合原子光机械系统的吸收谱为原子系统吸收光谱对不包含原子的光机械系统吸收谱的调制。

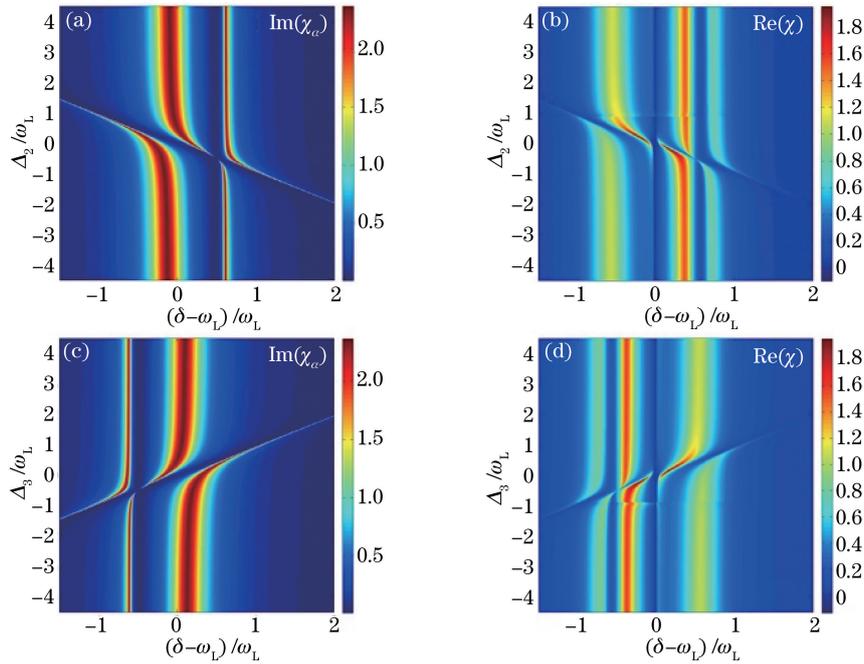


图 6 (a)(c)原子极化率函数的虚部和(b)(d)混合原子光机械系统响应函数的实部随归一化频率、失谐量的变化
Fig. 6 Variations in (a)(c) imaginary part of atomic polarizability function and (b)(d) real part of response function of hybrid atom optomechanical system with normalized frequency and detuning

4 结 论

研究了包含倒 Y 型四能级原子的混合原子光机械系统的光学特性,应用微扰方法及光腔的输入输出理论得到了包含倒 Y 型四能级原子的混合原子光机械系统对弱探测场的响应函数。分析了腔场与原子的耦合强度、光机械系统中原子系统的电磁诱导透明等因素对混合原子光机械系统输出特性的影响。在混合原子光机械系统中,系统驱动场和探测场与原子系统无直接的相互作用。通过系统驱动场激发腔模,腔模与原子系统直接作用,光机械系统与置入其中的原子构成一个相互作用的整体,原子系统的状态影响混合光机械系统的输出特性。研究发现,当腔场与原子的耦合强度较弱时,混合原子光机械系统的吸收峰分裂,透明窗口较窄;当腔场与原子的耦合强度较强时,混合原子光机械系统存在两个透明窗口,其中一个透明窗口随着耦合强度的增强逐渐展宽。在混合原子光机械系统中,控制混合光机械系统中原子系统的量子干涉效应,便可控制混合原子光机械系统的输出特性。改变相干原子系统中控制光场强度,便可改变混合原子光机械系统的透明窗口宽度,得到经原子吸收谱调制的光机械系统吸收谱。在光机械系统透明窗口中心区域可实现对探测场的放大。通过控制相干原子系统的控制场失谐量和耦合场失谐量,便可控制混合原子光机械系统透明窗口的位置。

参 考 文 献

- 1 Scully M O, Zubairy M S. Quantum optics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1997: 225-230.
- 2 Fleishhauer M, Imamoglu A, Marangos J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. Rev Mod Phys, 2005, 77(2): 633-673.
- 3 Niu Y P, Gong S Q, Li R X, *et al.* Giant Kerr nonlinearity induced by interacting dark resonances[J]. Opt Lett, 2005, 30(24): 3371-3373.
- 4 Harris S E. Refractive-index control with strong fields[J]. Opt Lett, 1994, 19(23): 2018-2020.
- 5 Harris S E, Hau L V. Nonlinear optics at low light levels[J]. Phys Rev Lett, 1999, 82(23): 4611-4614.
- 6 Camacho R M, Vudryasetu P K, Howell J C. Four-wave-mixing stopped light in hot atomic rubidium vapour[J]. Nature Photonics, 2009, 3(2): 103-106.

- 7 Guo Y J, Nie W J. Vacuum induced transparency and slow light phenomena in a two-level atomic ensemble controlled by a cavity[J]. Chinese Physics B, 2015, 24(9): 094205.
- 8 Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, *et al.* Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses[J]. Nature, 2001, 409(6819): 490-493.
- 9 Nikoghosyan G, Fleischhauer M. Stationary light in cold-atomic gases[J]. Phys Rev A, 2009, 80(1): 013818.
- 10 Zhang Y P, Khadka U, Anderson B, *et al.* Controlling four-wave and six-wave mixing processes in multilevel atomic systems[J]. Appl Phys Lett, 2007, 91(22): 221108.
- 11 Zhang Y P, Brown A W, Xiao M. Matched ultraslow propagation of highly efficient four-wave mixing in a closely cycled double-ladder system[J]. Phys Rev A, 2006, 74(5): 053813.
- 12 Chen H X, Zhang Y Q, Yao X, *et al.* Parametrically amplified bright-state polariton of four- and six-wave mixing in an optical ring cavity[J]. Sci Rep, 2014, 4: 3619.
- 13 Yao X, Chen H X, Wu Z K, *et al.* Vacuum induced enhancement and suppression of six-wave mixing in a ring cavity[J]. Laser Phys Lett, 2014, 11(4): 045401.
- 14 Marquardt F, Chen J P, Clerk A A, *et al.* Quantum theory of cavity-assisted sideband cooling of mechanical motion[J]. Phys Rev Lett, 2007, 99(9): 093902.
- 15 Dobrindt J M, Wilson-Rae I, Kippenberg T J. Parametric normal-mode splitting in cavity optomechanics[J]. Phys Rev Lett, 2008, 101(26): 263602.
- 16 Gröblacher S, Hammerer K, Vanner M R, *et al.* Observaion of strong coupling between a micromechanical resonator and an optical cavity field[J]. Nature, 2009, 460(7256): 724-727.
- 17 Agarwal G S, Huang S M. Electromagnetically induced transparency in mechanical effects of light [J]. Phys Rev A, 2010, 81(4): 041803.
- 18 Agarwal G S, Huang S M. Optomechanical systems as single-photon routers[J]. Phys Rev A, 2012, 85(2): 021801.
- 19 Safavi-Naeini A H, Myer Alegre T P, Chan J, *et al.* Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics[J]. Nature, 2011, 472(7341): 69-73.
- 20 Shahidani S, Naderi M H, Soltanolkotabi M, *et al.* Quantum dynamics of an optomechanical system in the presence of Kerr-down conversion nonlinearity[J]. 2013: arXiv.
- 21 Bariani F, Singh S, Buchmann L F, *et al.* Hybrid optomechanical cooling by atomic Λ systems[J]. Phys Rev A, 2014, 90(3): 033838.
- 22 Yi Z, Li G X, Wu S P, *et al.* Ground-state cooling of an oscillator in a hybrid atom-optomechanical system [J]. Opt Express, 2014, 22(17): 20060-20075.
- 23 Ge Yan, Hua Xuan, Zhang Lei, *et al.* Coherent control of the electromagnetically induced transparency in inversed Y-type-four-level system[J]. Acta Photonica Sincia, 2015, 44(6): 0627004.
戈 燕, 花 轩, 张 蕾, 等. 倒 Y 型四能级原子系统中电磁诱导透明的相干控制 [J]. 光子学报, 2015, 44(6): 0627004.
- 24 Walls D F, Milburn G J. Quantum optics[M]. 2nd ed. Brisbane: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994: 127-131, 302-305.