

n 型主动拉曼增益原子介质中的光学双稳态*

杨金金¹⁾ 李慧军^{1)†} 文文²⁾ 黄国翔^{3)‡}

1) (浙江师范大学物理系, 非线性物理研究所, 金华 321004)

2) (河海大学常州校区数理部, 常州 213022)

3) (华东师范大学物理系, 精密光谱科学与技术国家重点实验室, 上海 200061)

(2012年3月15日收到; 2012年6月12日收到修改稿)

研究了主动拉曼增益原子介质在单向环形腔中的光学双稳态. 该系统是一个相干共振的 n 型四能级原子系统, 可在室温下实现, 有能级失谐量、原子数密度、抽运场、控制场等较多的可调参数, 且有无增益的透明窗口. 完全通过解析方法定量给出实现光学双稳态的条件, 以及可调参数的取值范围, 并进一步给出实现光学多稳态的条件, 为实验上实现光学双稳态与多稳态提供了理论依据.

关键词: 主动拉曼增益, 光学双稳态, n 型原子介质

PACS: 42.65.Pc 42.50.Gy 42.50.Md

1 引言

光学双稳态作为研制光学计算机的最基本单元, 近五十年来一直受到国内外学者的关注^[1-14]. 众所周知, 实现光学双稳态的三个基本条件是: 非线性介质、反馈系统和入射光.

按照激光与介质的相互作用, 可以把非线性介质分为两类: 被动非线性光学介质与主动非线性光学介质. 被动非线性光学介质的特点是光与介质间无能量交换, 而不同频率的光波间能够发生能量交换, 即当光场入射到被动光学介质 (即入射光波的频率远离介质的共振频率) 中时, 非线性极化率随阶数的增加而迅速减小, 要想得到显著的非线性光学效应, 就必须使用强激光. 主动非线性光学介质的特点是光与介质间发生能量交换, 介质的物理参量与光强有关. 当光场与介质共振的情况下, 即使较弱的入射光强也能得到很大的非线性光学效应, 但共振光学介质对入射光场有强烈的吸收. 所以要想使得非线性极化率很大, 一般都用高强度激光

入射到光学被动介质. 直到电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)^[15,16] 介质的提出才扭转了这种局势. EIT 系统具有许多独特的光学性质, 包括极大地减少介质的线性吸收、显著增强体系的非线性效应、实现超慢光传输等. 由于这些新颖的特性, 吸引了许多学者的研究, 特别是在该系统中实现光学双稳态^[5-14]. 然而 EIT 系统也存在一些本质上不可避免的缺陷, 如室温下探测场的衰减与失真, 慢光传输导致光学响应变慢等. 为了克服以上困难, 主动拉曼增益 (active Raman gain, ARG) 系统^[17], 因其可在室温下实现; 可彻底消除探测场的衰减与失真; 可实现超光速传播^[18], 使介质响应更快; 可获得更大的克尔非线性^[19,20] 效应, 自然成为不二之选.

到目前为止 ARG 系统中的光学双稳态与多稳态还未被研究, 与 EIT 系统、传统的被动、主动系统相比, 该系统具有更多的优势. 因此本文提出在 n 型主动拉曼增益的原子介质中实现光学双稳态, 该系统通过一个环形腔被强抽运场和控制场激发, 一般由于多能级原子与光场相互作用系统较复杂, 光

* 国家自然科学基金 (批准号: 11174080, 11175158, 11105039)、浙江省自然科学基金 (批准号: Y6100355) 和浙江师范大学博士基金科研项目资助的课题.

† E-mail: hjli@zjnu.cn

‡ E-mail: gxhuang@phys.ecnu.edu.cn

学双稳态、多稳态通过数值求解获得. 本文中我们完全采用解析方法进行定量研究, 不仅说明实现光学双稳态的原因, 而且给出实现双稳态时原子数密度、能级失谐量、控制场与抽运场等可调参数的取值范围, 并讨论了实现光学多稳态的条件, 为实验上实现光学双稳态与多稳态提供了理论依据.

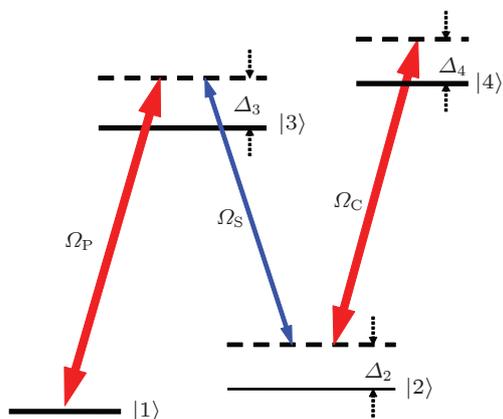


图1 (color online) n 型四能级原子系统与一个强的抽运场, 一个强的控制场和一个弱的信号场相互作用示意图. 其中, Δ_3 , Δ_2 , Δ_4 分别为单光子, 双光子和三光子失谐量, Ω_P , Ω_C , Ω_S 分别为抽运场, 控制场和信号场的半拉比频率. 原子能级分别标注为 $|1\rangle$, $|2\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$

2 模型与方程

我们考虑一个 n 型四能级原子介质^[21], 如图1. 该系统具有两个激发态 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 、两个基态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$. 系统的电场矢量 $\mathbf{E} = \sum_{l=P,C,S} \mathbf{e}_l \varepsilon_l \exp[i(\mathbf{k}_l \cdot \mathbf{r} - \omega_l t)] + \text{c.c.}$, 其中, \mathbf{e}_l 为偏振方向的单位矢量, ε_l 为电场的包络. 在相互作用绘景和旋转波近似下, 原子与场相互作用的半经典哈密顿量为

$$\hat{H}_{\text{int}} = -\hbar \sum_{j=1}^4 \Delta_j |j\rangle \langle j| - \hbar(\Omega_P |3\rangle \langle 1| + \Omega_S |3\rangle \langle 2| + \Omega_C |4\rangle \langle 2| + \text{H.c.}),$$

其中, $\Delta_3 = \omega_P - (\omega_3 - \omega_1)$, $\Delta_2 = \omega_P - \omega_S - (\omega_2 - \omega_1)$, $\Delta_4 = \omega_P - \omega_S + \omega_C - (\omega_4 - \omega_1)$ 分别为单光子、双光子和三光子失谐量, $\Omega_P = \mathbf{e}_P \cdot \mathbf{p}_{13} \varepsilon_P / \hbar$, $\Omega_S = \mathbf{e}_S \cdot \mathbf{p}_{23} \varepsilon_S / \hbar$, $\Omega_C = \mathbf{e}_C \cdot \mathbf{p}_{24} \varepsilon_C / \hbar$ 分别为抽运场, 信号场和控制场的半拉比频率, H.c. 表示复共轭. 原子概率幅 A_l ($l = 1-4$) 所满足的薛定谔方程为

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_2\right) A_2 + \Omega_S^* A_3 + \Omega_C^* A_4 = 0, \quad (1a)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_3\right) A_3 + \Omega_P A_1 + \Omega_S A_2 = 0, \quad (1b)$$

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + d_4\right) A_4 + \Omega_C A_2 = 0, \quad (1c)$$

其中, $d_j = \Delta_j + i\gamma_j$ ($j = 2-4$) 且 $\sum_{j=1}^4 |A_j|^2 = 1$.

在慢变包络近似下, 信号场所满足的方程(已忽略衍射效应)为

$$\frac{\partial \Omega_S}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_S}{\partial t} = i\kappa A_3 A_2^*, \quad (2)$$

其中, $\kappa = N\omega_S |\mathbf{e}_S \cdot \mathbf{p}_{23}|^2 / (2\varepsilon_0 \hbar c)$ (N 为原子数密度), 并假设信号场沿 z 方向传播.

考虑初始时粒子布居在基态 $|1\rangle$, 方程(1)和(2)的稳态解为 $A_1^{(0)} = 1/\sqrt{1 + |\Omega_P/d_3|^2}$, $A_2^{(0)} = 0$, $A_3^{(0)} = -\Omega_P / (d_3 \sqrt{1 + |\Omega_P/d_3|^2})$, $A_4^{(0)} = 0$. 设 $A_j - A_j^{(0)}$ 和 Ω_S 与 $e^{i(kz - \omega t)}$ 成正比, 可得信号场的色散关系

$$K(\omega) = \frac{\omega}{c} - \frac{\kappa |A_3^{(0)}|^2 (\omega - d_4^*)}{|\Omega_C|^2 - (\omega - d_2^*)(\omega - d_4^*)}, \quad (3)$$

其中, ω 和 K 分别为信号场的频率和波矢. 图2给出了色散关系的实部 $\text{Re} K(\omega)$ 和负虚部 $-\text{Im} K(\omega)$ 随频率 ω 的变化曲线. 很显然, 信号场在频率共振区间存在无增益或小增益窗口, 即控制场诱导的量子干涉效应抑制了信号场的拉曼增益, 这个窗口的宽度也可通过控制场的强度来控制^[19,20].

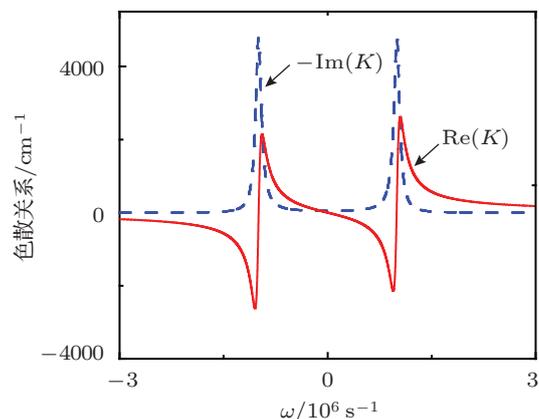


图2 (color online) 信号场色散关系实部 $\text{Re} K(\omega)$ (实线) 和负虚部 $-\text{Im} K(\omega)$ (虚线) 随 ω 的变化曲线 (参数分别是 $\kappa = 10^{11} / (\text{cm} \cdot \text{s})$, $\gamma_2 = 300$ Hz, $\gamma_3 = 500$ MHz, $\gamma_4 = 0.1$ MHz, $\Delta_2 = \Delta_4 = 0$, $\Delta_3 = -1 \times 10^9$ s⁻¹, $\Omega_P = 80$ MHz, $\Omega_C = 1$ MHz)

在绝热近似下, 方程(2)变为

$$\frac{\partial \Omega_S}{\partial z} = i\kappa A_3 A_2^*. \quad (4)$$

现在我们将 N 个 n 型四能级全同原子全部放入单向环形腔, 如图3所示. 假设该腔由两个 $R = 1$

的理想全反射镜与反射率为 R 透射率为 T 的两块镜 $M_{1,2}$ 构成 ($R+T=1$). 在稳态极限下, 理想可调谐环形腔的边界条件使入射场和出射场满足如下关系:

$$\Omega_S(L) = \Omega_S^T / \sqrt{T}, \quad (5a)$$

$$\Omega_S(0) = \sqrt{T} \Omega_S^I + R \Omega_S(L), \quad (5b)$$

其中, L 表示原子样品的长度. 方程 (5b) 的第二项描述了一种产生光学双稳态的反馈机理, 即在 R 等于零时没有光学双稳态出现.

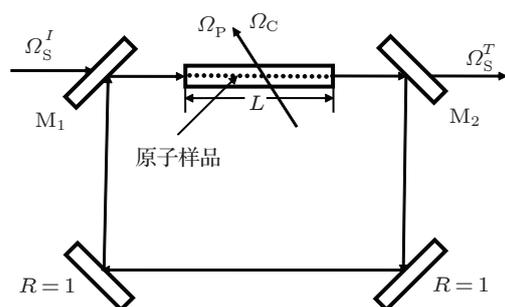


图3 由两块 $R=1$ 的全反射镜和反射率为 R 透射率为 T 的两块镜 $M_{1,2}$ 构成的单向环形腔 (腔中放置长度为 L 的原子样品, Ω_S^I 和 Ω_S^T 分别表示入射和出射场, Ω_P , Ω_C 为不在腔内传播的耦合场)

在平均场近似下, 利用方程 (5) 的边界条件并设 $y = \frac{\Omega_S^I}{\sqrt{T}}$ 和 $x = \frac{\Omega_S^T}{\sqrt{T}}$, 把场归一化, 可得输入和输出关系

$$y = x - iC\gamma A_3 A_2^*, \quad (6)$$

其中, $C = \frac{\kappa L}{T\gamma}$ 是通常的合作参数, 可通过原子数密度调节.

在绝热近似下求解薛定谔方程 (1) 得, $A_1 = DA_3/(\Omega_P D_1)$, $A_2 = d_4 \Omega_S^* A_3 / D_1$, $A_4 = -\Omega_C \Omega_S^* A_3 / D_1$, $|A_3|^2 = (1 + |d_4 \Omega_S / D_1|^2 + |D/(\Omega_P D_1)|^2 + |\Omega_C \Omega_S / D_1|^2)^{-1}$, 其中, $D_1 = |\Omega_C|^2 - d_2 d_4$, $D = -d_3 D_1 - d_4 |\Omega_S|^2$. 代入方程 (6), 可得^[21]

$$y = x - iC\gamma \frac{d_4^* D_1}{G} \frac{x}{1 + \alpha x^2 + \beta x^4}, \quad (7)$$

其中

$$\alpha = \left[|d_4|^2 + |\Omega_C|^2 + 2 |d_4 / \Omega_P|^2 \operatorname{Re}(d_3 D_1 / d_4) \right] / G,$$

$$\beta = |d_4 / \Omega_P|^2 / G, \quad G = |D_1|^2 (1 + |d_3 / \Omega_P|^2).$$

3 参数选取与讨论

由 (7) 式可知, 输出强度 $|x|$ 与输入强度 $|y|$

满足

$$|y| = \left| |x| - iC\gamma \frac{d_4^* D_1}{G} \frac{|x|}{1 + \alpha |x|^2 + \beta |x|^4} \right|, \quad (8)$$

上式存在两个互异极值点时出现光学双稳态, 存在两个以上互异极值点时出现光学多稳态, 也就是 $\frac{d|y|}{d|x|} = 0$ 有两个实根时出现光学双稳态, 存在两个以上实根时出现光学多稳态 (很明显, 这儿 $|x|$ 是正实数. 为方便, 下文中所有 x 均指输出强度 $|x|$ 为正实数, 所有的根均指正实根). 下文中所有频率参数都经 $\gamma = 10^7 \text{ s}^{-1}$ 无量纲化. 需特别强调的是方程 (8) 等号右边的第二项对双稳态至关重要. 其中 C, G, α 和 β 都为正实数, 又因 $|2\rangle$ 能级是基态的超精细分裂能级, 衰减率 γ_2 很小, 故 D_1 可认为是实数. 因此, (8) 式等号右边第二项的虚部为 $-iA_1 \frac{x}{1 + \alpha x^2 + \beta x^4} = i \cdot A$ (其中 $A_1 = \frac{C\gamma \Delta_4 D_1}{G}$), 实部为 $-B_1 \frac{x}{1 + \alpha x^2 + \beta x^4} = B$ (其中 $B_1 = \frac{C\gamma \gamma_4 D_1}{G}$). 以 $\Omega_P, \Omega_C, \Delta_3$ 或 C 中一个或两个为变量, 在确定其余各参数后, 根据实部虚部的大小关系分 $\left| \frac{\gamma_4}{\Delta_4} \right| \ll 1$, $\left| \frac{\gamma_4}{\Delta_4} \right| \sim 1$ 和 $\left| \frac{\gamma_4}{\Delta_4} \right| \gg 1$ 三种情况讨论变量的取值范围. 可取大单光子失谐量 Δ_3 来抑制室温下原子热运动产生的多普勒效应.

在 $\left| \frac{\gamma_4}{\Delta_4} \right| \ll 1$ 时, 即忽略 (8) 式等号右边第二项的实部. 输入强度 $|y|$ 不等于零, 因此 $\frac{d|y|^2}{dx} = 0$ 与 $\frac{d|y|}{dx} = 0$ 等价, 用 $\frac{d|y|^2}{dx}$ 代替 $\frac{d|y|}{dx}$ 为

$$\frac{d|y|^2}{dx} = 2x + \frac{dA^2}{dx}, \quad (9)$$

化简后分子的最高次幂为 12, 无法直接通过解析过程求得极值点, 但可根据 (9) 式右边第二项的性质讨论该问题. $\frac{dA^2}{dx} = \frac{2A_1^2 x (1 - \alpha x^2 - 3\beta x^4)}{(1 + \alpha x^2 + \beta x^4)^3} = 0$

只有一个根 $x_0 = \frac{1}{6} \frac{\sqrt{6\beta(\sqrt{\alpha^2 + 12\beta} - \alpha)}}{\beta}$, 很明

显, $x = 0$, $\frac{dA^2}{dx} = 0$; $x < x_0$, $\frac{dA^2}{dx} > 0$; $x > x_0$,

$\frac{dA^2}{dx} < 0$; 且 $x \rightarrow \infty$ 时 $\frac{dA^2}{dx} \rightarrow 0$. 又因为 (9)

式右边第一项 $2x$ 恒大于零, 所以 $|y|$ 随 x 先递增, 当 $2x + \frac{dA^2}{dx} < 0$ 时递减, 随着 x 的增大又递增.

由此, 只要 $2x + \frac{dA^2}{dx} < 0$ 有解, 输入强度 $|y|$ 的函数就存在两个互异极值点, 那么一定会出现光学双稳态. 若 $\frac{dA^2}{dx}$ 取极小值时 $2x + \frac{dA^2}{dx} < 0$ 成立, 则 $2x + \frac{dA^2}{dx} < 0$ 必有解, 因此我们只需讨论 $\frac{dA^2}{dx}$ 取极小值时 (9) 的情况, 但极小值点仍无法解析求得.

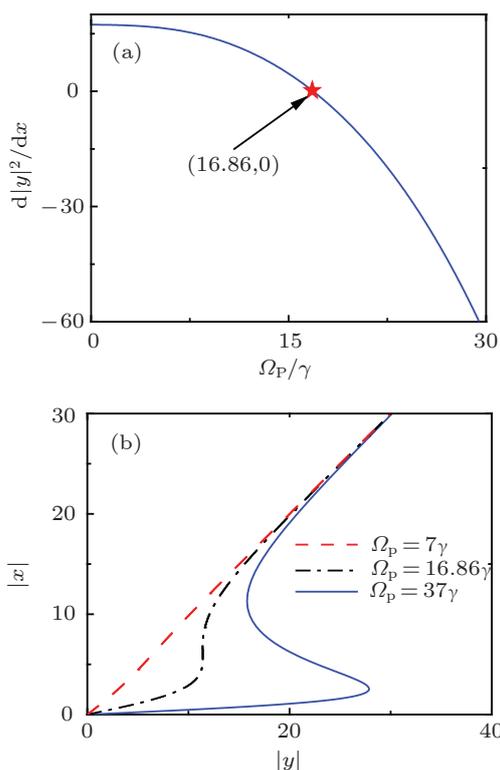


图 4 (color online) (a) 用 $1.5x_0$ 代替 $\frac{dA^2}{dx}$ 的极小值点时 $\frac{d|y|^2}{dx} = 2x + \frac{dA^2}{dx}$ 随 Ω_P 的变化曲线, 当它小于零时出现双稳态, 图中五角星表示出现双稳态时的临界点 $\Omega_{P0} = 16.86\gamma$; (b) 给出 $\left|\frac{\gamma_4}{\Delta_4}\right| \ll 1$ 时, 输出强度 $|x|$ 随输入强度 $|y|$ 的变化曲线. 虚线 (红线) 对应 $\Omega_P < \Omega_{P0}$; 点虚线 (黑线) 对应 $\Omega_P = \Omega_{P0}$; 实线 (蓝线) 对应 $\Omega_P > \Omega_{P0}$. 其他参数分别是 $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = -300\gamma$, $\Delta_4 = -300\gamma$, $\gamma_2 = 3 \times 10^{-5}\gamma$, $\gamma_3 = 50\gamma$, $\gamma_4 = 50\gamma$, $\Omega_C = 10\gamma$, $C = 500\gamma$

以 Ω_P 为变量, 确定其他各参数情况下, 根据函数 $\frac{dA^2}{dx}$ 的性质, 假设它在 x_0 附近中心对称, 用 $1.5x_0$ 代替极小值点. 虽然该假设可能导致 Ω_P 的取值范围缩小, 却能定量给出实现双稳态时 Ω_P 的取值范围. 图 4(a) 给出取 $1.5x_0$ 为极小值点时, (9) 式随 Ω_P 的变化, 当它小于零时出现光学双稳态, 图中红五角星表示出现双稳态的临界点 $\Omega_{P0} = 16.86\gamma$, 当 $\Omega_P > \Omega_{P0}$ 时出现双稳

态. 据此, 图 4(b) 给出了输出强度 $|x|$ 随输入强度 $|y|$ 的变化曲线. 图中虚线、点虚线、实线分别对应 $\Omega_P < \Omega_{P0}$, $\Omega_P = \Omega_{P0}$, $\Omega_P > \Omega_{P0}$ 的情况. 从图中可清楚看出假设的合理性. 同时, $\frac{dA^2}{dx} = 0$ 只有一个根, $|y|$ 只存在一个递减区间, 故在此情况下不会出现光学多稳态. 由于 Δ_3 的取值对上述假设有较大影响, 故在此情况下不能选 Δ_3 为变量. 图 5(a), (b) 分别给出临界值 Ω_{P0} 随 Ω_C 和 C 的变化曲线, (c) 给出 $\Omega_P = 40\gamma$ 时, 变量 Ω_C 的临界值 Ω_{C0} 随 C 的变化曲线, 参数在阴影部分时出现双稳态.

当 $\left|\frac{\gamma_4}{\Delta_4}\right| \gg 1$ 时, 即忽略 (8) 式等号右边第二项的虚部, 此时输入强度 y 为纯实数, 输入随输出的变化为

$$\frac{dy}{dx} = 1 + \frac{dB}{dx}, \quad (10)$$

类似上文, $\frac{dB}{dx} = \frac{B_1(-1 + \alpha x^2 + 3\beta x^4)}{(1 + \alpha x^2 + \beta x^4)^2} = 0$ 也只有一个根 $x_0 = \frac{1}{6} \frac{\sqrt{6\beta(\sqrt{\alpha^2 + 12\beta} - \alpha)}}{\beta}$. 很明显,

$x = 0$, $\frac{dB}{dx} = -B_1$; $x < x_0$, $\frac{dB}{dx} < 0$; $x > x_0$, $\frac{dB}{dx} > 0$; $x \rightarrow \infty$, $\frac{dB}{dx} \rightarrow 0$. 并且 $\frac{d^2B}{dx^2} = 0$ 只有一个根, 因此 $\frac{dB}{dx}$ 从 $-B_1$ 起先递增再递减最后趋于零 (这儿只考虑 $B_1 > 0$ 的情况, $B_1 < 0$ 的讨论方法与 $\left|\frac{\gamma_4}{\Delta_4}\right| \ll 1$ 的类似). 若 $\frac{dy}{dx}|_{x=0} = 1 - B_1 < 0$ 时, 输出函数 y 从零开始, 先递减再递增, 其值先负后正. 这时, 输入强度 $|y|$ 存在两个极值点, 出现光学双稳态. 反之, 若 $\frac{dy}{dx}|_{x=0} \geq 0$ 时, 输出函数 y 单调递增, 不可能有双稳态出现. 图 6(a) 给出 $\frac{dy}{dx}|_{x=0} = 1 - B_1$ 随 Ω_P 的变化曲线, 当它小于零时出现光学双稳态, 图中五角星表示出现双稳态的临界点 $\Omega_{P0} = 19.27\gamma$. 据此, 图 6(b) 给出了输出强度 $|x|$ 随输入强度 $|y|$ 的变化曲线, 实线对应 $\Omega_P = \Omega_{P0}$, 虚线对应 $\Omega_P > \Omega_{P0}$ 的结果. 点虚线给出的双稳态阈值等于零, 这是由忽略方程 (8) 中第二项的虚部时输入强度 $|y|$ 的极小值等于零导致的. 若考虑虚部的影响, 虚线和点线给出阈值不等于零的情况, 很明显阈值随 Δ_4 的增大而增大, 由此也给了一种调控阈值的方案. 并且点线对应 $\Omega_P > \Omega_{P0}$, $\Delta_4 = 30\gamma$ 即 $\left|\frac{\gamma_4}{\Delta_4}\right| \sim 1$ 的情况,

因此只需在 $\left| \frac{\gamma_4}{\Delta_4} \right| \gg 1$ 取值的基础上增大 Δ_4 便可得到 $\left| \frac{\gamma_4}{\Delta_4} \right| \sim 1$ 时的光学双稳态, 故这儿不再讨论. 图 7(a), (b), (c) 分别给出临界点 Ω_{P0} 随 Ω_C , C 和 Δ_3 的变化曲线, (d), (e) 给出 $\Omega_P = 40\gamma$ 时, 变量 Ω_C 的临界点 Ω_{C0} 分别随 C 和 Δ_3 的变化曲线, (f) 给出当变量 $\Omega_P = 40\gamma$, $\Omega_C = 20\gamma$ 时, C 的临界值 C_0 随 Δ_3 的变化曲线, 参数在阴影部分时出现双稳态.

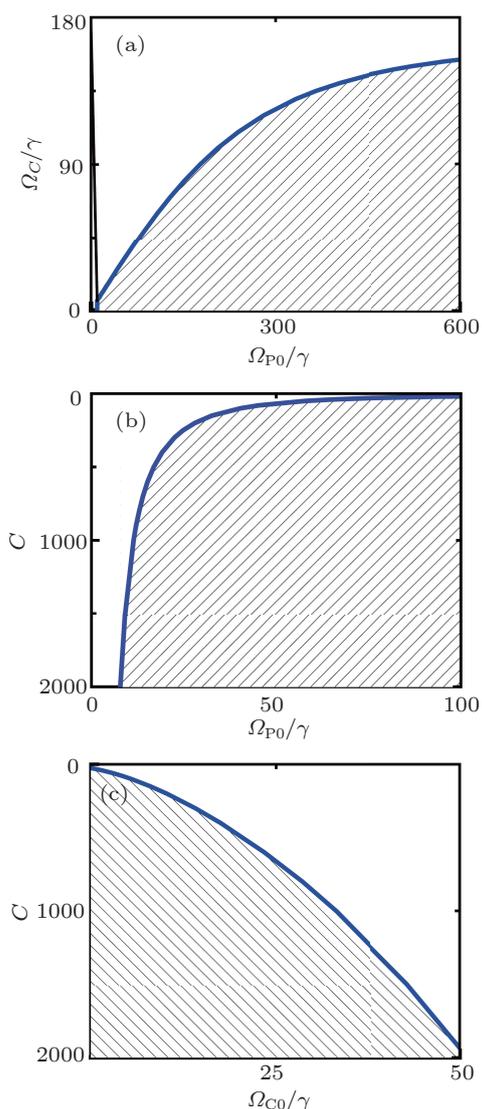


图 5 (color online) (a), (b) 分别给出临界值 Ω_{P0} 随 Ω_C 和 C 的变化曲线; (c) $\Omega_P = 40\gamma$ 时, 变量 Ω_C 的临界值 Ω_{C0} 随 C 的变化曲线, 参数在阴影部分时出现双稳态, 其余参数与图 (4) 一致

从以上讨论可知, 所有情况下均不会有多稳态出现, 要想实现光学多稳态必须在 n 型原

子介质的基础上再增加一个能级 $|5\rangle$, 且由 Ω_S 耦合它与 $|4\rangle$ 能级间的原子跃迁. 在绝热近似下求解原子概率幅 A_l ($l = 1-5$) 满足的薛定谔方程, 可得 $A_1 = D_3 A_4 / (\Omega_P \Omega_C \Omega_S^* d_5)$, $A_2 = -D_1 A_4 / (\Omega_C d_5)$, $A_3 = -D_2 A_4 / (\Omega_C \Omega_S^* d_5)$, $A_5 = -\Omega_S^* A_4 / d_5$, $|A_4|^2 = (1 + |D_3 / (\Omega_P \Omega_C \Omega_S^* d_5)|^2 + |D_1 / (\Omega_C d_5)|^2 + |D_2 / (\Omega_C \Omega_S^* d_5)|^2 + |\Omega_S^* / d_5|^2)^{-1}$, 其中, $D_1 = d_4 d_5 - |\Omega_S|^2$, $D_2 = -d_2 D_1 + d_5 |\Omega_C|^2$, $D_3 = d_3 D_2 + |\Omega_S|^2 D_1$. 此时信号场满足方程

$$\frac{\partial \Omega_S}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial \Omega_S}{\partial t} = i\kappa_{23} A_3 A_2^* + i\kappa_{54} A_4 A_5^*.$$

不失一般性, 假设电偶极矩阵元 $\mathbf{p}_{23} = \mathbf{p}_{45}$, 且 $\kappa_{23} = \kappa_{45} = \kappa$. 平均场近似下可得输入和输出关系

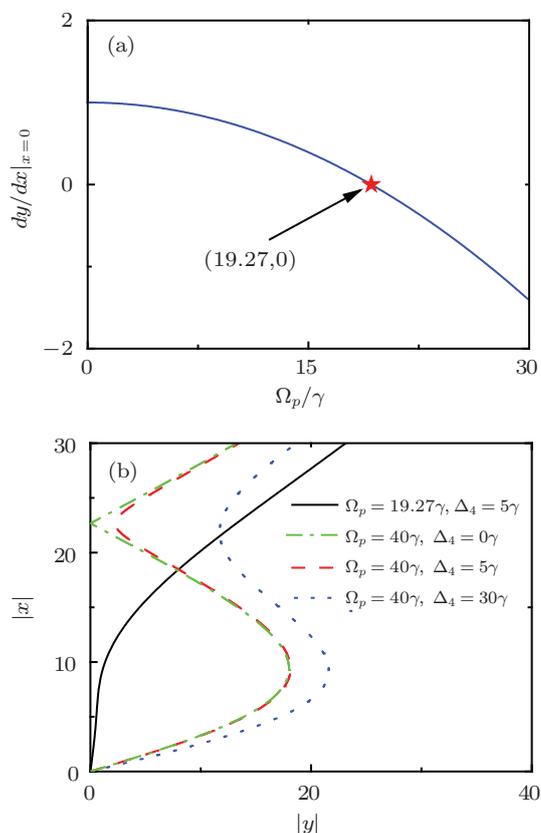


图 6 (color online) (a) $\frac{dy}{dx}|_{x=0} = 1 - B_1$ 随 Ω_P 的变化曲线, 当它小于零时出现光学双稳态, 图中五角星表示出现双稳态的临界点 $\Omega_{P0} = 19.27\gamma$; (b) 输出强度 $|x|$ 随输入强度 $|y|$ 的变化曲线, 实线对应 $\Omega_P = \Omega_{P0}$, 虚线对应 $\Omega_P > \Omega_{P0}$ 的结果. 点虚线 (绿线) 给出阈值等于零的情况, 虚线 (红线) 和点线 (蓝线) 给出阈值不等于零的情况, 不难发现阈值随 Δ_4 的增大而增大. 其他参数分别是 $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = -300\gamma$, $\gamma_2 = 3 \times 10^{-5}\gamma$, $\gamma_3 = 50\gamma$, $\gamma_4 = 50\gamma$, $\Omega_C = 10\gamma$, $C = 500\gamma$

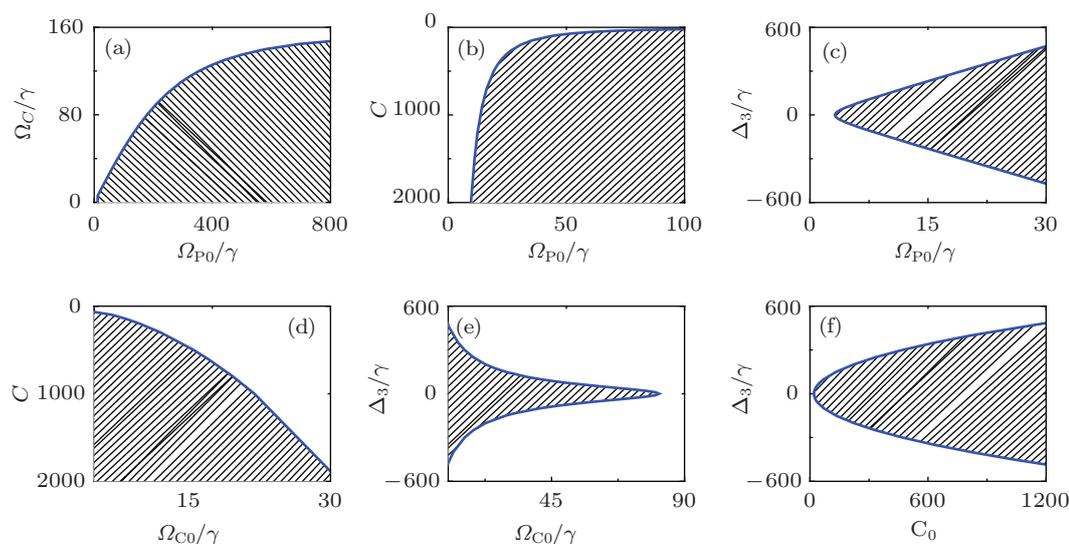


图7 (color online) (a), (b), (c) 分别给出临界点 Ω_{P0} 随 Ω_C , C 和 Δ_3 的变化曲线; (d), (e) 给出 $\Omega_P = 40\gamma$ 时, Ω_C 的临界点 Ω_{C0} 分别随 C 和 Δ_3 的变化曲线; (f) 给出 $\Omega_P = 40\gamma$, $\Omega_C = 20\gamma$ 时, C 的临界值 C_0 随 Δ_3 的变化曲线. 参数在阴影部分时出现双稳态. 其他参数与图 (6) 一致

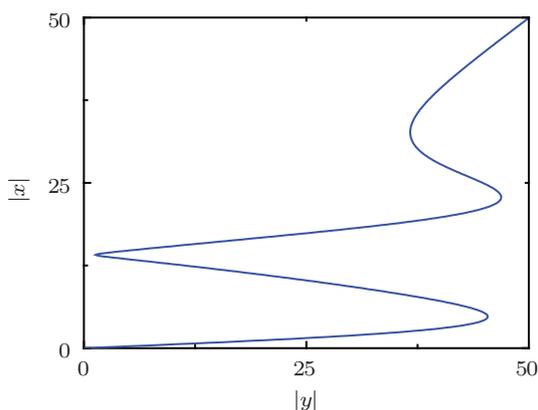


图8 (color online) 在 n 型原子介质的基础上再增加能级 $|5\rangle$, 由 Ω_5 耦合它与 $|4\rangle$ 能级间的原子跃迁, 此时出现光学多稳态. 图中其他参数分别是 $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 300\gamma$, $\Delta_4 = 200\gamma$, $\Delta_5 = 2\gamma$, $\Omega_C = 17\gamma$, $\Omega_P = 70\gamma$, $\gamma_2 = 3 \times 10^{-5}\gamma$, $\gamma_3 = 50\gamma$, $\gamma_4 = 50\gamma$, $\gamma_5 = 3 \times 10^{-5}\gamma$, $C = 500\gamma$

$y = x - iC\gamma(A_3A_2^* + A_4A_5^*)$. 其中合作参数 $C = \frac{\kappa L}{T\gamma}$. 图8中给出这种情况下实现的多稳态.

4 结论

综上所述, 本文利用单向环形腔研究了 n 型主动拉曼增益原子介质中的光学双稳态. 该系统由于具有较多实验可调参数、可在室温下实现、且存在无增益或小增益的透明窗口等特点, 使其成为了实现光学双稳以及多稳态的更好选择对象. 我们根据输入强度与输出强度的关系, 完全通过解析方法定量讨论了实现光学双稳态的原因及其取值范围. 同时, 阐明了在 n 型主动拉曼增益原子介质中只能实现光学双稳态, 若想实现光学多稳态必须在 n 型原子介质的基础上再增加一个能级. 我们的结果为实验上实现光学双稳态和多稳态提供了理论依据.

- [1] Szoke A, Daneu V, Goldhar J, Kurnit N 1969 *Appl. Phys. Lett.* **15** 376
- [2] Lugiato L A 1984 *Optical bistability*, edited by Wolf E in *Progress in Optics* (North-Holland:Amsterdam) **21** 71
- [3] Qian S X, Wang G M 2001 *Nonlinear Optics-The Principles and Progresses* (Shanghai: Fudan University Press) p303 (in Chinese) [钱士雄, 王恭明 2001 非线性光学 - 原理与进展 (上海: 复旦大学出版社) 第 303 页]
- [4] Li C F 2010 *The Principles of All-Optical Switching* (Beijing: Sci-

ence Press) p47 (in Chinese) [李淳飞 2010 全光开关原理 (北京: 科学出版社) 第 47 页]

- [5] Harshawardhan W, Agarwal G S 1996 *Phys. Rev. A* **53** 1812
- [6] Chen Z, Du C, Gong S, Xu Z 1999 *Phys. Lett. A* **259** 15
- [7] Wang H, Goorskey, Xiao M 2002 *Opt. Lett.* **27** 1354
- [8] Chang H, Wu H, Xie C, Wang H 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 213901
- [9] Li J 2007 *Phys. Rev. B* **75** 155329
- [10] Zhang J M, Cui F C, Zhou D L, Liu W M 2009 *Phys. Rev. A* **79** 033401

- [11] Wang Z P, Xu M C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1574
 [12] Hu X M, Zhang L A, Zhang X H, Kong L F 2010 *J. Opt. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 185502
 [13] Wu J, Lu X Y, Zheng L L 2010 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **43** 161003
 [14] Peng Y D, Niu Y P, Cui N, Gong S Q 2011 *Opt. Commun.* **284** 824
 [15] Harris S E, Field J E, Imanoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
 [16] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
 [17] Huang G X, Hang C, Zhu C J 2011 *Acta Optica Sinica* **31** 0900133(in Chinese) [黄国翔, 杭超, 朱成杰 2011 光学学报 **31** 0900133]
 [18] Wang L J, Kuzmich A, Pogariu 2000 *Nature* **406** 277
 [19] Deng L, Payne M G 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 253902
 [20] Hang C, Guo X H 2010 *Opt. Express* **18** 2952
 [21] Li H, Dong L W, Hang C, Huang G X 2011 *Phys. Rev. A* **83** 023816

Optical bistability via active Raman gain in an n-type atomic medium*

Yang Jin-Jin¹⁾ Li Hui-Jun^{1)†} Wen Wen²⁾ Huang Guo-Xiang^{3)‡}

1) (*Department of Physics, and Institute of Nonlinear Physics, Zhejiang Normal University, Jinhua 321004, China*)

2) (*Department of Mathematics and Physics, Hohai University, Changzhou Campus, Changzhou 213022, China*)

3) (*Department of Physics, and State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai 200061, China*)

(Received 15 March 2012; revised manuscript received 12 June 2012)

Abstract

We study the optical bistability (OB) in an active Raman gain atomic medium by means of a unidirectional ring cavity. The system considered is a resonant n-type four-level atomic ensemble, which can be realized at room temperature and not only have a lot of tunable parameters, such as detuning, atomic concentration, pump and control field, but also possess gain-free (or little gain) transparent windows. We discuss the conditions and the range of these parameters for realizing OB, and also the condition for realizing optical multistability. Our results will provide the theoretical basis for experimental realization.

Keywords: active Raman gain, optical bistability, n-type atomic medium

PACS: 42.65.Pc 42.50.Gy 42.50.Md

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11174080, 11175158, 11105039), the NSF-Zhejiang Province, China (Grant No. Y6100355), and the Doctoral Foundation of ZJNU.

† E-mail: hjli@zjnu.cn

‡ E-mail: gxhuang@phys.ecnu.edu.cn