

V-型原子相干介质中的光学双稳态

陈德海 陈爱喜 徐彦秋

(华东交通大学 基础科学学院 江西 南昌 330013)

摘要: 研究在一单向环形腔内的 V-型三能级原子被一相干光场驱动的光学双稳态行为. 单模光场同时与两条能级跃迁路径耦合, 在这种情况下, 两上能级衰变路径的相干性变得非常重要. 这会使光学双稳态的阈值有很大的减小. 同时也讨论了合作参数、能级宽度、失谐对光学双稳态的影响.

关键词: 原子相干; 光学双稳态; 三能级原子

中图分类号: O431.2

文献标识码: A

光学双稳态本质上是由克尔非线性效应产生, 两能级原子中的光学双稳态因为它有广泛的应用, 如光学转换器、光存储装置和全光开关^[1], 而在实验和理论上已经被广泛地研究. 囚禁在光学环形腔中的三能级原子系统的光学双稳态在理论^[2]和实验^[3]上也被研究. 近年来, 出现了许多感兴趣的方向, 包括自发生成相干效应(SGC)对动力学的影响, 无粒子数反转放大, 电磁诱导透明(EIT). 同样它也影响了三能级原子系统的光学双稳特性.

我们在这里提出了一个在 V-型三能级原子系统中利用单向环形腔实现光学双稳态行为的方案. 三能级原子的两个上能态是一对超精细双线结构, 可以利用原子能级在磁场中的塞曼分裂来实现, 因而这两个能级是近简并的, 并且它们之间是跃迁禁戒的. 这两条上能级到共同基态的自发跃迁相干效应^[4]会使原子介质对光场的吸收减小, 从而使腔内光场更容易达到饱和, 使双稳态阈值减小. 本文我们讨论的光学双稳态是结合了吸收和色散的混合型^[5].

1 模型和动力学方程

我们考虑如图 1 所示的一个长寿命均匀增宽的三能级原子系统. 较上的两个激发态能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 是一对超精细双线结构, 它们之间具有频率差 2Δ . 一束激光场(频率 ω , 振幅 E) 激发相干原子介质, 同时耦合原子跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. 相应的半经典哈密顿量为:

$$H = \sum_{i=2}^3 \omega_i |i\rangle \langle i| - (\Omega e^{-i\omega t} |2\rangle \langle 1| + f \Omega e^{-i\omega t} |3\rangle \langle 1| + H. c.) \quad (1)$$

这里 $H. c.$ 表示厄密共轭. 为了方便我们已经取基态 $|1\rangle$ 作为能量参考原点, 并令 $\hbar = 1$. 如果取

$$H_0 = \omega |2\rangle \langle 2| + \omega |3\rangle \langle 3| \quad (2)$$

在偶极和旋波近似下, 对于所研究系统, 原子与场相互作用的半经典哈密顿量可以写为^[6]

$$H_{int} = -(\Delta + \delta) |2\rangle \langle 2| + (\Delta - \delta) |3\rangle \langle 3| - (\Omega |2\rangle \langle 1| + f \Omega |3\rangle \langle 1| + H. c.) \quad (3)$$

在上面的推导过程中, Ω 表示原子跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 拉比频率的一半, 即 $\Omega = \mu_{21} E / (2\hbar)$. 参量 $f = \mu_{31} / \mu_{21}$ 是

收稿日期: 2008-04-15

基金项目: 国家重点基础研究发展计划资助项目(2005CB724508); 江西省自然科学基金资助项目(2007GZW0819)

作者简介: 陈德海(1975-), 男, 湖北枣阳人, 硕士研究生, 研究方向为量子光学.

一对偶极矩的比率 $\mu_{ij} = \mu_{ij} \cdot e_L$ (e_L 是激光场的单位偏振矢量) 代表能级 $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$ 之间原子跃迁的偶极矩阵元. $\Delta = (\varepsilon_3 + \varepsilon_2) / (2\hbar)$ 是两个靠得很近的激发态能级频率差的一半. $\delta = \omega - (\varepsilon_3 + \varepsilon_2) / (2\hbar)$ 是探测光场到两上能级中心的失谐. $\varepsilon_i = \hbar\omega_i$ ($i = 1, 2, 3$) 是原子态 $|i\rangle$ 的能量.

采用概率幅形式, 我们开始描述相干介质的原子动力学行为. 设原子态在 t 时刻的表达式为 $|\Psi\rangle = A_1|1\rangle + A_2|2\rangle + A_3|3\rangle$, 利用相互作用绘景的薛定谔方程 $i\partial|\Psi\rangle/\partial t = H_{\text{int}}|\Psi\rangle$, 我们能够获得描述上述系统原子波函数的运动方程

$$A_1 = i\Omega^* A_2 + if^* \Omega^* A_3 \quad (4a)$$

$$A_2 = i(\delta + \Delta + i\gamma_2) A_2 + i\Omega A_1 \quad (4b)$$

$$A_3 = i(\delta - \Delta + i\gamma_3) A_3 + if\Omega A_1 \quad (4c)$$

式中 A_i ($i = 1, 2, 3$) 描述原子处在 $|i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$) 态的概率幅. 上标“.”符号表示对时间 t 求偏导, 并且

$\sum_{i=1}^3 |A_i|^2 = 1$, γ_2 和 γ_3 分别表示原子态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 的衰减率.

不失一般性, 假设拉比频率为实数. 为简化讨论, 假设衰减率均匀, 电偶极矩相同, 即: $\gamma_{21} = \gamma_{31} = \gamma$. 对于研究的问题, 要考虑方程稳态时的情况, 即 $\partial A_i / \partial t = 0$ ($i = 1, 2, 3$), 方程 (4b) 和 (4c) 可写为

$$A_2 = \frac{\Omega}{\delta + \Delta + i\gamma} A_1 \quad (5a)$$

$$A_3 = \frac{f\Omega}{\delta - \Delta + i\gamma} A_1 \quad (5b)$$

把 N 个均匀增宽的三能级原子全部放入单向环形腔, 如图 2 所示. 出于简便, 假设镜 3 和镜 4 的反射率为 100%, 而镜 1 和镜 2 的反射系数和透射系数分别用 R 和 T 表示 ($R + T = 1$).

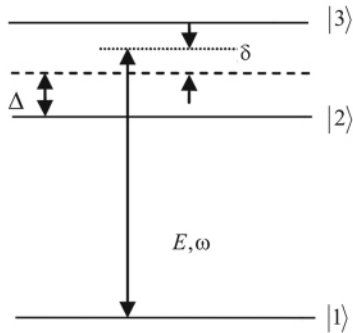


图1 三能级原子与一束激光场相互作用示意图.

Δ 是两个靠得很近的激发态能级频率差的一半.

δ 是探测光场 (频率 ω , 振幅 E) 到两上能级中心的失谐.

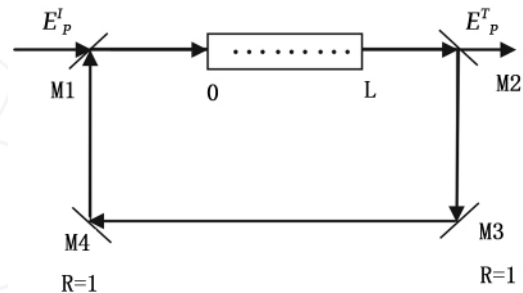


图2 单向环形腔包含长度 L 的原子样品.

E^I 和 E^T 分别是入射光和出射光.

腔内电磁场可以写为: $E = \bar{E}e^{-i\omega t} + c. c.$. 在缓变包络近似下, 场的动力学响应可由麦克斯韦方程表示

$$\frac{\partial E}{\partial t} + c \frac{\partial E}{\partial z} = i \frac{\omega}{2\varepsilon_0} P(\omega) \quad (6)$$

式中 c 和 ε_0 分别是真空中的光速和介电常数. $P(\omega)$ 是在 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 中感应偏振极化强度的缓慢振荡项, 表示为 $P(\omega) = N\mu(A_2 + A_3)A_1^*$, 此处 N 是样品原子的数密度.

我们考虑场方程在稳态时的情况. 设方程 (4) 中对时间的偏导为零, 得到以下场方程

$$\frac{\partial E}{\partial z} = i \frac{N\omega\mu}{2c\varepsilon_0} (A_2 + A_3) A_1^* \quad (7)$$

利用式 (5a) 和 (5b) 以及归一化条件 $\sum_{i=1}^3 |A_i|^2 = 1$, 可解出 $(A_2 + A_3)A_1^*$.

对于理想的可调谐环形腔, 在稳态情况下, 边界条件使入射场 E^I 和 E^T 出射场满足以下关系式

$$E(L) = E^T / \sqrt{T} \quad (8a)$$

$$E(0) = \sqrt{T}E^I + RE(L) \quad (8b)$$

式中 L 表示原子样品长度. 方程右边第二项描述了一种反馈机制, 这种反馈机制是光学双稳态产生的本质所在, 也就是说当 $R=0$ 时没有光学双稳态出现.

在平均场近似下, 用方程的边界条件式 (8a) 和式 (8b), 并假设 $y = \frac{\mu E^I}{\hbar \sqrt{T}}$ 和 $x = \frac{\mu E^T}{\hbar \sqrt{T}}$ 把场归一化, 得到输入和输出关系:

$$y = x - iC\gamma \frac{\{ [(\delta - \Delta)^2 + \gamma^2](-\delta - \Delta + i\gamma) + [(\delta + \Delta)^2 + \gamma^2](-\delta - \Delta + i\gamma) \} x}{[(\delta - \Delta)^2 + \gamma^2][(\delta + \Delta)^2 + \gamma^2] + \{ [(\delta - \Delta)^2 + \gamma^2] + [(\delta + \Delta)^2 + \gamma^2] \}^2 x^2} \quad (9)$$

其中 $C = \frac{N\omega L\mu^2}{\hbar\epsilon_0 c T \gamma}$ 是通常的合作参数.

2 数值结果与讨论

进行上述处理后, 我们可以得到稳态解 (9). 利用 Matlab 作以下的数值计算. 计算中所有的参数都由 γ 度量. 图 3 说明光学双稳态阈值取决于合作参数 C , 两上能级宽度 2Δ 和激光场失谐量 δ .

由于 $C = N\omega\mu^2 L / 2\hbar\epsilon_0 c T \gamma \propto N$, 所以从图 3(a) 可以看出当合作参数或者腔内原子数密度减小时, 光学双稳态的阈值显著地减小. 当 $C \leq 20$ 时, 光学双稳态趋向消失. 显然, 相对于合作参数 C 而言, 随着原子数密度的增加, 样品吸收增强, 说明双稳态阈值强度的增加.

从图 3(b) 很容易看出, 随着两上能级分裂宽度 2Δ 的增加, 光学双稳态的阈值明显减小, 这种变化的原因可以定性地解释如下: 随着两上能级分裂宽度的增加, 激发态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 向基态 $|1\rangle$ 的自发衰变相干使原子介质对探测光场的吸收急剧减小, 如图 4 所示. 这容易使腔内光场达到饱和, 光学双稳态的阈值会减小. 前面提到两上能级可利用磁场的塞曼分裂实现, 因此, 调节磁场强度可实现对光学双稳态阈值的调节.

同时, 如图 4 中实线所示, 我们也看到, 当 $\Delta=0$ 时, 相当于是回到两能级系统的情况, 在 $\delta=0$ 即共振处出现对光场的最大吸收率, 这时的双稳态的阈值最大. 与 $\Delta=\gamma$, 2γ , 3γ 时的线型 (分别对应图 4 中的点线、点划线、虚线) 比较发现, 相干在我们的双稳态系统中起着重要作用. 显然, 三能级原子比两能级原子更容易实现光学双稳态.

从图 3(c) 可以看出光场在光学双稳态上的失谐效果, 失谐越小, 光学双稳态的阈值越小. 这可以利用图 4 中 $\Delta=3\gamma$ 的线型加以说明: 在 $\delta=0$ 处, 原子介质对光场的吸收最小, 因此, 光学双稳态的阈值最小. 也可以这样理解, 当 $\delta=0$ 时, 两上能级与单模光场有相同的失谐, 激发态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 向基态 $|1\rangle$ 的自发衰变相干效应最好, 从而原子介质对光场的吸收最小.

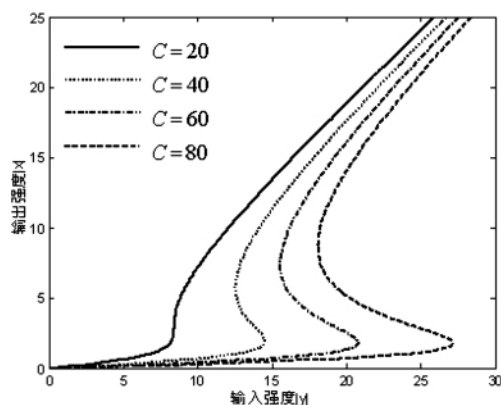


图 3(a) 输出强度 $|x|$ 作为输入强度 $|y|$ 的函数, 对于不同的 C 值. 其它参数分别是 $f=0.9$, $\Delta=2\gamma$, $\delta=0$

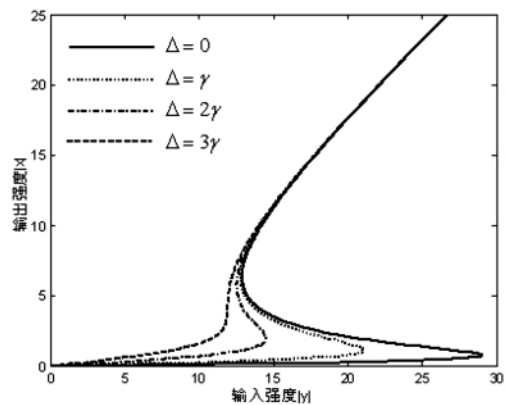


图 3(b) 输出强度 $|x|$ 作为输入强度 $|y|$ 的函数, 对于不同的 Δ 值. 其它参数分别是 $f=0.9$, $C=40$, $\delta=0$

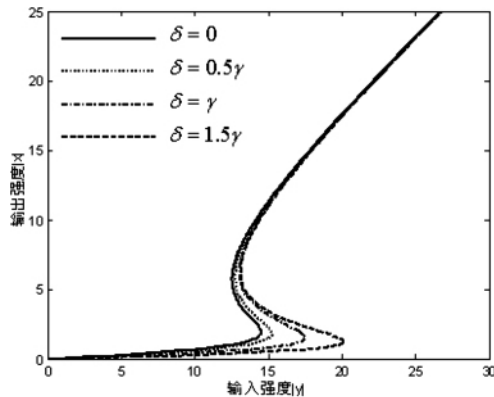


图3(c) 输出强度 $|x|$ 作为输入强度 $|y|$ 的函数,对于不同的 δ 值.其它参数分别是 $f=0.9$, $\rho=40$, $\Delta=2\gamma$

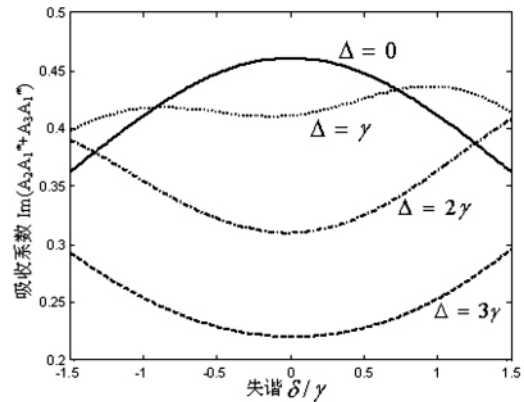


图4 对于不同的 Δ 值,吸收系数 $\text{Im}(A_2A_1^* + A_3A_1^*)$ 和失谐 δ 的关系.其它参数分别是 $f=0.9$, $\rho=2\gamma$

3 结论

综上所述,我们分析了在一个普通V-型原子系统中混合吸收和色散型的光学双稳态,该系统由一个单向环形腔和单模光场组成.我们发现合作参数 C ,两上能级宽度 2Δ 和激光场失谐量 δ 都能影响光学双稳态行为.这一发现可以用来控制光学双稳态的阈值和磁滞环.

参考文献:

- [1] Gibbs H M, McCall S L and Venkatesan T N C. Differential Gain and Bistability using a sodium - Filled Fabry - Perot Interferometer[J]. Phys. Rev. Lett. 1976, 36: 1135 - 1138
- [2] Walls D F and Zoller P. A. coherent nonlinear mechanism for optical bistability from three level atoms[J]. Opt. commun. 1980, 34: 260 - 264
- [3] Joshi A and Xiao M. Optical Multistability in Three - Level Atoms inside an Optical Ring Cavity [J]. Phys. Rev. Lett. 2003, 91: 143904 - 143908
- [4] Cardimona D A, Raymer M G and Stroud C R. Steady - state quantum interference fluorescence [J]. Phys. B, 1982, 15: 55 - 64.
- [5] 王雨三, 张中华. 激光物理基础[M]. 哈尔滨: 哈尔滨工业出版社, 2004.
- [6] Wu Y and Yang X X. Electromagnetically induced transparency in V - , A - and cascade - type schemes beyond steady - state analysis [J]. Phys. Rev. A, 2005, 71: 053806

Optical Bistability in V - Type Atomic Coherence Medium

CHEN De - hai, CHEN Ai - xi, XU Yan - qiu

(School of Basic Science, East China Jiaotong University, Nanchang 330013, China)

Abstract: The optical bistable behavior of V - type three - level atomic system in a unidirectional ring cavity driven by a coherent field is studied. A single mode laser field is applied to two transitions simultaneously. The interference between decay channels is very important. Studies show that atomic coherent effects could significantly decrease the optical bistability threshold. We also analyze the effect of the atomic cooperation parameter, the width between two upper levels and the detuning on the optical bistability.

Key words: atomic coherences; optical bistability; three - level atom

(责任编辑: 周尚超)