

量子相干调控金刚石锡空位色心光学双稳研究

章建帅, 张红军*, 孙辉

陕西师范大学物理学与信息技术学院, 陕西 西安 710119

摘要 基于电磁感应透明原理理论研究了金刚石锡空位色心系统的光学双稳特性。研究表明,通过改变系统的参数,即探测场失谐量、耦合场失谐量和强度、合作参数等,可以显著改变系统的量子相干特性,从而可以有效调控该固态系统的光学双稳的阈值。另外,适当地调节耦合激光场的强度,可以实现光学双稳态和多稳态的相互转化。

关键词 非线性光学; 光学双稳; 量子相干; 金刚石锡空位色心

中图分类号 O431.2

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202040.1219001

Controlling Optical Bistability Through Quantum Coherence in Tin-Vacancy Color Centers in Diamond

Zhang Jianshuai, Zhang Hongjun*, Sun Hui

School of Physics and Information Technology, Shaanxi Normal University, Xi'an, Shaanxi 710119, China

Abstract In this work, based on the theory of electromagnetically induced transparency, optical bistability behavior in a diamond tin-vacancy color center system was theoretically investigated. It was found that a change in system parameters, such as the detuning of probe and coupled fields, intensities of the coupled fields, and cooperation parameters, can significantly change the quantum coherence characteristics of the system. This can be used to control the threshold of optical bistability of a solid system. In addition, the mutual transformation of optical bistability and optical multistability can be realized by properly adjusting the intensity of the coupled fields.

Key words nonlinear optics; optical bistability; quantum coherence; tin-vacancy color centers in diamond

OCIS codes 190.1450; 270.1670; 160.2220

1 引 言

量子相干在许多量子光学现象中起着非常重要的作用,例如相干布居捕获(CPT)^[1]、电磁感应透明(EIT)^[2]、光学双稳(OB)和光学多稳(OM)^[3-15]等。近些年来,由于光学双稳(OB)和光学多稳(OM)在全光开关^[3]、光学晶体管^[4]、光存储元件^[5]有着巨大的应用前景,人们从理论和实验上分别在多能级原子、量子阱、量子点分子等系统中对其进行了大量研究^[6-15]。最初,Rosenberger等^[6]是在一个两能级原子系统中研究了OB现象,但是由于两能级系统不但需要非常高的激发光强,而且获得的非线性效应较弱,使得OB难以推广应用。为了解决在两能级原子系统中遇到的难题,Harshawardhan等^[7]提出了一个三能级原子系统方案,基于EIT原理成功获得了OB,同时还实现了OM。随后,Joshi等^[8]利用

一个由三能级原子系统组成的光学环形腔在实验上验证了OB。由此,开拓了人们在不同原子系统和材料中研究OB的领域。接着,Guo等^[10]在一个 Λ 型近三能级原子系统通过多拉曼通道干涉实现了OB。Li等^[12]也在一个四能级原子系统的研究中发现通过调整耦合场强度可以控制OB,并且基于Fano型干涉,在一个量子阱系统中成功实现了OB^[13]。此外,Li等^[14]通过对耦合半导体量子点金属纳米颗粒系统的研究,发现利用激子-等离子体相互作用可以很容易地实现OB,并且可以通过调整结构参数来控制OB。

最近,金刚石点缺陷色心逐渐成为人们研究的焦点。相比于原子系统,金刚石氮空位(NV)色心^[16-17]有着更为优良的性能,例如在室温下具有较长的电子自旋退相干时间、单粒子自旋检测、亚纳秒级自旋控制以及电子与邻近核自旋之间的有效量子

收稿日期: 2020-01-13; 修回日期: 2020-03-04; 录用日期: 2020-03-23

基金项目: 国家自然科学基金(61671279)

* E-mail: zhhjun@snnu.edu.cn

态转移等,所以在纠缠态制备方面得到了广泛的关注^[18-19]。同时,NV 色心这些优良的性能也激发了人们对于该固态系统光学双稳特性研究的兴趣。Zhang 等^[20]在金刚石 NV 色心系统中提出了一个爪型四能级方案,并且通过控制椭圆偏振相干场和光学环形腔内的外磁场,在金刚石 NV 色心系统中成功实现了 OB。然而,NV 色心的零声子线(ZPL)伴随着巨大的声子边带(PSB),导致其仅占总荧光的 4%,且 NV 色心易受外界噪声影响,容易引起光学跃迁能量的不稳定。为了克服这些困难,人们发展了基于 IV 组元素的金刚石点缺陷色心系统,如硅空位(SiV)^[21-23]、锗空位(GeV)^[24-30]和锡空位(SnV)^[31]色心材料。这类金刚石点缺陷色心系统具有巨大的零声子线,系统的对称结构能够抵抗外部噪声的影响,并且可以实现单色心的量子发射,因此引起了人们的广泛关注。虽然这三种材料结构相似,但是相比于 SiV 和 GeV 色心,SnV 色心有着更高的量子效率、更大的基态和激发态分

裂能量、更长的自旋相干时间、更高的光稳定性等优点^[31-32]。本文正是基于金刚石 SnV 色心的这些优良性能,提出了一个 N 型四能级的金刚石 SnV 色心系统方案,利用量子相干的原理开展了该固态系统的 OB 特性研究。研究发现,在该固态系统中,不仅成功实现了 OB 和 OM,还通过激光场的失谐量和强度等参数调节实现了 OB 和 OM 的相互转换。

2 模型和方程

本文研究的金刚石 SnV 色心,是一种新型的点缺陷结构。它可以通过离子(Sn⁺)注入方法并在 7.7 GPa 高压下高温退火到 2100 °C 形成。图 1(a)表示金刚石 SnV 色心的原子结构。Sn 原子占据沿 [111] 晶格方向的两个空位之间的间隙位置,形成镜面对称^[31]。这种结构具有与 SiV 和 GeV 色心相同的 D_{3d}对称性^[32]。由于自旋轨道耦合会导致系统的基态和激发态的能级发生劈裂($\Delta_{es} = 3000$ GHz,

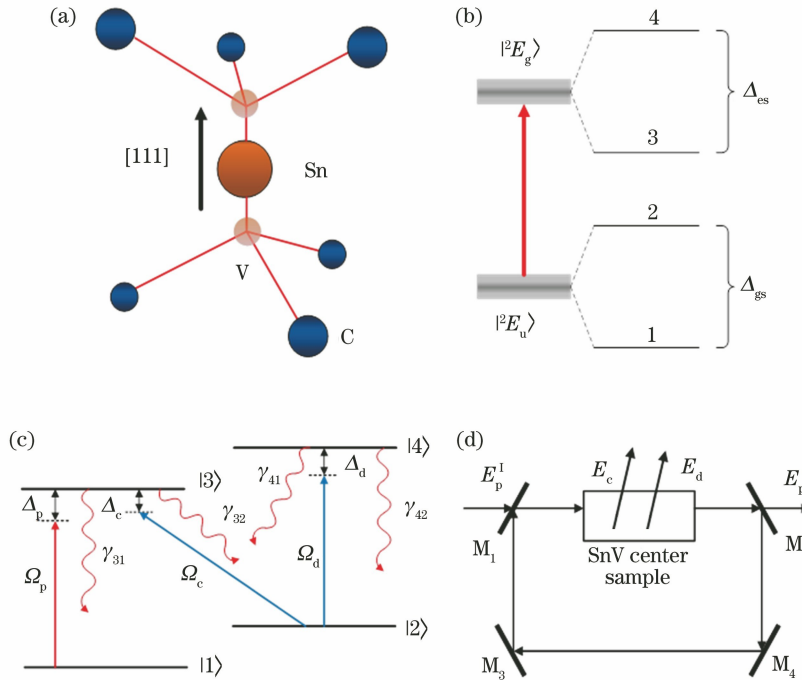


图 1 SnV 色心系统结构及双稳装置图。(a)SnV 色心的原子结构;(b)SnV 色心的电子结构;(c)四能级 N 型金刚石色心系统与一个探测场(Ω_p)和两个耦合场(Ω_c, Ω_d)相互作用的原理图;(d)由四面平面镜构成的单向环形腔,放入长度为 L 的 SnV 色心样品,其中 M_3 和 M_4 表示全反射镜, E_p^1 和 E_p^T 分别为入射场和透射场

Fig. 1 Structure of SnV color center system and the equipment diagram of optical bistability. (a) Atomic structure of SnV color center; (b) electronic structure of SnV color center; (c) schematic of N-type four-level scheme with a probe field (Ω_p) and two coupling fields (Ω_c, Ω_d); (d) unidirectional ring cavity with four mirrors containing the SnV centers' sample of length L . M_3 and M_4 represent total mirrors; E_p^1 and E_p^T are the incident and transmitted fields, respectively

$\Delta_{gs} = 850 \text{ GHz}$ ^[31], 之后形成四能级系统如图 1(b) 所示。我们的理论模型是一个 N 型四能级系统如图 1(c) 所示, 包含有两个激发态 ($|3\rangle$ 和 $|4\rangle$) 和两个基态 ($|1\rangle$ 和 $|2\rangle$)。用频率为 ω_p 的探测场 (拉比频率为 Ω_p) 驱动 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 的跃迁, 同时, 用频率为 ω_c 的耦合场 (拉比频率为 Ω_c) 和另一个频率为 ω_d 的耦合场 (拉比频率为 Ω_d) 分别驱动 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|2\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ 的跃迁。其中, 拉比频率定义为: $\Omega_p = \mu_{31} \cdot E_p / (2\hbar)$, $\Omega_c = \mu_{32} \cdot E_c / (2\hbar)$, $\Omega_d = \mu_{42} \cdot E_d / (2\hbar)$, 式中, E_i ($i = p, c, d$) 和 μ_{ij} ($ij = 31, 32, 42$) 分别为缓慢变化的电场振幅和相应的跃迁电偶极矩, \hbar 为约化普朗克常量。

在旋转波近似和电偶极近似下, 相互作用表象下的系统哈密顿量为 (设 $\hbar = 1$)

$$H_{\text{int}} = (\Delta_p - \Delta_c) |2\rangle\langle 2| + \Delta_p |3\rangle\langle 3| + (\Delta_p - \Delta_c + \Delta_d) |4\rangle\langle 4| - (\Omega_p |3\rangle\langle 1| + \Omega_c |3\rangle\langle 2| + \Omega_d |4\rangle\langle 2| + h.c.), \quad (1)$$

式中: $h.c.$ 为厄米共轭; 定义探测场和耦合场的频率失谐分别为 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ 和 $\Delta_d = \omega_{42} - \omega_d$, 其中, $\omega_{ij} = \omega_i - \omega_j$ 表示从 $|i\rangle \rightarrow |j\rangle$ 的原子跃迁频率。随后, 把上述哈密顿量代入 Liouville 方

程 $i \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = [\hat{H}_{\text{int}}, \hat{\rho}] + \hat{\Lambda} \hat{\rho}$ ($\hbar = 1$, $\hat{\Lambda} \hat{\rho}$ 表示弛豫项), 得到的密度矩阵方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = [i(\Delta_p - \Delta_c) - \Gamma_{21}] \rho_{12} - i\Omega_c \rho_{13} - i\Omega_d \rho_{14} + i\Omega_p^* \rho_{32}, \\ \frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} = (i\Delta_p - \Gamma_{31}) \rho_{13} - i\Omega_p^* (\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_c^* \rho_{32}, \\ \frac{\partial \rho_{14}}{\partial t} = [i(\Delta_p + \Delta_d - \Delta_c) - \Gamma_{41}] \rho_{14} - i\Omega_d^* \rho_{12} + i\Omega_p^* \rho_{34}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = \gamma_{32} \rho_{33} + \gamma_{42} \rho_{44} - i\Omega_c \rho_{23} + i\Omega_c^* \rho_{32} - i\Omega_d \rho_{24} + i\Omega_d^* \rho_{42}, \\ \frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = (i\Delta_c - \Gamma_{32}) \rho_{23} + i\Omega_c^* (\rho_{33} - \rho_{22}) - i\Omega_p^* \rho_{21} + i\Omega_d^* \rho_{43}, \\ \frac{\partial \rho_{24}}{\partial t} = (i\Delta_d - \Gamma_{42}) \rho_{24} + i\Omega_d^* (\rho_{44} - \rho_{22}) + i\Omega_c^* \rho_{34}, \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = -(\gamma_{31} + \gamma_{32}) \rho_{33} + i\Omega_p \rho_{13} - i\Omega_p^* \rho_{31} + i\Omega_c \rho_{23} - i\Omega_c^* \rho_{32}, \\ \frac{\partial \rho_{34}}{\partial t} = [i(\Delta_d - \Delta_c) - \Gamma_{43}] \rho_{34} + i\Omega_p \rho_{14} - i\Omega_d^* \rho_{32} + i\Omega_c \rho_{24}, \\ \frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} = -(\gamma_{41} + \gamma_{42}) \rho_{44} + i\Omega_d \rho_{24} - i\Omega_d^* \rho_{42}, \end{cases} \quad (2)$$

式中: $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$, $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$, γ_{ij} 表示从态 $|i\rangle$ 到态 $|j\rangle$ 电偶极跃迁的自发辐射衰减率; $\Gamma_{ij} = (\gamma_i + \gamma_j)/2$ 表示退相率, 其中 γ_i, γ_j 表示态 $|i\rangle$ 或态 $|j\rangle$ 的总衰减率, 且 $\gamma_i = \sum_k \gamma_{ik}$, $\gamma_j = \sum_k \gamma_{jk}$ ($i \neq k, j \neq k$)。

为了研究金刚石 SnV 色心系统的 OB 和 OM 特性, 把粒子数密度为 N 的金刚石 SnV 色心样品放入图 1(d) 的单向环形腔中。假设 M_3 和 M_4 都是理想的反射镜。反射镜 M_1 和 M_2 的反射和透射系数分别用 R 和 T 表示, 且 $R + T = 1$, 这时系统总的电磁场可以写为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_p \exp(-i\omega_p t) + \mathbf{E}_c \exp(-i\omega_c t) + \mathbf{E}_d \exp(-i\omega_d t) + c.c., \quad (3)$$

其中 $c.c.$ 表示复数共轭。由图 1(d) 可知, 探测场在环形腔内循环, 而控制场不在环形腔内循环。因此, 在慢变包络近似下, 光腔内探测场的动力学行为满足麦克斯韦方程, 该方程为

$$\frac{\partial \mathbf{E}_p}{\partial t} + c \frac{\partial \mathbf{E}_p}{\partial z} = i \frac{\omega_p}{2\epsilon_0} P(\omega_p), \quad (4)$$

式中: c 是真空中光速; ϵ_0 为真空中的介电常数; $P(\omega_p) = N \mu_{13} \rho_{31}$ 表示在 $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ 跃迁过程中的诱导极化强度的缓慢振荡项, 其中 $\mu_{13} = \mu_{31}^*$ 。在稳态的条件下, 方程(4)又可以写为

$$\frac{\partial \mathbf{E}_p}{\partial z} = \frac{iN\omega_p \mu_{13}}{2c\epsilon_0} \rho_{31}, \quad (5)$$

对于理想的调谐谐振腔, 腔边界条件为

$$E_p(L) = E_p^T / \sqrt{T}, \quad (6)$$

$$E_p(0) = \sqrt{TE_p^T + RE_p(L)}, \quad (7)$$

式中: L 是样品长度; $E_p(0)$ 和 $E_p(L)$ 分别为 $z=0$ 和 $z=L$ 时的电场振幅; E_p^I 和 E_p^T 分别为经 M_1 和 M_2 的输入和输出探测场振幅。(7)式右边的第二项描述了一种反馈机制,是产生 OB 的关键所在,如果 $R=0$, OB 现象就不会出现。

在平均场近似下^[33],使用边界条件方程[(6)式和(7)式],并设 $y = \frac{\mu_{13} E_p^I}{\hbar \sqrt{T}}$ 和 $x = \frac{\mu_{13} E_p^T}{\hbar \sqrt{T}}$, 把场进行标准化。这个环形腔的输入输出关系可表示为

$$y = x - iC\rho_{31}(x), \quad (8)$$

式中: $C = \frac{N\omega_p L \mu_{13}^2}{2 \hbar \epsilon_0 c T}$ 是系统的合作参数。(8)式右边的第二项对于 OB 能否出现非常重要,如果没有第二项,输入和输出将呈线性关系。

3 结果和分析

将在金刚石 SnV 色心系统中讨论不同参数条件下的 OB 特性。在稳态条件下,利用 MATLAB 语言编程工具,数值求解方程(2)式和边界条件方程[(6)式和(7)式],可以得到不同参数条件下输出场强度 $|x|$ 和输入场强度 $|y|$ 之间的关系。为了计算简便,在以下的数值计算中所有的参数都用从 $|3\rangle$ 态到 $|1\rangle$ 态的自发辐射衰减速率 $\gamma_{31} = 32 \times$

$2\pi \text{ MHz} = \gamma$ 来度量^[31]。根据文献[31]图 2(b)中荧光光谱(PL)峰值强度的比例,可知不同跃迁通道的概率分布,因此取其他自发辐射衰减率为 $\gamma_{41} = \gamma_{21} = 0.001\gamma, \gamma_{32} = 0.3\gamma, \gamma_{42} = 0.05\gamma$ 。此外,假设所有的拉比频率都为实数。

3.1 探测场失谐量 Δ_p 对 OB 的影响

设定 $\Omega_c = 2.5\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_c = 2\gamma, \Delta_d = 0, C = 50\gamma$ 。图 2(a)给出了不同探测频率失谐 Δ_p 情形下的输入光强和输出光强关系。从图中可以看到,随着探测频率失谐 Δ_p 的逐渐增加,OB 开始出现,且 OB 阈值也在随着探测频率失谐 Δ_p 的增加而增加。为了进一步解释上述的现象,绘制系统的吸收和色散曲线,如图 2(b)所示,当 $\Delta_d = 0$ 和 $\Delta_p = 0$ 时,探测场、耦合场同时发生共振,即实现了双光子共振,导致 EIT 现象。众所周知,OB 的产生强烈依赖于系统的 Kerr 非线性,而 Kerr 非线性又与色散有关。若介质的吸收和色散都为零,即不存在量子相干时,OB 不会出现。但是随着 Δ_p 的逐渐增加,量子相干增强,并且由图 2(b)可知介质的吸收和色散都在增加,而色散的变化必然会影响到系统的 Kerr 非线性,当 Kerr 非线性足够大,OB 随之出现。接着,从图 2(b)可以看出,介质的吸收随着 Δ_p 的增加而急剧增加,使得腔内探测场更难达到饱和,因此 OB 阈值也就变得更大。所以,可以通过调整探测频率失谐 Δ_p 的大小来控制 OB。

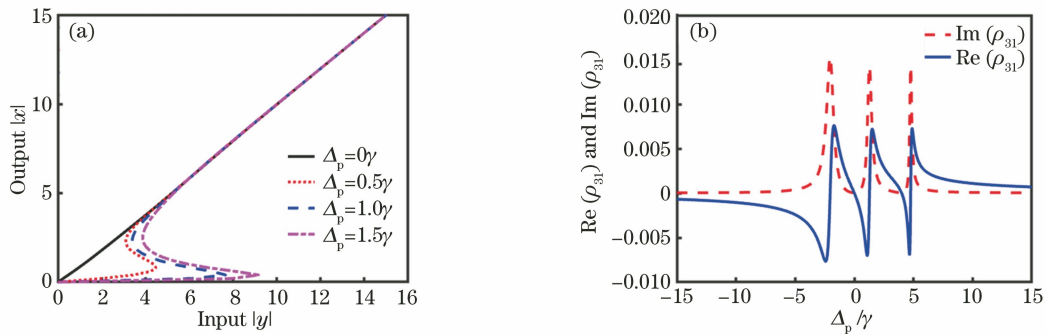


图 2 探测频率失谐 Δ_p 对双稳的影响。(a) 不同探测频率失谐 Δ_p 情形下的输入光强和输出光强关系;(b) 介质的吸收 $\text{Im}(\rho_{31})$ (虚线)、色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ (实线)随探测频率失谐 Δ_p 变化的关系。其他参数为 $\Omega_c = 2.5\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_c = 2\gamma, \Delta_d = 0, C = 50\gamma$

Fig. 2 Influence of probe frequency detunings Δ_p on optical bistability. (a) Output field $|x|$ versus input field $|y|$ for different probe frequency detunings Δ_p ; (b) absorption $\text{Im}(\rho_{31})$ (dashed line) and dispersion $\text{Re}(\rho_{31})$ (solid line) of the medium as functions of probe frequency detunings Δ_p . Other parameters are $\Omega_c = 2.5\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_c = 2\gamma, \Delta_d = 0, C = 50\gamma$

3.2 耦合场失谐量 Δ_c 对 OB 的影响

设 $\Omega_c = 2.5\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_d = 1.5\gamma$, 其他参数和图 2 一样。图 3(a)给出了不同耦合频率失谐 Δ_c

情形下输入光强和输出光强关系。从图中可以看到,在一定的范围内,随着耦合频率失谐 Δ_c 逐渐增加,OB 阈值也在增加,但是在 $\Delta_c = 0.7\gamma$ 时,OB 突然消失。

图 3(b) 给出了介质的吸收 $\text{Im}(\rho_{31})$ (虚线) 和色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ (实线) 随耦合场频率失谐 Δ_c 的变化曲线。从图中可以看出, 在 $\Delta_c = 0.7\gamma$ 时, 介质的吸收和色散同时为 0, 如上述情况一样, 可以把这个点视为 EIT 点,

所以 OB 消失。除了这个点之外, 在其他的范围内, Δ_c 逐渐增加, 介质的吸收和色散也慢慢增加, 探测场更难达到饱和, OB 阈值也随之变得更大。所以, 当改变耦合频率失谐 Δ_c 的大小时, OB 行为也会发生改变。

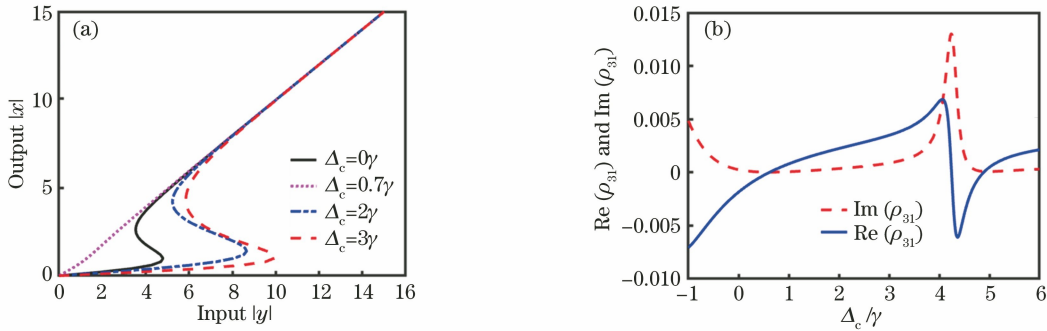


图 3 耦合频率失谐 Δ_c 对双稳的影响。(a) 不同耦合频率失谐 Δ_c 情形下的输入光强和输出光强的关系;(b) 介质的吸收 $\text{Im}(\rho_{31})$ 、色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ 随耦合场频率失谐 Δ_c 的变化。其他参数 $\Omega_c = 2.5\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_d = 1.5\gamma, C = 50\gamma$

Fig. 3 Influence of coupling frequency detunings Δ_c on optical bistability. (a) Output field $|x|$ versus input field $|y|$ for different coupling frequency detunings Δ_c ; (b) absorption $\text{Im}(\rho_{31})$ (dashed line) and dispersion $\text{Re}(\rho_{31})$ (solid line) of the medium as functions of coupling frequency detunings Δ_c . Other parameters are $\Omega_c = 2.5\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_d = 1.5\gamma, C = 50\gamma$

3.3 耦合场强度 Ω_c 对 OB 的影响

设定 $\Omega_d = 6\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = \gamma, \Delta_d = 2\gamma$, 其他参数和图 2 一样。图 4(a) 给出了不同耦合场强度 Ω_c 情形下的输入光强和输出光强关系。从图中可以看到, 当 $\Omega_c < 2.2\gamma$ 时, 系统首先出现 OM, 随着耦合场强度 Ω_c 逐渐增加, OM 随之消失 ($\Omega_c = 2.2\gamma$), 然后 OB 又出现, 最后 OB 逐渐消失。OM 第一次出现的原因是在弱耦合的情况下, (8) 式中的表达式 y 不再是变量 x 在某些参数下的三次多项式, 而是出现了 x 的更高阶项。如果耦合场强度 Ω_c 很弱 ($\Omega_c < 2.2\gamma$), 介质的色散很大, 则可能会引起高阶非线性, 而高阶非线性是系统产生 OM 的重要因素。

另外, 我们还发现, 随着耦合场强度 Ω_c 的增加, OB 的阈值不断减少, 最后直至消失。图 4(b) 给出了介质的吸收 $\text{Im}(\rho_{31})$ (虚线) 和色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ (实线) 随耦合场强度 Ω_c 变化的关系曲线。由图可知, 耦合场强度 Ω_c 的不断 增加影响了原子跃迁 $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 之间的探测吸收, 吸收减少, 使得腔内探测场比较容易达到饱和, OB 的阈值缓慢减少。同时需要注意的是, 如果耦合场强度 Ω_c 太大, 会产生一些不利的影响, 例如 AC-Stark 效应等, 这会影响系统 OB 和 OM 的结果。最后, 还有一个新的发现——可以通过控制耦合场强度 Ω_c 的大小, 使 OB 和 OM 相互转换。

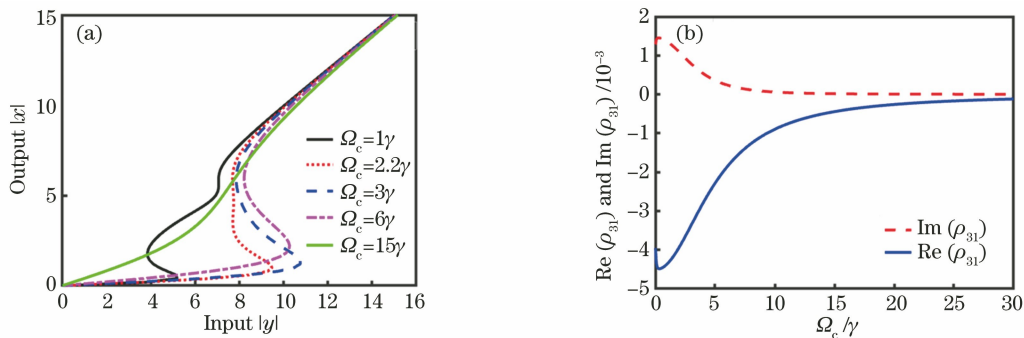


图 4 耦合场强度 Ω_c 对双稳的影响。(a) 不同耦合场强度 Ω_c 情形下的输入光强和输出光强关系;(b) 介质的吸收 $\text{Im}(\rho_{31})$ 、色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ 随耦合场强度 Ω_c 变化的关系。其他参数为 $\Omega_d = 6\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = \gamma, \Delta_d = 2\gamma, C = 50\gamma$

Fig. 4 Influence of coupling field strength Ω_c on optical bistability. (a) Output field $|x|$ versus input field $|y|$ for different coupling field intensities Ω_c ; (b) absorption $\text{Im}(\rho_{31})$ and dispersion $\text{Re}(\rho_{31})$ of the medium as functions of coupling field intensity Ω_c . Other parameters are $\Omega_d = 6\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = \gamma, \Delta_d = 2\gamma, C = 50\gamma$

3.4 耦合场强度 Ω_d 对 OB 的影响

设定 $\Omega_c = 2.5\gamma, \Delta_p = \gamma, \Delta_c = 2\gamma, \Delta_d = 3\gamma$, 其他参数和图 2 一样。图 5(a) 给出了不同耦合场强度 Ω_d 情形下的输入光强和输出光强关系。从图中可以看出, 随着耦合场强度 Ω_d 大小的逐渐增加, OB 的阈值也会逐渐变大, 这恰好和另一个耦合场 Ω_c 对 OB 的影响相

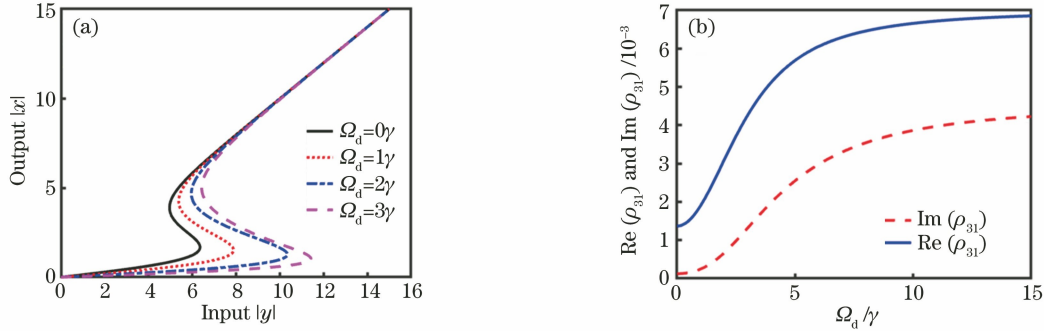


图 5 耦合场强度 Ω_d 对双稳的影响。(a) 不同耦合场强度 Ω_d 情形下的输入光强和输出光强关系;(b) 介质的吸收

$\text{Im}(\rho_{31})$ 、色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ 随耦合场强度 Ω_d 变化的关系。其他参数为 $\Omega_c = 2.5\gamma, \Delta_p = \gamma, \Delta_c = 2\gamma, \Delta_d = 3\gamma, C = 50\gamma$

Fig. 5 Influence of coupling field strength Ω_d on optical bistability. (a) Output field $|x|$ versus input field $|y|$ for different coupling field intensities Ω_d ; (b) absorption $\text{Im}(\rho_{31})$ and dispersion $\text{Re}(\rho_{31})$ of the medium as functions of coupling field intensity Ω_d . Other parameters are $\Omega_c = 2.5\gamma, \Delta_p = \gamma, \Delta_c = 2\gamma, \Delta_d = 3\gamma, C = 50\gamma$

3.5 合作参数 C 对 OB 的影响

设定 $\Omega_c = 4\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = \gamma, \Delta_d = 0$, 其他参数和图 2 一样。图 6 给出了不同合作参数情况下系统的输入-输出关系。从图 6 中可以看出, 随着合作参数 C 的增加, OB 的阈值也在逐渐增大。

这个很容易理解, 因为合作参数 $C = \frac{N\omega_p L \mu_{13}^2}{2 \hbar \epsilon_0 c T}$, 即

合作参数 C 和粒子数密度 N 是成正比的。而粒子数密度 N 越大, 合作参数就越大, 故系统的相干特性就越强。从(8)式可以看出: 合作参数 C 越大, 越容易实现光学双稳; 并且随着合作参数 C 的增加介

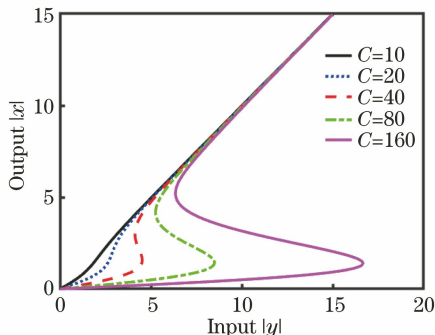


图 6 不同合作参数 C 情形下的输入光强和输出光强关系。

其他参数为 $\Omega_c = 4\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = \gamma, \Delta_d = 0$

Fig. 6 Output field $|x|$ versus input field $|y|$ for different cooperation parameters. Other parameters are $\Omega_c = 4\gamma, \Omega_d = 2\gamma, \Delta_p = 2\gamma, \Delta_c = \gamma, \Delta_d = 0$

反。为了解释这一点, 绘制了系统的吸收 $\text{Im}(\rho_{31})$ 和色散 $\text{Re}(\rho_{31})$ 随耦合场强度 Ω_d 的关系图, 如图 5(b) 所示。从图中可以看到, 当耦合场强度 Ω_d 慢慢增加时, 介质的吸收逐渐增加, 腔内探测场更难达到饱和, OB 的阈值随之变得越来越大。所以, 也可以通过调整耦合场强度 Ω_d 的大小来控制 OB。

质的吸收就越来越大, 探测场就越不容易达到饱和, 故这将导致系统的 OB 阈值增加。另外, SnV 色心的粒子数密度 N 增加, 会引起合作参数 C 的增大, 最终会导致金刚石 SnV 色心系统 OB 阈值的增加。所以, 也可以通过改变合作参数 C 的大小来控制系统 OB 特性。

4 结 论

基于量子相干原理在金刚石 SnV 色心系统中提出了一种 N 型四能级方案来研究 OB 特性。结果表明, 在适当的参数条件下, 可以在金刚石 SnV 色心系统中实现 OB 和 OM 传输, 同时, 通过改变探测场频率失谐、耦合场频率失谐和强度以及系统的合作参数可以有效控制该固态量子系统的 OB 特性。另外, 适当地调整耦合场强度 Ω_c 的大小, 可以实现 OB 和 OM 的相互转换。该研究结果可以为全光交换、光通信和固态量子信息科学提供一些指导方案。

参 考 文 献

[1] Arimondo E V. Coherent population trapping in laser spectroscopy[J]. Progress in Optics, 1996, 35: 257-354.
 [2] Harris S E. Electromagnetically induced transparency [J]. Physics Today, 1997, 50(7): 36-42.

- [3] Dawes A M C, Illing L, Clark S M, et al. All-optical switching in rubidium vapor[J]. *Science*, 2005, 308(5722): 672-674.
- [4] Gibbs H M, McCall S L, Venkatesan T N C. Differential gain and bistability using a sodium-filled fabry-perot interferometer[J]. *Physical Review Letters*, 1976, 36(19): 1135-1138.
- [5] Orozco L A, Kimble H J, Rosenberger A T, et al. Single-mode instability in optical bistability [J]. *Physical Review A*, 1989, 39(3): 1235-1252.
- [6] Rosenberger A T, Orozco L A, Kimble H J. Observation of absorptive bistability with two-level atoms in a ring cavity[J]. *Physical Review A*, 1983, 28(4): 2569-2572.
- [7] Harshawardhan W, Agarwal G S. Controlling optical bistability using electromagnetic-field-induced transparency and quantum interferences[J]. *Physical Review A*, 1996, 53(3): 1812-1817.
- [8] Joshi A, Xiao M. Optical multistability in three-level atoms inside an optical ring cavity [J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91(14): 143904.
- [9] Cheng D C, Liu C P, Gong S Q. Optical bistability and multistability via the effect of spontaneously generated coherence in a three-level ladder-type atomic system[J]. *Physics Letters A*, 2004, 332(3/4): 244-249.
- [10] Guo H J, Wang L C, Niu Y P, et al. Optical bistability and multistability via multi-Raman-channel interference[J]. *Chinese Optics Letters*, 2009, 7(8): 659-662.
- [11] Wang Z P. Controlling optical bistability and multistability in a three-level Λ -type atomic system under the nonresonant condition [J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2009, 15(2): 133-138.
王志平. 非共振条件下 Λ 型三能级原子系统光学双稳态和多稳态的控制[J]. *量子光学学报*, 2009, 15(2): 133-138.
- [12] Li J H, Lü X Y, Luo J M, et al. Optical bistability and multistability via atomic coherence in an N-type atomic medium [J]. *Physical Review A*, 2006, 74(3): 035801.
- [13] Li J H. Controllable optical bistability in a four-subband semiconductor quantum well system [J]. *Physical Review B*, 2007, 75(15): 155329.
- [14] Li J B, Liang S, He M D, et al. A tunable bistable device based on a coupled quantum dot: metallic nanoparticle nanosystem [J]. *Applied Physics B*, 2015, 120(1): 161-166.
- [15] Bao C J, Qi Y H, Niu Y P, et al. Surface plasmon-assisted optical bistability in the quantum dot-metal nanoparticle hybrid system [J]. *Journal of Modern Optics*, 2016, 63(13): 1280-1285.
- [16] Fuchs G D, Falk A L, Dobrovitski V V, et al. Spin coherence during optical excitation of a single nitrogen-vacancy center in diamond [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(15): 157602.
- [17] Santori C, Tamarat P, Neumann P, et al. Coherent population trapping of single spins in diamond under optical excitation[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97(24): 247401.
- [18] Feng S, Wang T A, Zhang Y. Converting W-state into GHz-state based on cross-Kerr nonlinearity and coupling systems of nitrogen-vacancy color center in diamond and microtoroidal resonator [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2019, 56(21): 212701.
冯帅, 王泰安, 张勇. 基于交叉克尔非线性和金刚石氮空穴色心-微环谐振腔的 W 态向 GHz 态的转换 [J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(21): 212701.
- [19] Liao Q H, Jin P, Ye Y. Entanglement dynamic properties of nitrogen-vacancy centers coupled to mechanical resonators in nanodiamond [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2018, 45(12): 1212001.
廖庆洪, 金鹏, 叶杨. 纳米金刚石氮空位中心耦合机械振子的纠缠动力学特性 [J]. *中国激光*, 2018, 45(12): 1212001.
- [20] Zhang D, Yu R, Li J H, et al. Laser-polarization-dependent and magnetically controlled optical bistability in diamond nitrogen-vacancy centers [J]. *Physics Letters A*, 2013, 377(38): 2621-2627.
- [21] Neu E, Agio M, Becher C. Photophysics of single silicon vacancy centers in diamond: implications for single photon emission [J]. *Optics Express*, 2012, 20(18): 19956-19971.
- [22] Sipahigil A, Evans R E, Sukachev D D, et al. An integrated diamond nanophotonics platform for quantum-optical networks [J]. *Science*, 2016, 354(6314): 847-850.
- [23] Hepp C, Müller T, Waselowski V, et al. Electronic structure of the silicon vacancy color center in diamond [J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112(3): 036405.
- [24] Iwasaki T, Ishibashi F, Miyamoto Y, et al. Germanium-vacancy single color centers in diamond [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 12882.
- [25] Palyanov Y N, Kupriyanov I N, Borzdov Y M, et al. Germanium: a new catalyst for diamond synthesis and a new optically active impurity in diamond [J]. *Scientific Reports*, 2015, 5: 14789.
- [26] Ekimov E A, Lyapin S G, Boldyrev K N, et al. Germanium-vacancy color center in isotopically enriched diamonds synthesized at high pressures [J]. *JETP Letters*, 2015, 102(11): 701-706.

- [27] Siyushev P, Metsch M H, Ijaz A, et al. Optical and microwave control of germanium-vacancy center spins in diamond [J]. *Physical Review B*, 2017, 96 (8): 081201.
- [28] Bhaskar M, Sukachev D, Sipahigil A, et al. Quantum nonlinear optics with a germanium-vacancy color center in a nanoscale diamond waveguide [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 118(22): 223603.
- [29] Boldyrev K N, Mavrin B N, Sherin P S, et al. Bright luminescence of diamonds with Ge-V centers [J]. *Journal of Luminescence*, 2018, 193: 119-124.
- [30] Bray K, Regan B, Trycz A, et al. Single crystal diamond membranes and photonic resonators containing germanium vacancy color centers [J]. *ACS Photonics*, 2018, 5(12): 4817-4822.
- [31] Iwasaki T, Miyamoto Y, Taniguchi T, et al. Tin-vacancy quantum emitters in diamond [J]. *Physical Review Letters*, 2017, 119(25): 253601.
- [32] Thiering G, Gali A. Ab initio magneto-optical spectrum of group-IV vacancy color centers in diamond [J]. *Physical Review X*, 2018, 8 (2): 021063.
- [33] Meystre P. On the use of the mean-field theory in optical bistability [J]. *Optics Communications*, 1978, 26(2): 277-280.