

基于光学非互易的双路多信道全光操控*

李鑫¹⁾ 解舒云¹⁾ 李林帆¹⁾ 周海涛^{1)2)†} 王丹¹⁾²⁾ 杨保东¹⁾²⁾¹⁾ (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)²⁾ (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2022 年 3 月 21 日收到; 2022 年 5 月 6 日收到修改稿)

基于原子热运动的极化率-动量锁定特性及腔引起的强耦合特征, 设计并实现了一套无磁的光学互易-非互易传输转换方案. 理论和实验证实, 耦合场条件决定了系统的非互易性. 在单束行波场作用下, 由于多普勒效应, 热原子中的非互易性取决于耦合场的传播方向. 因此, 通过改变对向耦合场的开闭, 可控制基于内腔电磁诱导透明的双路单信道光学非互易传输. 而在两束对向耦合场同时作用下, 腔透射由单暗态转变为双暗态极子峰, 其互易性输出依赖于两束耦合场之间的频率差. 于是通过调谐频率差可实现基于双暗态极子峰的双路多信道互易-非互易传输调控.

关键词: 光学非互易, 双暗态, 多普勒频移, 全光开关**PACS:** 42.50.Gy, 42.50.-p, 42.65.Pc, 32.80.Qk**DOI:** 10.7498/aps.71.20220506

1 引言

作为破坏对称性的光学非互易 (optical nonreciprocity, ONR) 效应, 在允许光单向传输的过程总是伴随着打破时间反演的对称性. ONR 可实现多通道全光开关、光控逻辑门操控等功能, 在全光量子信息处理和量子计算中有着潜在的应用, 从而引起人们的广泛关注. 然而传统实现 ONR 的方法是基于磁光的法拉第旋转效应^[1], 实现此功能则需要较大体积的磁体, 因此不易实现系统的小型化和集成化. 鉴于此, 通过其他物理过程实现无磁 ONR 效应及器件的研究引起了国内外研究人员极大的兴趣. 例如, 基于宇称-时间 (parity-time, PT) 对称的非线性光学实现光的非对称传输^[2,3]、全同共振器的参量调制^[4,5]、光机相互作用诱导的 ONR 传输及放大^[6-8]、手性量子光学^[9-11]、“移动”的光子

晶体^[12,13]、冷原子^[14,15]、基于热原子多普勒频移^[16-18]和等离子体器件^[19,20]等.

腔量子电动力学 (cavity quantum electrodynamics, C-QED) 主要研究束缚在如光学谐振腔、高 Q 微腔、微型量子器件等特定空间中的粒子 (原子、分子或离子) 与光场相互作用的量子行为. 将原子与腔耦合, 可有效地增强原子的非线性效应^[21], 延长量子退相干时间, 因此广泛应用于光场空间模式变换、全光控制开关、量子纠缠、非经典光场制备等研究中. C-QED 系统作为光量子器件, 在实现 ONR 传输^[16,22]、组成量子逻辑门组^[23-25]、产生量子干涉和制备量子纠缠态^[26,27]等量子信息领域已成为重要工具之一. 近年来, 基于原子非线性效应的多通道量子态操控在实现逻辑门操作及量子纠缠源制备等领域获得了长足的发展. 比如, 利用室温下碱金属原子的非线性克尔效应, 结合两个马赫-曾德干涉仪实现了多种基本逻辑门运算^[28];

* 国家自然科学基金 (批准号: 61975102, 11704235)、山西省自然科学基金 (批准号: 20210302123437)、山西省青年科技研究基金 (批准号: 201901D211166) 和山西省高等学校科技创新项目 (批准号: 2020L0038) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zht007@sxu.edu.cn

另外, 基于原子的四波混频 (four wave mixing, FWM) 过程, 可产生相敏放大的关联光束 [29,30], 以及制备多通道光学轨道角动量复用的连续变量纠缠源 [31] 等. 然而, 基于原子非线性的 ONR 效应及其全光操控研究, 主要集中在对弱探测光的单信道输出态操控上, 而对空间多路信号多信道量子态操控的探索空间依然广阔. 本文基于 Λ 型三能级热原子-腔复合系统, 提出了一套无磁的光学互易 (optical reciprocity, OR)-ONR 转换方案, 并通过控制相干耦合光的开闭及频率失谐, 实现了双路多信道的全光操控及部分逻辑门运算.

2 系统构建及理论模拟

实验系统如图 1(a) 所示, 将一 Cs 原子气室置于由两块平面镜 M1, M2 和一块平凹腔镜 M3 构成的三镜环形腔中, 组成了原子-腔耦合系统. 将频率完全相同的两束信号光 s_1 和 s_2 作为两路输入源以水平偏振共线对向入射到原子-腔中, 两束耦合光 c_1 和 c_2 作为控制源以垂直偏振通过两个偏振分光棱镜 (polarization beam splitter, PBS) 对向单次穿过内腔 Cs 原子气室. 两束信号光的腔透射信号用于判断原子-腔系统的非互易性. 信号光与耦合光的频率分别作用于 Cs 原子 D1 线的两个跃迁能级, 构成 Λ 型三能级电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 系统, 如图 1(b) 所示. 频率为 ω_s 的 s_1 光和 s_2 光作用于基态 $|a\rangle$ ($6S_{1/2}, F_g = 4$) 到激发态 $|c\rangle$ ($6P_{1/2}, F_e = 4$) 的能级跃迁, 频率失谐为 $\Delta_s = \omega_s - \omega_{ca}$ (ω_{ca} 为到能态 $|c\rangle$ 和 $|a\rangle$ 之间的能级差); 频率分别为 ω_{c_1} 和 ω_{c_2} 的

c_1 光和 c_2 光作用于基态 $|b\rangle$ ($6S_{1/2}, F_g = 3$) 到激发态 $|c\rangle$ 的能级跃迁, 频率失谐分别为 $\Delta_{c_1} = \omega_{c_1} - \omega_{cb}$ 和 $\Delta_{c_2} = \omega_{c_2} - \omega_{cb}$ (ω_{cb} 为到能态 $|c\rangle$ 和 $|b\rangle$ 之间的能级差). 定义 $\delta_c = \Delta_{c_2} - \Delta_{c_1}$ 为两束耦合光之间的频率差.

在原子共振跃迁频率附近, 原子-腔系统的腔透射特性主要取决于内腔原子对弱信号光的复极化率. 因此, 首先分析信号光单次穿过内腔原子时的动力学特性. 如图 1(b) 所示, 原子系统的哈密顿量表示为

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

其中 H_0 和 H_1 分别表示原子系统的自由哈密顿量和光与原子相互作用的哈密顿量. 由于能级 $|b\rangle$ 为基态, 假设其能量为 0 时, 则 H_0 可表示为

$$H_0 = \hbar\omega_a |a\rangle \langle a| + \hbar\omega_c |c\rangle \langle c|. \quad (2)$$

对于速度 $v = 0$ 的原子, 不论信号光沿任何方向传播都是等价的, 于是在旋波近似下, H_1 表示为

$$H_1 = -\hbar(\Omega_{c_1} + \Omega_{c_2} e^{-i\delta_c t}) e^{-i\omega_{c_1} t} |c\rangle \langle b| - \hbar\Omega_s e^{-i\omega_s t} |c\rangle \langle a| + \text{h.c.}, \quad (3)$$

其中 Ω_s , Ω_{c_1} 和 Ω_{c_2} 分别代表 $s_{1(2)}$ 光、 c_1 光和 c_2 光的拉比频率. 原子密度算符的运动主方程可写为

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H_0 + H_1, \rho] + \gamma\rho, \quad (4)$$

其中 $\gamma\rho$ 唯象地描述了由于自发辐射、原子-原子碰撞、以及原子-气室内壁碰撞等因素引起密度算符在动力学演化过程中的衰减. 利用 (1) 式—(4) 式, 通过各密度矩阵元随时间的演化方程 [21], 在 $\Omega_s \ll \Omega_{c_1}$ 条件下, 可求得信号光与原子相互作用的密度算符的稳态解为

$$\rho_0 = \frac{-1}{(\Delta_s + i\gamma_{ca}) - \frac{\Omega_{c_1}(\Omega_{c_1}^* + \Omega_{c_1}^* A)}{(\Delta_s - \Delta_{c_1}) + i\gamma_{ab}} - \frac{\Omega_{c_2}(\Omega_{c_2}^* + \Omega_{c_2}^* B)}{(\Delta_s - \Delta_{c_2}) + i\gamma_{ab}}}, \quad (5)$$

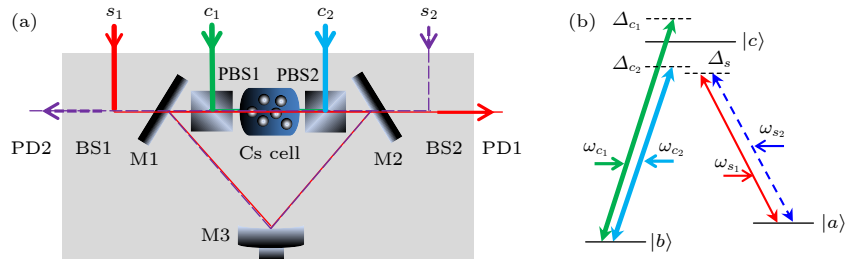


图 1 (a) 实验装置和 (b) 实验能级示意图

Fig. 1. Schematic diagram of experimental setup (a) and energy levels (b).

其中 γ_{ca} 为激发态 $|c\rangle$ 到基态 $|a\rangle$ 的衰减率, γ_{ab} 是两个基态之间的退相干率, A 和 B 是循环因子.

对于在光传播方向上速度分量 $v \neq 0$ 的原子而言, (3) 式中的指数因子须考虑原子运动导致的频移^[21]. 规定内腔原子气室中 c_1 光的传播方向为正方向, (3) 式中耦合光与原子相互作用项中的指数因子 $\omega_{c_1}t$ 变为 $\omega_{c_1}t - k_c v$, $\delta_c t$ 变为 $\delta_c t + 2k_c v$. 而若

s_1 光与原子作用时, 因其与 c_1 光同向传播, 所以 (3) 式中的 $\omega_s t$ 变为 $\omega_s t - k_s v$; 反之, 若 s_2 光与原子作用, $\omega_s t$ 应变为 $\omega_s t + k_s v$ ($k_{c(s)} = \omega_{c(s)}/c$ 为光的波数, c 为光在真空中的速度, 因为 $\omega_{c_1} \approx \omega_{c_2} \gg \delta_c$, 所以 $k_{c_1} \approx k_{c_2} = k_c$). 因此, 重新计算上述过程, 很容易推导出任意原子分别与 s_1 光和 s_2 光相互作用的密度算符 ρ_1 和 ρ_2 的稳态解为

$$\rho_1 = \frac{-1}{(\Delta'_{s_1} + i\gamma_{ca}) - \frac{\Omega_{c_1}(\Omega_{c_1}^* + \Omega_{c_1}^* A)}{(\Delta'_{s_1} - \Delta'_{c_1}) + i\gamma_{ab}} - \frac{\Omega_{c_2}(\Omega_{c_2}^* + \Omega_{c_2}^* B)}{(\Delta'_{s_1} - \Delta'_{c_2}) + i\gamma_{ab}}}, \quad (6a)$$

$$\rho_2 = \frac{-1}{(\Delta'_{s_2} + i\gamma_{ca}) - \frac{\Omega_{c_1}(\Omega_{c_1}^* + \Omega_{c_1}^* A)}{(\Delta'_{s_2} - \Delta'_{c_1}) + i\gamma_{ab}} - \frac{\Omega_{c_2}(\Omega_{c_2}^* + \Omega_{c_2}^* B)}{(\Delta'_{s_2} - \Delta'_{c_2}) + i\gamma_{ab}}}, \quad (6b)$$

其中 $\Delta'_{s_1(c_1)} = \Delta_{s(c_1)} - kv$ 为 $s_1(c_1)$ 光相对该原子的频率失谐, $\Delta'_{s_2(c_2)} = \Delta_{s(c_2)} + kv$ 为 $s_2(c_2)$ 光的频率失谐. 根据电动力学及非线性光学中极化率的定义, 考虑热原子运动引起的多普勒展宽效应, 可得内腔原子对 $s_1(s_2)$ 光的复极化率为

$$\chi_{1(2)} = C \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{1(2)}(v) f(v) dv, \quad (7)$$

其中 $C = N\mu_{ca}^2/(\varepsilon_0 \hbar)$ (ε_0 是真空中介电常数),

\hbar 为普朗克常数, N 是 Cs 原子气室温度为 T_{Cs} 时的原子数密度, μ_{ca} 是能级 $|a\rangle \rightarrow |c\rangle$ 的偶极跃迁矩阵元); $f(v) = \sqrt{m/2\pi k_B T} \exp(-mv^2/2k_B T)$ 为麦克斯韦速度分布函数 (m 是原子质量, k_B 为玻尔兹曼常数). 而复极化率 $\chi = \chi' + i\chi''$, χ' 反映内腔原子介质对信号光的色散特性, 虚部 χ'' 代表吸收特性.

对于原子-腔耦合系统, $s_1(s_2)$ 光的腔透射强度函数为^[32,33]

$$T_{s_1(s_2)} = \frac{(1-r)^2 \gamma_{in}}{1 + r^2 \kappa^2 - 2r\kappa \cos\{[(\Delta_s - \Delta_q) + (\omega_s l/2L)\chi']L/c\}}, \quad (8)$$

其中 r 代表腔镜的总反射率, γ_{in} 为内腔线性损耗, $\kappa \equiv \exp(-\omega_s l \chi''/c)$ 代表长为 l 的内腔原子气室的吸收损耗, L 为环形腔总腔长, Δ_q 为信号光腔模相对原子跃迁中心的频率失谐.

图 2 理论模拟了在只有单束耦合光条件下, 内腔原子分别对 s_1 光和 s_2 光腔模的色散和吸收特性, 以及腔透射强度谱. 当仅有 c_1 光穿过内腔原子气室时, 由于 s_1 光的腔模与 c_1 光同向传播, 对于任意速率 v 的原子, 其对于两束光的频率差为 $\Delta'_{c_1} - \Delta'_{s_1} = \Delta_{c_1} - \Delta_{s_1}$, 即可以满足双光子共振条件. 因此在原子跃迁中心 ($\Delta_{c_1} = \Delta_s = 0$), 腔内原子表现出明显的正常色散和吸收减弱特性, 即典型的 EIT 效应, 如图 2(a) 和图 2(b) 中的红色实线所示. 因此当腔模频率刚好处于原子跃迁中心 ($\Delta_q = 0$) 时, 会产生线宽压窄的单暗态共振极子峰, 如图 2(c)

红色实线所示. 与此相反地, s_2 光的腔模与 c_1 光对向传播, 二者的频率差为 $\Delta'_{c_1} - \Delta'_{s_2} = \Delta_{c_1} - \Delta_s + 2kv$, 即有 $2kv$ 的频率偏移, 不满足双光子共振. 这时腔内原子在共振中心两侧表现出缓慢的反常色散和吸收增强效应, 如图 2(a) 和图 2(b) 中的蓝色虚线所示. 这时 c_1 光只起到光泵浦作用, 即增强了原子对 s_2 光的吸收强度, 因此在原子跃迁中心, 腔透射信号因被完全吸收而不能透射出系统, 如图 2(c) 蓝色虚线所示. 反之, 当只有 c_2 光作用于原子-腔系统时, 内腔原子对 s_1 光和 s_2 光表现出相反的色散和吸收效应, 见图 2(d) 和图 2(e), s_2 光的腔信号能透射出系统而 s_1 光则被完全吸收, 见图 2(f). 因此, 当只有一束耦合光作用时, 由于热原子的多普勒效应, 内腔原子表现出很好的 ONR 效应, 即只有与耦合光同向的信号光能穿过原子-腔系统,

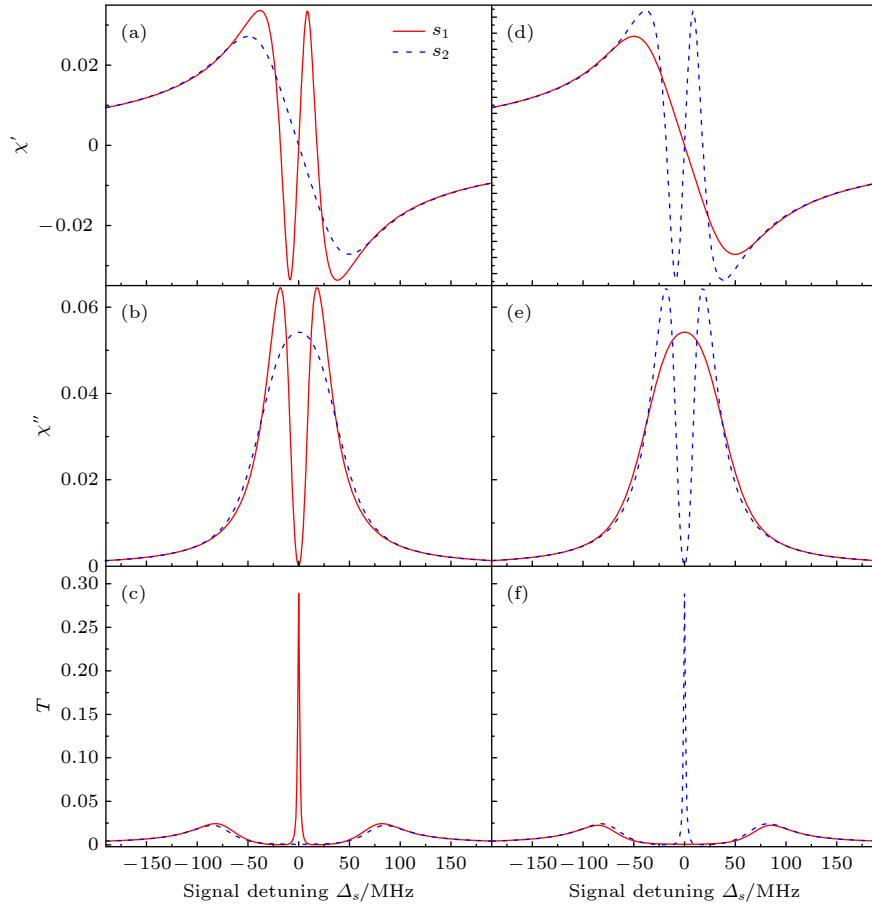


图2 理论模拟注入信号光 s_1 光 (红色实线) 和 s_2 光 (蓝色虚线) 的色散 χ' 、吸收 χ'' 及腔透射谱 T 随信号光频率失谐的变化 (a), (b) 只有 c_1 光作用时的 χ' 和 χ'' ; (d), (e) 只有 c_2 作用时的 χ' 和 χ'' ; (c), (f) 分别对应只有 c_1 光和只有 c_2 作用时的 T . 在计算中参数设置为: (a)–(c) 中, $\Omega_{c1} = 20$ MHz, $\Omega_{c2} = 0$; (d)–(f) 中, $\Omega_{c1} = 0$, $\Omega_{c2} = 20$ MHz. 其他实验参数为: $r = \gamma_{in} = 0.9$, $\gamma_{ca} = 14.4$ MHz, $\gamma_{ab} = 0.3$ MHz, $L = 526$ mm, $l = 75$ mm, $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = \Delta_q = 0$

Fig. 2. Theoretical plots of the dispersion χ' , absorption χ'' and cavity transmission T of the input s_1 (red solid lines) and input s_2 (blue dashed lines) versus signal frequency detuning: (a), (b) χ' and χ'' for only c_1 used; (d), (e) χ' and χ'' for only c_2 used; (c), (f) T corresponding to only c_1 and only c_2 corresponding to panel (a), (b) and (d), (e), respectively. The parameters used in the calculation are $\Omega_{c1} = 20$ MHz, $\Omega_{c2} = 0$ for panel (a)–(c); $\Omega_{c1} = 0$, $\Omega_{c2} = 20$ MHz for panel (d)–(f). The other parameters are $r = \gamma_{in} = 0.9$, $\gamma_{ca} = 14.4$ MHz, $\gamma_{ab} = 0.3$ MHz, $L = 526$ mm, $l = 75$ mm, $\Delta_{c1} = \Delta_{c2} = \Delta_q = 0$.

反向的则因强吸收而无法透射. 这样就实现了方向可调的双路单信道的 ONR 全光操控. 从图 2(c) 和图 2(f) 还发现, 除了单暗态极子峰外, 相对原子跃迁中心两侧对称的还有两个强度较弱、线宽较宽的透射峰. 这是由于原子-腔系统对弱信号光的强耦合效应导致产生的正交劈裂模^[16], 其频率间距约为 $2\sqrt{Ng^2 + \Omega_{ci}^2}$ ($i = 1, 2$; g 代表单个原子与腔的耦合强度), 且在正交模劈裂处对向传输的信号光均表现为 OR 性. 由于单暗态极子峰的频率位置取决于耦合光的频率失谐, 因此分别通过调节 Δ_{c1} 和 Δ_{c2} , 在内腔原子的强耦合区域内可实现对 s_1 光和 s_2 光 ONR 传输的连续调谐.

当 c_1 光和 c_2 光同时作用于内腔原子气室时,

则在内腔介质中形成了驻波耦合光, 即内腔原子的折射率受到了驻波耦合光的周期性调制, 形成了光子晶体模型^[13]. 当 $\delta_c = 0$ 时, 在原子共振跃迁中心附近, “静止”的光子晶体对 s_1 光和 s_2 光表现出相同的周期性极化调制, 由正常色散变为斜率较大的反常色散, 如图 3(a) 所示. 在原子共振跃迁中心, 内腔原子的吸收特性由吸收减弱变为了吸收增强, 即由 EIT 效应转化为电磁诱导吸收 (electromagnetically induced absorption, EIA) 效应, 同时在中心两侧 $\pm\delta$ 处产生两个对称的吸收减弱峰, 即双暗态形成的透明峰, 如图 3(b) 所示. 这是由不同速度原子对信号光吸收叠加的效果, 而 δ 的大小主要取决于耦合光的拉比强度和热原子运动引起的多普勒平均^[13,21]. 因此 s_1 光和 s_2 光的腔透射谱对应应在

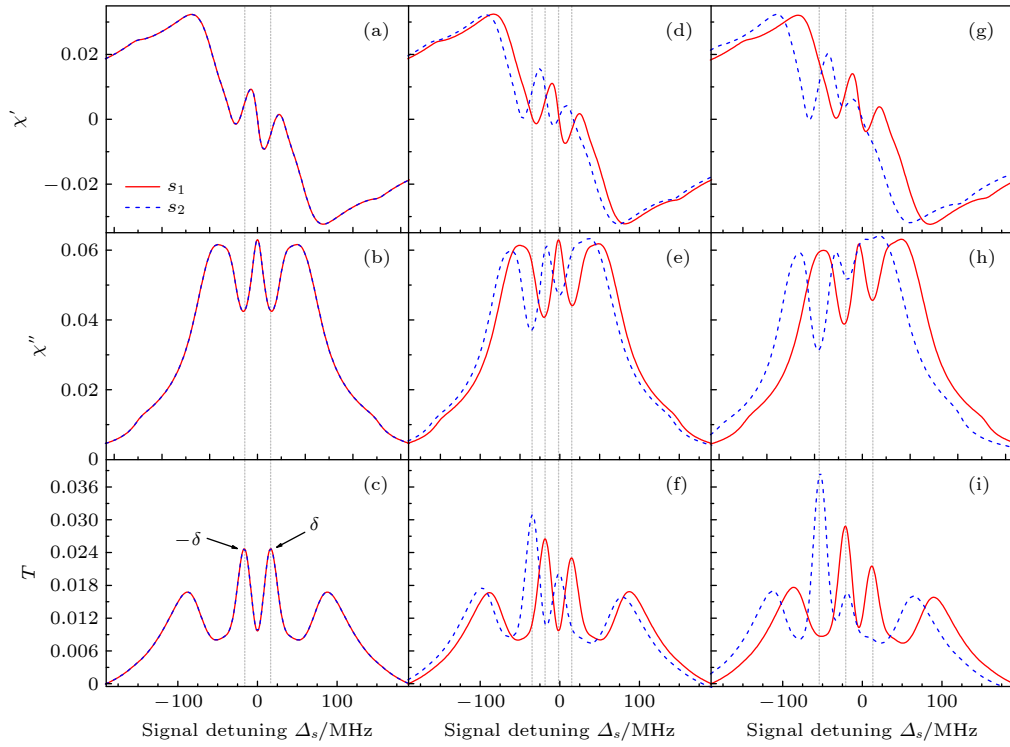


图3 理论模拟了当 c_1 光和 c_2 光同时作用时, 不同频差 δ_c 下 s_1 光 (红色实线) 和 s_2 光 (蓝色虚线) 的色散 χ' 、吸收 χ'' 及腔透射谱 T (a)–(c) $\delta_c = 0$; (d)–(f) $\delta_c = -20$ MHz; (g)–(i) $\delta_c = -40$ MHz. 主要计算参数为 $\Omega_{c_1} = \Omega_{c_2} = 20$ MHz, 其他参数与图2中的相同

Fig. 3. Theoretical plots of χ' , χ'' and T of the input s_1 (red solid lines) and input s_2 (blue dashed lines) versus signal frequency detuning for different frequency difference δ_c when coupling lights c_1 and c_2 are used simultaneously: (a)–(c) $\delta_c = 0$; (d)–(f) $\delta_c = -20$ MHz; (g)–(i) $\delta_c = -40$ MHz. The parameters used in the calculation are $\Omega_{c_1} = \Omega_{c_2} = 20$ MHz, and other parameters are the same as in Fig. 2..

$\pm\delta$ 处各产生一对强度相同的双暗态极子峰, 如图3(c)所示. 与图2比较, 由于内腔原子对双暗态的透明效应弱于单暗态, 且腔透射的双暗态极子峰的频率位置不与腔模共振 ($\Delta_q = 0$), 使得其腔透射效率远小于单暗态极子峰. 由此看出当 $\delta_c = 0$ 时, 原子-腔系统对 s_1 光和 s_2 光的作用具有很好的对称性, 虽然在 $\Delta_s = 0$ 处, 由于EIA效应信号光被内腔原子吸收, 然而在 $\Delta_s = \pm\delta$ 处, 对向传播的 s_1 光和 s_2 光却有两个OR透射窗口.

因为处于热运动中的原子感受到的光场频率与光的传输方向有关, 因此, 原子的极化率与光场的传输方向有关, 这样就形成了极化率-动量锁定^[16,27]. 双暗态极子峰的左右峰其实来自信号光与不同速度群原子的相互作用, 对于 s_1 光来说, 双暗态极子峰的左(右)峰主要来自 $v < 0$ ($v > 0$) 速度群原子的贡献; 相反地, 对于 s_2 光来说, 双暗态极子峰的左(右)则主要来自 $v > 0$ ($v < 0$) 速度群原子的贡献. 因此, 同一速度群原子在信号光正向、反向传输时极化率的对称性被破坏. 当双向耦合光的频率

相同时, 考虑所有运动原子的加权平均后发现, 原子-腔系统又表现出对称性, 所以其输出特性是OR的. 而调谐双向耦合场之间的频率差不为0时, 对称性被破坏, 两个左右峰所处信道表现出ONR性. 当 $\delta_c \neq 0$ 且较小时, c_1 光和 c_2 光则在腔内形成了“移动”的驻波耦合场^[13]. 在原子跃迁中心附近, 虽然“移动”驻波场作用下的内腔原子依然表现为EIA效应, 但破坏了内腔原子对 s_1 光和 s_2 光的极化率对称性, 使二者的双暗态峰的大小及频率位置发生变化 (见图3(d)–(f)). 而在强耦合区域内, s_2 光的双暗态极子峰的频率位置随 δ_c 线性偏移. 例如, 当 $\Delta_{c_1} = 0$, $\delta_c = -\delta$ 时, 对 s_1 光而言, 其双暗态极子峰的频率位置几乎没变, 依然处于 $\pm\delta$ 位置, 只是透射强度稍有变化, 左暗态极子峰稍大于右暗态极子峰, 如图3(f)红色实线所示. 而对于 s_2 光, 其双暗态极子峰整体向左偏移 δ , 且左暗态极子峰明显强于右暗态极子峰, 如图3(f)蓝色虚线所示. 值得一提的是, s_2 光的右暗态极子峰的频率位置恰好落在 s_1 光的强吸收中心, 而 s_1 光的左暗态极子

峰刚好处于 s_2 光的强吸收中心. 这样就形成了双向 4 信道的 ONR 窗口, 即在 $\Delta_s = \pm\delta$ 处, 原子-腔系统只允许 s_1 光透射, 对 s_2 光禁止穿过; 与其相对的, 在 $\Delta_s = -2\delta, 0$ 处, 只允许 s_2 光透射, 而对 s_1 光禁止. 另外由于耦合光的频率推移效应, 使得 s_2 光的正交劈裂模也向左略有偏移, 但由于其频率较宽的透射包络和 s_1 光的正交劈裂模依然处于交叠状态, 原子-腔系统仍保持 OR 性. 当 $\delta_c = -2\delta$ 时, s_2 光的双暗态极子峰继续向左偏移, 使得其右暗态极子峰与 s_1 光的左暗态极子峰在 $\Delta_s = -\delta$ 处重合; s_2 光的左暗态极子峰处于 $\Delta_s = -3\delta$ 处, 刚好处于 s_1 光的左暗态极子峰和左正交劈裂模之间的吸收区域, 而 s_1 光的右暗态极子峰 ($\Delta_s = \delta$) 则处于 s_2 光的右暗态极子峰和右正交劈裂模之间, 如图 3(i) 所示. 于是形成了双向 3 信道的 OR-ONR 窗口, 即在 $\Delta_s = -\delta$ 处, s_1 光和 s_2 光都允许透射, 而当 $\Delta_s = -3\delta$ ($\Delta_s = \delta$) 时, 系统只允许 s_2 (s_1) 光穿过而对 s_1 (s_2) 光禁止. 值得注意的是, 从图 3(i) 可以发现, s_2 光的右暗态极子峰的透射强度已远小于左暗态极子峰, 当继续增大 $|\delta_c|$ 时, 两束信号光的双暗态极子峰会继续远离, 从而又形成双向 4 信道的 ONR 透射窗口. 但较大的 $|\delta_c|$ 已使驻波耦合场不再成立, 使得两束信号光的腔透射谱由双暗态极子峰逐渐过渡为单暗态极子峰, 即向 ONR 的 EIT 效应转变.

3 实验过程及结果分析

为了验证上述理论, 实验上利用两台波长为 894.5 nm 的光栅反馈半导体激光器分别作为信号光和耦合光光源, 作用于图 1(a) 所示的原子-腔系统. 一台作为信号光光源, 经光纤耦合器整形后, 分为两束 s_1 光和 s_2 光, 以水平偏振通过两块 50/50 分束镜 BS1 和 BS2 反射, 对向共线注入到原子-腔中, 二者的腔透射信号再经分束镜透射后, 分别通过两个性能完全相同的光电探测器 PD1 和 PD2 探测. 另一台激光器作为耦合光光源, 其输出光经锥形光放大器放大并经光纤耦合器整形后, 也分为两束 c_1 光和 c_2 光. c_1 光以垂直偏振, 经腔内偏振分光棱镜 PBS1 反射后, 与 s_1 光同向共线穿过内腔 Cs 原子气室, 并经 PBS2 反射出; 而 c_2 光先经过声光调制系统 (acoustooptic modulation, AOM) 移频后, 再以垂直偏振通过 PBS2 反射, 与 c_1 共线

反向穿过气室. AOM 用于控制两束耦合光之间的频率差 δ_c . 实验中三镜环形腔由两个平面镜 M1 和 M2 以及一个平凹镜 M3 组成, 腔长 $L \approx 530$ mm. M1 和 M2 的反射率均为 98%; M3 反射率大于 99.99%, 曲率半径为 1000 mm. 内腔 Cs 原子气室的长度为 75 mm, 放置于环形腔的本征腰斑中心处, 双端通光窗片镀有 894.5 nm 的增透膜. 信号光和耦合光在内腔 Cs 原子中心的有效束宽分别为 380 μm 和 600 μm . 环形腔空腔的精细度约为 120, 在考虑上原子气室及 PBS 的线性损耗后, 腔的精细度降至约 40.

实验上, 首先测量了在单束连续耦合光作用下两束信号光的腔透射信号. 实验发现当只有 c_1 光或 c_2 光穿过内腔 Cs 原子气室时, s_1 光和 s_2 光的腔透射谱除了有互易的两个正交劈裂模外, 只有当信号光和耦合光同向传播时, 才能产生线宽压窄的内腔 EIT 透明峰, 反向传播时则表现为强吸收, 如图 4(a) 和图 4(c) 所示. 实验结果与理论分析很好地吻合, 反映了热原子-腔系统的 ONR 效应. 而基于该效应, 原子-腔系统既可以实现对单向信号光的光隔离器功能, 同时通过调节耦合场作用方向而改变光隔离方向, 从而实现双向可调的光学二极管效应. 为了演示该过程, 利用频率为 10 kHz 的方波信号驱动 AOM, 将 c_2 光调制为脉冲光场, 并测量了 s_1 光和 s_2 光的透射强度. 如图 4(b) 所示, 在信号光、耦合光及腔模的频率都锁定在原子共振跃迁中心 ($\Delta_s = \Delta_{c1} = \Delta_q = 0$) 条件下, c_1 光始终保持“常开”状态, 当 c_2 光为“低电平”时 (即只有 c_1 光作用), 因 s_1 光满足消多普勒而输出“高电平”, s_2 光因多普勒频移被腔吸收而输出“低电平”; 当 c_2 光为“高电平”时, 即 c_2 光也参与作用形成驻波, 双向信号光因 EIA 效应均被强吸收 (见图 3(c)), 因此输出均为“低电平”. 与之相反地, 在 c_1 光始终保持“常闭”状态下, 当 c_2 光为“高电平”时 (即只有 c_2 光作用), s_1 光因多普勒频移被腔吸收而输出“低电平”, 而 s_2 光满足消多普勒而输出“高电平”, 如图 4(d) 所示; 当 c_2 光为“低电平”时, 双向均无耦合光作用, 此时原子-腔系统对双向信号光表现为对称的互易系统, 而信号光能否透射则取决于内腔二能级原子与腔的耦合强度 [34], 本实验中由于信号光在二能级原子作用下已发生完全的正交拉比劈裂, 因此在 $\Delta_s = \Delta_q = 0$ 处双向信号光输出均为“低电平”.

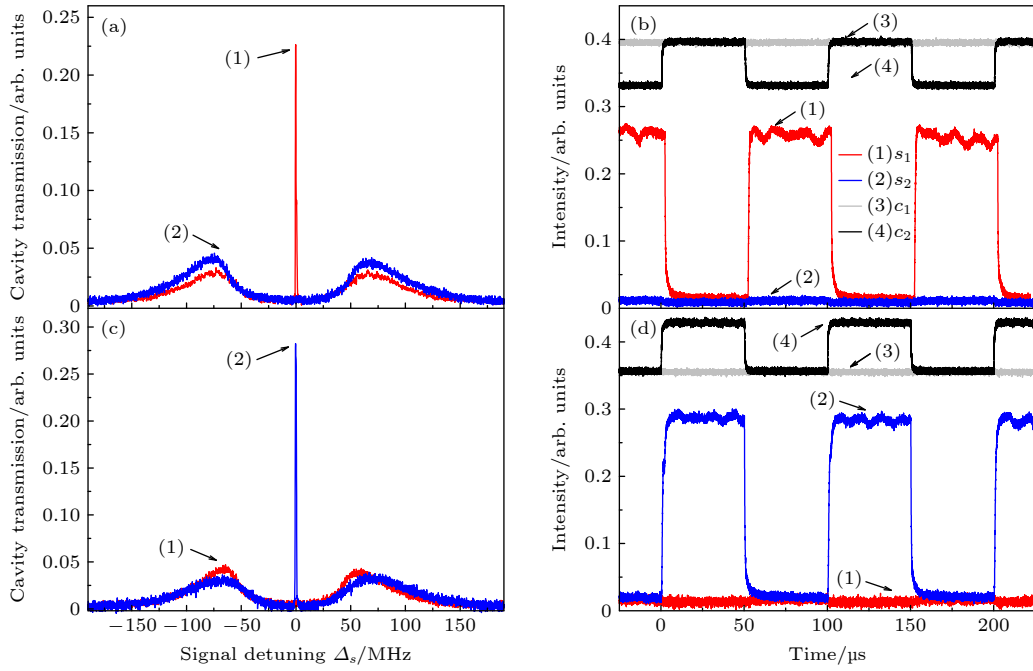


图 4 (a), (c) 实验测量了只有 c_1 光和 c_2 光作用下的腔透射谱; (b), (d) 当 c_2 光为脉冲光时在原子共振跃迁中心 ($\Delta_s = 0$) 的腔透射强度. (1) 代表 s_1 光的腔透射 (红色线), (2) 代表 s_2 光的腔透射 (蓝色线), (3) 代表 c_1 光强度 (灰色线) 和 (4) 代表 c_2 光强度 (黑色线). 主要实验参数为 $P_{c_1} = P_{c_2} = 10$ mW, $P_{s_1} = P_{s_2} = 1.5$ mW, $T_{Cs} = 28.5$ °C, $\delta_c = \Delta_{c_1} = 0$

Fig. 4. (a), (c) Experimental measured cavity transmission for only light c_1 (a) and light c_2 (c) used. (b), (d) The transmission intensity at the atom resonance center ($\Delta_s = 0$) when light c_2 is as pulsed light. Red curves (1) are the cavity transmission of light s_1 , blue curves (2) are those of light s_2 , gray lines (3) and black lines (4) are the intensity of lights c_1 and c_2 , respectively. The main experimental parameters are: $P_{c_1} = P_{c_2} = 10$ mW, $P_{s_1} = P_{s_2} = 1.5$ mW, $T_{Cs} = 28.5$ °C, $\delta_c = \Delta_{c_1} = 0$.

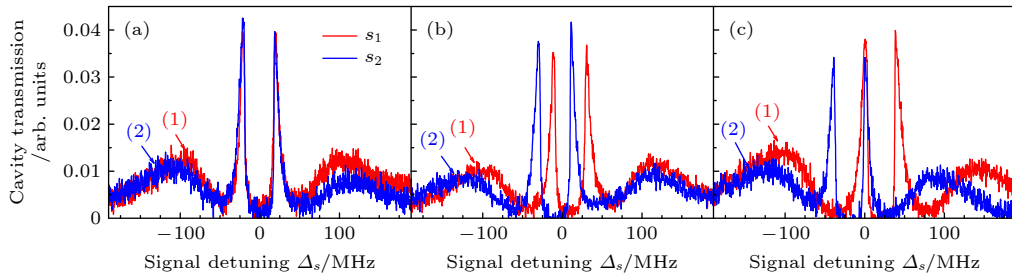


图 5 实验测量了 c_1 光和 c_2 光同时作用下的腔透射谱, 其中主要实验参量为 (a) $\Delta_{c_1} = \delta_c = 0$; (b) $\Delta_{c_1} = 10$ MHz, $\delta_c = -20$ MHz; (c) $\Delta_{c_1} = 20$ MHz, $\delta_c = -40$ MHz. 其他参数与图 4 相同

Fig. 5. Experimental measured cavity transmission for lights c_1 and c_2 simultaneously used. The main experimental parameters are: (a) $\Delta_{c_1} = \delta_c = 0$; (b) $\Delta_{c_1} = 10$ MHz, $\delta_c = -20$ MHz; (c) $\Delta_{c_1} = 20$ MHz, $\delta_c = -40$ MHz. The other parameters are the same as in Fig. 4.

图 5 比较了在 c_1 光和 c_2 光为连续光并同时作用下不同 δ_c 的腔透射谱. 正如图 3(a)—(c) 分析的, 当 $\delta_c = \Delta_{c_1} = 0$ 时, 内腔原子在“静止”驻波耦合场作用下对 s_1 光和 s_2 光表现为 OR 对称的吸收特性, 即在 $\Delta_s = \delta \approx \pm 20$ MHz 处, 各产生一对双暗态极子峰, 而在双暗态极子峰之间的强吸收区域形成了光子“禁带”^[13], 如图 5(a) 所示. 当 $\delta_c \neq 0$ 时, “移动”的驻波耦合场破坏了内腔原子对双向信号光的吸收对称性, 导致二者的双暗态极子峰 (光子“禁

带”) 发生频率偏移的同时, 左、右暗态极子峰的强度差变大, 见图 3(f) 和图 3(i). 实验上可沿 δ_c 变化的反向调节 c_1 光的频率失谐至 $\Delta_{c_1} = |\delta_c/2|$, 使 s_1 光和 s_2 光的“禁带”相对原子跃迁中心对称, 从而弥补由热原子的多普勒频移引起对双向信号光的吸收偏差, 获得强度相近的双暗态极子峰. 如图 5(b) 所示, 当 $\delta_c = -20$ MHz 时, 调节 $\Delta_{c_1} = 10$ MHz, 双暗态极子峰也整体向右偏移 10 MHz. s_1 光的左、右暗态极子峰分别出现在 $\delta = -10$ MHz 和

表 1 不同 δ_c 下双暗态极子峰的输出真值表
Table 1. Output truth table of double dark-state peaks under different δ_c .

		$\delta_c = 0$				$\delta_c = -\delta$						$\delta_c = -2\delta$									
		$\Delta_s = -\delta(\delta)$				$\Delta_s = -2\delta(0)$				$\Delta_s = -\delta(\delta)$		$\Delta_s = -3\delta$		$\Delta_s = -\delta$		$\Delta_s = \delta$					
	$S_{1\text{-in}}$	0	0	1	1	0	0	1	1	0	0	1	1	0	0	1	1	0	0	1	1
	$S_{2\text{-in}}$	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1	0	1
	$S_{1\text{-out}}$	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1	0	0	0	0	0	0	1	1
	$S_{2\text{-out}}$	0	1	0	1	0	1	0	1	0	0	0	0	0	1	0	1	0	1	0	0
	$S = S_{1\text{-out}} + S_{2\text{-out}}$	0	1	1	1	0	1	0	1	0	0	1	1	0	1	0	1	0	1	1	1

$\delta = 30$ MHz处 (见图 5(b) 红色曲线), 而 s_2 光的左、右暗态极子峰分别出现在 $\delta = -30$ MHz 和 $\delta = 10$ MHz 处 (见图 5(b) 蓝色曲线). 这时由于 $s_1(s_2)$ 光的左 (右) 暗态极子峰恰好处于 $s_2(s_1)$ 光的“禁带”区, 于是便形成了双向 4 信道的 ONR 传输. 通过 AOM 继续增大 c_1 光和 c_2 光的频差至 $\delta_c = -40$ MHz 时, 为了对称性, 调节 $\Delta_{c1} = 20$ MHz. 此时 s_1 光的左暗态峰恰好处于 s_2 光的右暗态极子峰频率重合, 刚好处于 $\delta = 0$ 处, 即原子-腔系统在此频率点对 s_1 光和 s_2 光满足 OR 传输的; 而 s_2 光的左暗态极子峰和 s_1 光的右暗态极子峰分别处于 $\delta = -40$ MHz 和 $\delta = 40$ MHz 处, 呈现双向 2 信道的 ONR 传输, 见图 5(c).

若将 c_2 光调制为脉冲光, 则当信号光频率锁定在上述相应的双暗态极子峰频率位置时, 腔透射信号也保持了很好的方波脉冲输出. 因此, 原子-腔系统不但可用于多信道的全光开关控制, 还可以作为量子器件实现逻辑门复合运算. 将 c_1 光和 c_2 光作为原子-腔系统的控制端, s_1 光和 s_2 光分别作为该系统的两个信号输入端 S_{1-in} 和 S_{2-in} , 并将 s_1 光和 s_2 光对应的腔透射作为两个信号输出端 S_{1-out} 和 S_{2-out} , 输出结果“相加”, 作为最终输出态 $S = S_{1-out} + S_{2-out}$. 状态“0”表示无信号输入或无信号输出, “1”表示有信号输入或信号输出. 对照图 5, 表 1 列出了 c_1 光和 c_2 光为“1”状态时, 不同 δ_c 下双暗态极子峰的输出真值结果. 依据集成电路中的逻辑门运算规则, 判断发现在 $\delta_c = 0$, $\Delta_s = \pm\delta$ 和 $\delta_c = -40$ MHz, $\Delta_s = -\delta$ 条件下, 满足 OR 输出的双暗态极子峰可实现或门复合运算. 而在其他频率点, 双暗态极子峰满足 ONR 传输, 因此对于双向的两路输出端, 可实现基于光学二极管效应的多信道全光开关.

4 结 论

基于双向耦合场作用下的原子-腔耦合系统, 利用原子热运动的极化率-动量锁定特性, 实现了一套光学互易-非互易转化的双路多信道光控量子器件方案. 理论和实验研究表明, 在单束行波耦合场作用下, 通过改变耦合场作用方向, 可控制信号光的输出方向, 从而实现单信道的双向光学二极管效应. 而当双向耦合同时作用时, 通过调谐二者的频率差, 可改变双向信号光的传输特性, 实现双向多信道互易-非互易操控. 该方案也适用于其他碱金属原子或等离子系统中, 在全光量子器件和量子信息处理如光学晶体管、全光开关及量子门调控等领域有潜在的应用前景.

参考文献

- [1] Aplet L J, Carson J W 1964 *Appl. Opt.* **3** 544
- [2] Chang L, Jiang X S, Hua S Y, Yang C, Wen J M, Jiang L, Li G Y, Wang G Z, Xiao M 2014 *Nat. Photonics* **8** 524
- [3] Buddhiraaju S, Song A, Papadakis G T, Fan S H 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 257403
- [4] Estep N A, Sounas D L, Soric J, Alù A 2014 *Nat. Phys.* **10** 923
- [5] Ruesink F, Mathew J P, Miri M A, Verhagen E, Alù A 2018 *Nat. Commun.* **9** 1798
- [6] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, Zou C L, Xiao Y F, Zou X B, Sun F W, Guo G C, Dong C H 2016 *Nat. Photonics* **10** 657
- [7] Zhang L W, Li X L, Yang L 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 170701 (in Chinese) [张利巍, 李贤丽, 杨柳 2019 物理学报 **68** 170701]
- [8] Lépinay L M, Ockeloen-Korppi C F, Malz D, Sillanpää M A 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 023603
- [9] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Pichler H, Zoller P 2017 *Nature* **541** 473
- [10] Ramezani H, Jha P K, Wang Y, Zhang X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 043901
- [11] Scheucher M, Hilico A, Will E, Volz J, Rauschenbeutel A 2016 *Science* **354** 1577

- [12] Kang M S, Butsch A, Russell P S J 2011 *Nat. Photonics* **5** 549
- [13] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [14] Horsley S A R, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 223602
- [15] Sayrin C, Junge C, Mitsch R, Albrecht B, O'Shea D, Schneeweiss P, Volz J, Rauschenbeutel A 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041036
- [16] Zhang S C, Hu Y Q, Lin G W, Niu Y P, Xia K Y, Gong J B, Gong S Q 2018 *Nat. Photonics* **12** 744
- [17] Lin G W, Zhang S C, Hu Y Q, Niu Y P, Gong J B, Gong S Q 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033902
- [18] Hu Y Q, Zhang S C, Kuang X Y, Qi Y H, Lin G W, Gong S Q, Niu Y P 2020 *Opt. Express* **28** 38710
- [19] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Bekshaev A Y, Kivshar Y S, Nori F 2018 *Opt. Lett.* **43** 963
- [20] Song K S, Im S J, Pae J S, Ri C S, Ho K S, Kim C S, Han Y H 2020 *Phys. Rev. B* **102** 115435
- [21] Zhang J X, Zhou H T, Wang D W, Zhu S Y 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053841
- [22] Yang P F, Xia X W, He H, Li S K, Han X, Zhang P, Li G, Zhang P F, Xu J P, Yang Y P, Zhang T C 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 233604
- [23] Kapale K T, Agarwal G S, Scully M O 2005 *Phys. Rev. A* **72** 052304
- [24] Vo C, Riedl S, Baur S, Rempe G, Dürer S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 263602
- [25] He L Y, Wang T J, Wang C 2016 *Opt. Express* **24** 15429
- [26] Guo M J, Zhou H T, Wang D, Gao J R, Zhang J X, Zhu S Y 2014 *Phys. Rev. A* **89** 033813
- [27] Tang L, Tang J S, Chen M Y, Nori F, Xiao M, Xia K Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 083604
- [28] Li R B, Deng L, Hagley E W 2014 *Phys. Rev. A* **90** 063806
- [29] Knutson E M, Cross J S, Wyllie S, Glasser R T 2020 *Opt. Express* **28** 22748
- [30] Liu S S, Lou Y B, Jing J T 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 113602
- [31] Li S J, Pan X Z, Ren Y, Liu H Z, Yu S, Jing J T 2020 *Phys. Rev. Lett.* **124** 083605
- [32] Zhu Y F, Gauthier D J, Morin S E, Wu Q L, Garmichael H J, Mossberg T W 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 2499
- [33] Sheng J T, Xiao M 2013 *Laser Phys. Lett.* **10** 055402
- [34] Gripp J, Mielke S L, Orozco L A 1996 *Phys. Rev. A* **54** R3746

All-optical manipulation of two-way multi-channel based on optical nonreciprocity*

Li Xin¹⁾ Xie Shu-Yun¹⁾ Li Lin-Fan¹⁾ Zhou Hai-Tao^{1)2)†}
Wang Dan¹⁾²⁾ Yang Bao-Dong¹⁾²⁾

1) (*School of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

(Received 21 March 2022; revised manuscript received 6 May 2022)

Abstract

Owing to the potential applications in all-optical quantum information processing and quantum optical networks, magnet-free optical non-reciprocity transmission has attracted great interest and has been studied in many fields, such as parity-time-symmetry enhanced nonlinearity, optomechanical systems, photonic crystal, cold atomic Bragg lattices, chiral quantum optics, and hot atoms. In particular, the random thermal motion of hot atoms can be a useful resource to realize optical non-reciprocity. Here in this work, based on the susceptibility-momentum-locking of atomic thermal motion and the strong coupling characteristics of cavities, a magnetic-free optical reciprocity-nonreciprocity transmission conversion scheme is designed and realized through the atom-cavity compound system. Theoretical and experimental analysis show that the coupling field conditions determine the nonreciprocity of the system. Under the action of single traveling-wave field, the nonreciprocity in hot atoms depends on the propagation direction of the coupling field due to the Doppler effect. Therefore, by changing the opening and closing of the opposite coupling field, the two-way single channel optical nonreciprocal transmission based on intracavity electromagnetically induced transparency can be controlled. When the two coupling fields propagate simultaneously in the opposite directions, however, the cavity transmission changes from single-dark-state to double-dark-state peaks, in which the reciprocity outputs depend on the frequency difference between the two coupling fields. By tuning the frequency difference, the two-way multi-channel reciprocal-nonreciprocal transmission regulation based on double dark polar peaks can be realized. The study can be applied to all-optical quantum devices and quantum information processing, such as optical transistors, optical switching and routing, and quantum gate manipulation.

Keywords: optical non-reciprocity, double-dark state, Doppler shift, all-optical switching

PACS: 42.50.Gy, 42.50.-p, 42.65.Pc, 32.80.Qk

DOI: 10.7498/aps.71.20220506

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61975102, 11704235), the Natural Science Foundation of Shanxi Province, China (Grant No. 20210302123437), the Natural Science Foundation for Young Scientists of Shanxi Province, China (Grant No. 201901D211166), and the Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi Province, China (Grant No. 2020L0038).

† Corresponding author. E-mail: zht007@sxu.edu.cn

基于光学非互易的双路多信道全光操控

李鑫 解舒云 李林帆 周海涛 王丹 杨保东

All-optical manipulation of two-way multi-channel based on optical nonreciprocity

Li Xin Xie Shu-Yun Li Lin-Fan Zhou Hai-Tao Wang Dan Yang Bao-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 184202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220506

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220506>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

相位调制激光多普勒频移测量方法的改进

Improvement of phase modulation laser Doppler shift measurement method

物理学报. 2018, 67(6): 064204 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172049>

蓝失谐驱动下双腔光力系统中的光学非互易性

Optical nonreciprocity with blue-detuned driving in two-cavity optomechanics

物理学报. 2019, 68(17): 170701 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190205>

基于二维材料的全光器件

All-optical devices based on two-dimensional materials

物理学报. 2020, 69(18): 184216 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200654>

基于石墨烯的宽带全光空间调制器

Graphene-based broadband all-optical spatial modulator

物理学报. 2018, 67(21): 214201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180307>

全光汤姆孙散射

All-optical Thomson scattering

物理学报. 2021, 70(8): 084104 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210319>

基于超强耦合量子点-纳米机械振子系统的全光学质量传感

All-optical mass sensing based on ultra-strong coupling quantum dot-nanomechanical resonator system

物理学报. 2019, 68(24): 246302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190607>