

闭合回路相干增益原子系统中完美非互易反射光放大*

李观荣 郑怡婷 徐琼怡 裴笑山 耿玥 严冬 杨红†

(海南师范大学物理与电子工程学院, 海口 571158)

(2024 年 3 月 11 日收到; 2024 年 4 月 15 日收到修改稿)

高性能非互易光子器件能够有效地提升光量子操控、信息处理以及量子模拟的效率. 放大的光信号可以增强并隔离量子系统输出的微弱信号, 避免敏感量子系统受反向散射噪声等影响, 是高性能光子器件的核心技术. 在我们先前的工作 (2023 *Opt. Express* **31** 38228) 中, 基于四波混频增益并利用耦合场强度随位置线性变化实现了单向反射光放大的动力学调控. 本文巧妙地设计了简单的三能级闭合回路相干增益原子系统, 创新性地设置耦合场强度随位置阶梯型变化来破坏极化率空间对称性实现了完美非互易反射光放大. 相比之下, 耦合场强度阶梯型变化在实验上更容易调节, 大大地降低了实验难度. 特别地, 该系统引入了相位调制. 通过改变相位能够切换探测光增益和吸收的频率域, 对反射光放大的调节更具灵活性.

关键词: 完美非互易, 反射光放大, 相对相位

PACS: 64.70.Tg, 03.67.-a, 03.65.Ud, 75.10.Jm

DOI: 10.7498/aps.73.20240347

1 引言

量子科技的发展将给人类生活带来崭新的篇章, 量子计算和信息处理作为量子科技的核心已成为当前的研究热点. 其中, 引领科技的关键是芯片处理技术. 基于光学非互易性的全光二极管、隔离器等新型光子器件能够隔离噪声、稳定光信号且具有体积小、兼容性好等优点, 是高性能集成芯片不可或缺的元件^[1,2]. 因此, 非互易光传输在光量子操控、信息处理以及量子模拟等量子科技中具有重要的应用^[3-5]. 传统的方法一般是基于法拉第磁光效应破坏时间反演对称性. 然而, 基于法拉第磁光效应的不可逆操控系统总是需要庞大的磁体, 这与集成电路技术不兼容, 大大地限制了实际应用性^[6]. 因此, 无磁材料非互易性及不可逆光子传输器件的

研究具有重要的意义.

根据洛伦兹互易性, 光子在介电常数各向同性的介质中传输是互易的. 人们试图通过打破介质介电常数时间和空间反演对称性 (即, 破坏洛伦兹互易性) 在硅片、半导体以及光子晶体等材料中实现了光学非互易性^[7-13]. 随着光腔电动力学的快速发展, 基于时间反演对称破缺的光学非互易效应在光力系统中取得了重要成果^[14-19], 基于光力诱导的光学非互易性, 还可以根据不同配置的要求在环形、球形以及回音壁等模式微腔中设计隔离器、非相干相移器等^[20-22]. 在手性量子光学系统中, 基于光子发射和吸收的特征可利用原子内态的非对称耦合实现非互易^[23-26]. 近年来, 基于宇称-时间 (parity-time, PT) 反演对称性使光子结构极化率在空间上满足 $\chi(z) = \chi^*(-z)$, 在一维光晶格中利用驻波相干耦合实现了非互易光反射的调制^[27,28]. 随后, 在

* 国家自然科学基金 (批准号: 12204137, 12126314, 12126351)、海南省榕树基金 (批准号: RSYH20231165828X, RSYH20231165827X) 和海南省院士创新平台 (批准号: YSPTZX202215, YSPTZX202207) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yang_hongbj@126.com

“运动”的光晶格中, 即形成光晶格偶极阱的两束脉冲之间具有相对失谐, 进而产生一个相对速度, 形成对比度高的非互易反射带得到了理论和实验的验证^[29,30]. 可见, 非互易光传播的研究已经取得了重大的进展. 这些非互易物理机制的建立大大地推动了光子器件的快速发展.

完美非互易 (即, 一侧的光透射或反射完全被抑制, 我们称之为单向光) 光传播能够大大地提高光子器件的性能, 高性能光子器件可以放大并隔离量子系统输出的微弱信号, 避免敏感量子系统受反向散射噪声的影响, 更具实际应用性. 近年来, 非互易光放大以及非互易激光的理论飞速发展. 在热原子系统中利用多普勒效应实现了常温下工作的非互易光放大的调控^[31–34]. 而非互易激光主要集中在微型环状谐振器和硅波导^[35,36]、耦合腔原子系统^[37]、Josephson 环系统^[38]、reservoir engineering^[39]以及非厄米的 time-Floquet^[40]等系统中, 这些系统为高品质非互易光子器件提供了更多的可能. 特别地, 实验上在超导环中^[41,42]以及光力系统中实现了多模单向光信号的放大^[43–46]; 但这些方案需要使用高品质光学腔, 对实验要求较高. 最近, 在均匀的、各向同性的介质中利用空间 Kramers-Kronig (KK) 关系, 能够实现完美的非互易反射 (单向反射)^[47–49]. 该物理机制简单易行, 无论光场的入射角如何, 也不要求明确的对称性, 仅需要材料是局部各向同性的、非磁性的. 但该系统中光子损耗比较大, 通常情况下很难实现高反射率光子传输.

之前的工作中, 我们基于四波混频共振和空间 KK 关系, 提出了在均匀冷原子介质中实现单向反射光放大的理论方案^[50]. 该方案大大降低了实验难度, 为在各向同性的介质中得到高反射率的光子输出打开了新思路. 本工作将进一步优化均匀原子介质中非互易光放大的方案. 通过加入微波场构造三能级 Lambda 型闭合回路相干增益原子系统, 再利用耦合场强度随位置的阶梯型变化打破探测光极化率的空间对称性, 实现完美非互易反射光放大的调控. 分析了耦合场强度两种不同阶梯变化、相对相位以及粒子数密度等对非互易反射率以及放大程度和频率范围的调制.

2 模型与方程

我们将冷的铷 87 原子置于样品池中制备出均

匀的、各向同性的原子介质. 再利用一个强耦合场、一个弱探测场和一个微波场与原子耦合构成三能级 Λ 模型相干原子系统, 如图 1(a) 所示. 三个激光场分别作用在跃迁能级 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$, $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ 和 $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ 上, 对应的拉比频率为 $\Omega_c = (\mathbf{E}_c \cdot \mathbf{d}_{23})/\hbar$, $\Omega_p = (\mathbf{E}_p \cdot \mathbf{d}_{13})/\hbar$ 和 $\Omega_d = (\mathbf{E}_d \cdot \mathbf{d}_{12})/\hbar$, 其中 $\mathbf{d}_{ij}$ 为量子化的电偶极矩. 我们考虑耦合场强度随位置阶梯型变化 $G_c(x) = a^2$ (满足 $(a-1)\Delta L \leq x < a\Delta L$, $a = 1, 2, \dots, k$), 阶梯宽度 $\Delta L = L/k$. 如图 1(b) 展示了 $k=5, k=8$ 两种设置的耦合场强度随位置的变化以及恒定耦合场强度. 图 1(c) 展示了激光场作用在长度 $L = 8 \mu\text{m}$ 的均匀原子介质中的示意图. 探测场沿着水平方向从介质左右入射, 微波场和耦合场垂直介质入射, 这里, 我们可利用中性密度片调制耦合场强度随位置的变化. 在相互作用绘景下, 通过电偶极近似和旋转波近似, 可求得光场与原子相互作用系统的哈密顿量:

$$H = -\hbar \begin{bmatrix} 0 & \Omega_d^* & \Omega_p^* \\ \Omega_d & \Delta_c - \Delta_p & \Omega_c^* \\ \Omega_p & \Omega_c & -\Delta_p \end{bmatrix}. \quad (1)$$

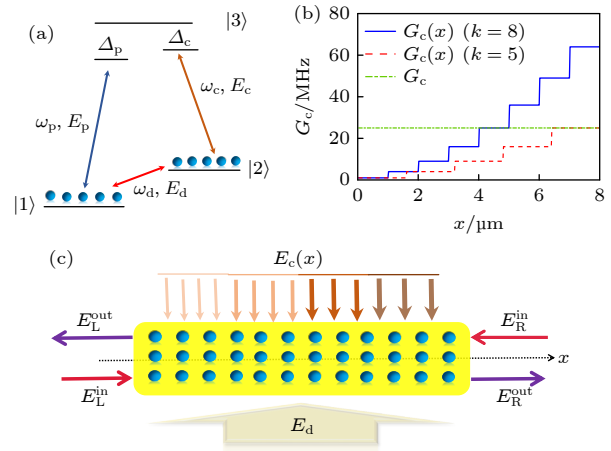


图 1 (a) 三能级 Λ 型相干原子系统; (b) 耦合场 $G_c(x)$ 随位置阶梯型变化, $k=5$ 和 $k=8$ 分别对应红色虚线和蓝色实线, 恒定耦合场 $G_c = 25 \text{ MHz}$ 对应绿色虚点线; (c) 耦合场和微波场竖直方向进入介质, 探测场沿水平方向传播的示意图, 介质长度 $L = 8 \mu\text{m}$

Fig. 1. (a) Three-level Λ model coherent atomic system; (b) the intensity of coupling field $G_c(x)$ varies with position by step, $k=5$ and $k=8$ corresponding to red dashed and blue solid respectively, the constant coupling field $G_c = 25 \text{ MHz}$ corresponding to green dotted line; (c) diagram of the homogeneous atomic medium illuminated by coupling and microwave fields vertical x axis, and probe field travels along x direction, the medium length $L = 8 \mu\text{m}$.

这里 $\Delta_c = \omega_{32} - \omega_c$ 和 $\Delta_p = \omega_{31} - \omega_p$ 分别是耦合场和探测场与对应原子能级跃迁的频率差. 特别地, 这里我们只考虑微波场共振的情况.

将上面的哈密顿量代入量子力学主方程 $\dot{\rho} = -i/\hbar [H, \rho] + \Lambda\rho$, 其中右边第 1 项代表相干驱动场的可逆过程, 第 2 项代表自发辐射的不可逆过程, 可求得如下密度矩阵方程组:

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_{11} &= \Gamma_{31}\rho_{33} + i\Omega_p^*\rho_{31} - i\Omega_p\rho_{13} \\ &\quad + i\Omega_d^*\rho_{21} - i\Omega_d\rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{22} &= \Gamma_{32}\rho_{33} + i\Omega_c^*\rho_{32} - i\Omega_c\rho_{23} \\ &\quad + i\Omega_d\rho_{12} - i\Omega_d^*\rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\rho_{12} + i\Omega_p^*\rho_{32} \\ &\quad - i\Omega_c\rho_{13} + i\Omega_d^*(\rho_{22} - \rho_{11}), \\ \dot{\rho}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\rho_{13} + i\Omega_p^*(\rho_{33} - \rho_{11}) \\ &\quad - i\Omega_c^*\rho_{12} + i\Omega_d^*\rho_{23}, \\ \dot{\rho}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\rho_{23} + i\Omega_c^*(\rho_{33} - \rho_{22}) \\ &\quad - i\Omega_p^*\rho_{21} + i\Omega_d\rho_{13}, \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} &= 1, \\ \rho_{ij} &= \rho_{ji}^*.\end{aligned}\quad (2)$$

这里 γ_{ij} 为各能级间的相干弛豫速率, 并可由 $\gamma_{ij} = (\Gamma_i + \Gamma_j)/2$ 确定, 其中 Γ_i (Γ_j) 为 i (j) 能级向下能级所有可能的自发辐射弛豫速率.

由于微波场作用在两个偶极禁戒的能级间, 进而构成了闭合回路跃迁, 导致相位的积累. 因此, 拉比频率 Ω_c 和 Ω_p 不再为实数. 对方程组作如下的标准变换: 设探测场、耦合场和微波场的初相位分别为 φ_p , φ_c 和 φ_d , 将拉比频率分别重新定义为 $\Omega_p = G_p \exp(i\varphi_p)$, $\Omega_c = G_c \exp(i\varphi_c)$ 和 $\Omega_d = G_d \exp(i\varphi_d)$, 其中 G_p , G_c 和 G_d 均为实数. 定义新的变量为 $\sigma_{ii} = \rho_{ii}$, $\sigma_{13} = \rho_{13} \exp(i\varphi_p)$, $\sigma_{23} = \rho_{23} \exp(i\varphi_c)$ 和 $\sigma_{12} = \rho_{12} \exp(i\varphi_p - i\varphi_c)$. 于是, 不难求得如下关于 σ_{ij} 的密度矩阵方程组:

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{11} &= \Gamma_{31}\sigma_{33} + iG_p(\sigma_{31} - \sigma_{13}) \\ &\quad + iG_d(e^{-i\Phi}\sigma_{21} - e^{i\Phi}\sigma_{12}), \\ \dot{\sigma}_{22} &= \Gamma_{32}\sigma_{33} + iG_c(\sigma_{32} - \sigma_{23}) \\ &\quad + iG_d(e^{i\Phi}\sigma_{12} - e^{-i\Phi}\sigma_{21}), \\ \dot{\sigma}_{12} &= (i\Delta_p - i\Delta_c - \gamma_{12})\sigma_{12} + iG_p\sigma_{32} \\ &\quad - iG_c\sigma_{13} + iG_d e^{-i\Phi}(\sigma_{22} - \sigma_{11}),\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{13} &= (i\Delta_p - \gamma_{13})\sigma_{13} + iG_p(\sigma_{33} - \sigma_{11}) \\ &\quad - iG_c\sigma_{12} + iG_d e^{-i\Phi}\sigma_{23}, \\ \dot{\sigma}_{23} &= (i\Delta_c - \gamma_{23})\sigma_{23} + iG_c(\sigma_{33} - \sigma_{22}) \\ &\quad - iG_p\sigma_{21} + iG_d e^{i\Phi}\sigma_{13}, \\ \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} &= 1, \\ \sigma_{ij} &= \sigma_{ji}^*.\end{aligned}\quad (3)$$

这里 $\Phi = \varphi_d + \varphi_c - \varphi_p$ 是三个场之间的相对相位, 经过标准变换后我们不能将 Φ 消去. 可见, 由于微波场的存在, 该系统的各种特性变得与相对相位 Φ 有关. 因此我们可以通过改变相位, 来调制相干原子系统的吸收以及色散等特性.

本文考虑共振的微波场强度恒定不变, 耦合场强度阶梯上升并与耦合场恒定的情况进行对比. 通过数值求解该系统中探测场的极化率 $\chi_p(\Delta_p, x) = N_0 |d_{31}|^2 \rho_{31}(\Delta_p, x) / (\epsilon_0 \Omega_p)$, 它决定了折射率 n ($n = \sqrt{1 + \chi_p}$), 其中 N_0 为介质的粒子数密度. 进一步地通过传输矩阵法 [51,52] 求得探测场的反射率. 将总长度为 L 的原子介质分成 S 层长度相同的小薄层, 每层的长度 $d = L/S$, 每一个小薄层的传输矩为 2×2 的矩阵:

$$\begin{aligned}m_j(\Delta_p, x_j) &= \frac{1}{t_j(\Delta_p, x_j)} \times \\ &\quad \begin{bmatrix} t_j(\Delta_p, x_j)^2 - r_j^r(\Delta_p, x_j)r_j^l(\Delta_p, x_j) & r_j^l(\Delta_p, x_j) \\ -r_j^r(\Delta_p, x_j) & 1 \end{bmatrix}.\end{aligned}\quad (4)$$

其中 $t_j^l(\Delta_p, x_j) = t_j^r(\Delta_p, x_j) = t_j(\Delta_p, x_j)$ 代表第 j 薄层左与右侧的透射系数; $r_j^l(\Delta_p, x_j)$ 和 $r_j^r(\Delta_p, x_j)$ 代表第 j 薄层左与右侧的反射系数, 这些系数取决于折射率 n . 光子在整个介质中传播的传输矩阵为

$$M(\Delta_p) = \prod_{j=1}^{j=S} m_j(\Delta_p, x_j).\quad (5)$$

因此, 可求得探测光从介质左右两侧入射的反射率:

$$\begin{aligned}R^l(\Delta_p, L) &= \left| \frac{M_{(12)}(\Delta_p)}{M_{(22)}(\Delta_p)} \right|^2, \\ R^r(\Delta_p, L) &= \left| \frac{M_{(21)}(\Delta_p)}{M_{(22)}(\Delta_p)} \right|^2.\end{aligned}\quad (6)$$

从 (6) 式不难看出左右反射率主要取决于传输矩阵的非对角元, 对于空间上具有对称性的极化率, 传输矩阵的非对角元 $M_{(12)}$ 和 $M_{(21)}$ 就是共轭

的, 相应的左右反射也是互易的. 在我们的系统中, 耦合场强度随位置变化会破坏极化率的空间对称性, 使得传输矩阵非对角元不再共轭. 因此, 左右反射是非互易的. 最后, 可以通过如下对比度描述非互易程度:

$$C(\Delta_p) = \left| \frac{R^l(\Delta_p) - R^r(\Delta_p)}{R^l(\Delta_p) + R^r(\Delta_p)} \right|. \quad (7)$$

可见, 对比度 $0 \leq C(\Delta_p) \leq 1$, 当 $C(\Delta_p) = 1$ 则为完美非互易, 即单向反射. 接下来, 将具体分析该系统中单向反射放大的动力学调制.

3 数值结果分析

众所周知, 极化率空间均匀分布的电磁感应相干原子系统中, 稳态时粒子基本处于基态, 各能级粒子数布局不随失谐变化. 在我们的系统中, 由于微波场导致的闭合回路跃迁以及耦合场强度线性变化的影响, 有必要分析各能级粒子数布局情况. 首先, 考虑恒定的耦合场和微波场的作用下, 如图 2(a) 所示. 粒子从最初的 $|1\rangle$ 能级开始向 $|2\rangle$, $|3\rangle$ 能级转移, 在探测光共振处附近达到最大转移

率. 然后, 分析探测光共振时各能级粒子数布局随位置的变化, 如图 2(b) 所示. 在初始位置粒子数平均布局在 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 能级上, $|3\rangle$ 能级没有粒子分布, 耦合场强度随着光场进入介质的深度逐渐增大, 在强耦合场和微波场的作用下粒子开始进行 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$ 的受激跃迁路径转移, 再自发辐射到 $|1\rangle$ 能级. 由于大量粒子从 $|3\rangle$ 能级自发辐射到 $|1\rangle$ 能级放出光子, 此时探测光将被放大, 相应的两个能级的粒子数布局差也达到最大值. 因此, 进一步考虑 $|1\rangle$ 能级和 $|3\rangle$ 能级粒子数布局差随失谐和位置的变化, 如图 2(c) 所示. 当 $\Delta_p \in (-45 \text{ MHz}, +45 \text{ MHz})$ 时, 两能级粒子数布局差随位置先减小再增大; 当失谐较大时, 粒子数布局差在整个介质中保持较大值, 在介质边缘略有下降. 以上结果相对相位 $\Phi = 3\pi/2$. 最后, 我们给出了粒子数布局差随相对相位和位置的变化情况. 由图 2(d) 可见, 粒子数布局受耦合场强度影响较明显, 在相同耦合场强度下, 不同相位粒子数布局差不变.

接下来, 分析探测场左右反射在两种不同的耦合场强度随位置阶梯型变化情况下的效果, 并与恒定耦合场调制下的反射率进行对比. 由图 3(a)

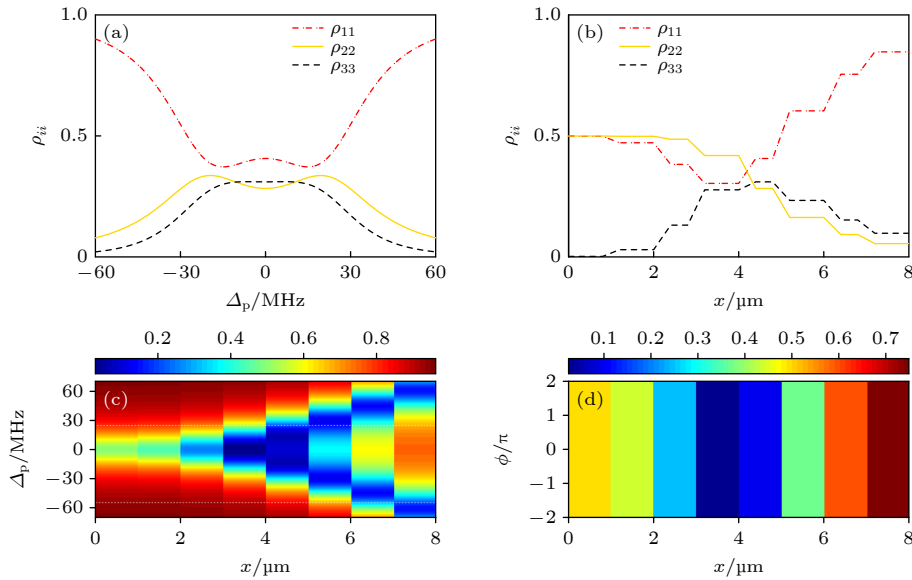


图 2 (a) 恒定耦合场 $G_c = 25 \text{ MHz}$ 时, 各能级粒子数布局随失谐 Δ_p 的变化; (b) 阶梯型耦合场 ($k = 8$) 时, 各能级粒子数布局随位置的变化; (c), (d) $|1\rangle$ 能级与 $|3\rangle$ 能级粒子数布局差 $\rho_{11} - \rho_{33}$ 随位置和失谐的变化以及随位置和相位的变化, 对应阶梯型耦合场 ($k = 8$). 相关参数: $\Phi = 3\pi/2$, $N_0 = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $G_d = 15 \text{ MHz}$, $G_p = 0.3 \text{ MHz}$, $\Delta_c = 0$, $d_{13} = 2.0 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 6 \text{ MHz}$

Fig. 2. (a) Population distribution of each level vs. Δ_p with the constant coupling field $G_c = 25 \text{ MHz}$; (b) population distribution of each level varies with position with stepped coupling field ($k = 8$); (c), (d) the population difference $\rho_{11} - \rho_{33}$ between level $|1\rangle$ and level $|3\rangle$ varies with position x and detuning Δ_p or position x and relative phase Φ with step coupling field ($k = 8$). Other parameters: $\Phi = 3\pi/2$, $N_0 = 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $G_d = 15 \text{ MHz}$, $G_p = 0.3 \text{ MHz}$, $\Delta_c = 0$, $d_{13} = 2.0 \times 10^{-29} \text{ C} \cdot \text{m}$, $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = 6 \text{ MHz}$.

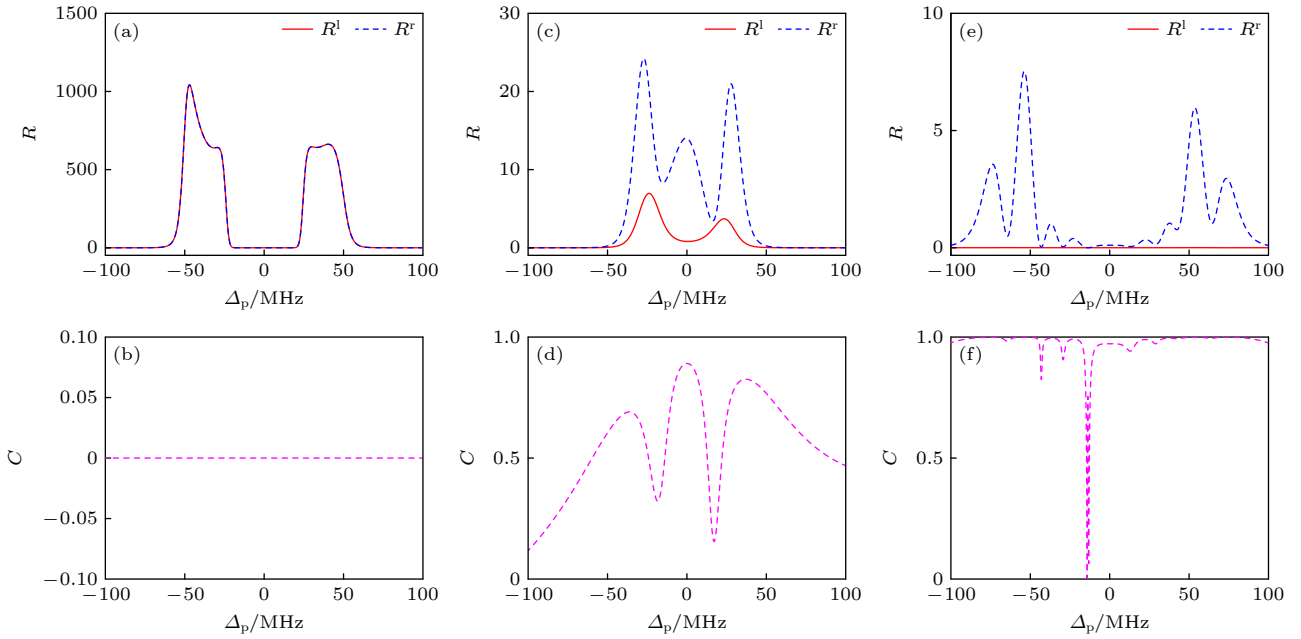


图 3 (a), (c), (e) 探测场的左右反射率随失谐 Δ_p 的变化, 分别对应恒定场 $G_c = 25$ MHz, 阶梯型耦合场 ($k = 5$) 和 ($k = 8$); (b), (d), (f) 探测场左右反射率对比度随失谐 Δ_p 的变化; 其他参数与图 2 相同

Fig. 3. (a), (c), (e) Left and right reflectivity of the probe field vs. detuning Δ_p , corresponding to constant coupling field $G_c = 25$ MHz, stepped coupling field ($k = 5$) and ($k = 8$), respectively; (b), (d), (f) the corresponding contrast of left and right reflectivity vs. detuning Δ_p . Other parameters are the same as in Fig 2.

可见, 探测场左右反射完全重合, 具有互易性, 对应 $C = 0$ (见图 3(b)), 两个反射带出现在大失谐处 (能级 $|1\rangle$ 和 $|3\rangle$ 粒子数布居差较大的区域) 且被提高了数千倍. 这是由于恒定耦合场调制下探测场极化率具有空间不变性, 满足洛伦兹互易性原理. 而高反射率是由于微波场和强耦合场相干作用下构成闭合回路跃迁导致的无吸收放大效应. 因此, 在该系统中, 进一步通过调制耦合场强度随位置的变化来破坏极化率空间对称性实现非互易反射光放大, 并优化相关参数得到完美非互易反射光放大. 接下来, 先分析变化较为缓慢 ($k = 5$ 对应于图 1(b) 中的红色虚线) 的阶梯型耦合场调控下的情况, 可以看到三个放大的非互易反射带, 由图 3(c) 所示. 但对比度低于 0.9 (见图 3(d)). 接着, 我们设置阶梯型耦合场强度随位置变化更加迅速 ($k = 8$ 对应于图 1(b) 中的蓝色实线). 此时, 探测光左反射几乎为 0, 两个右反射带仍然被放大数倍 (见图 3(e)). 相应的对比度 $C \simeq 1$ (见图 3(f)), 可看做是完美非互易且放大的反射光. 值得注意的是, 耦合场随位置变化越迅速 (即, 阶梯数 k 越大) 极化率的空间变化也越显著, 左右反射的非互易越接近完美. 之前的工作中我们基于四波混频实现系统增益, 再通过控制耦合场强度随位置线性变化实现了单向反

射光放大^[50]. 很明显, 耦合场阶梯数 k 越大越接近线性耦合场. 但线性调制对精准度要求更高. 这里, 我们采用阶梯结构, 阶梯数 k 达到一定值也能够实现完美非互易反射的调控, 一定程度上降低了实验的难度.

相对相位虽然在空间上对粒子数布居几乎没影响, 但势必会对极化率的频率域进行调制. 接下来, 绘制了极化率虚部在不同耦合场强度下随失谐和相位的变化. 如图 4 所示, 随着耦合场强度的增加, 相同相位对应的探测光增益 (对应极化率虚部小于零) 的频率域在慢慢的分裂. 可以清楚地看到 $\Phi = 3\pi/2$ 时, 当耦合场从 9 MHz 增加到 16 MHz 时, 一个增益区几乎分裂成两个 (见图 4(a) 和图 4(b)). 耦合场强度增大到 25 MHz 时, $\Phi = 3\pi/2$ 对应的增益区完全分裂成两个 (见图 4(c)), 这与图 3(a) 两个放大的右反射带很好地对应. 由图 4(d) 可见, 耦合场强度继续增大, $\Phi = 3\pi/2$ 对应的增益区间也在增大, 这与图 3(e) 能够很好地对应. 由图 4(a)—(c) 所显示的两个增益区分裂的过程, 恰好对应图 3(b) 三个放大的右反射带, 且共振处增益较小对应反射率也较低. 可见, 增益的频率域对相位十分敏感, 且受相位周期性调制, 我们的系统会有更多的自由度来调控完美非互易反射光放大.

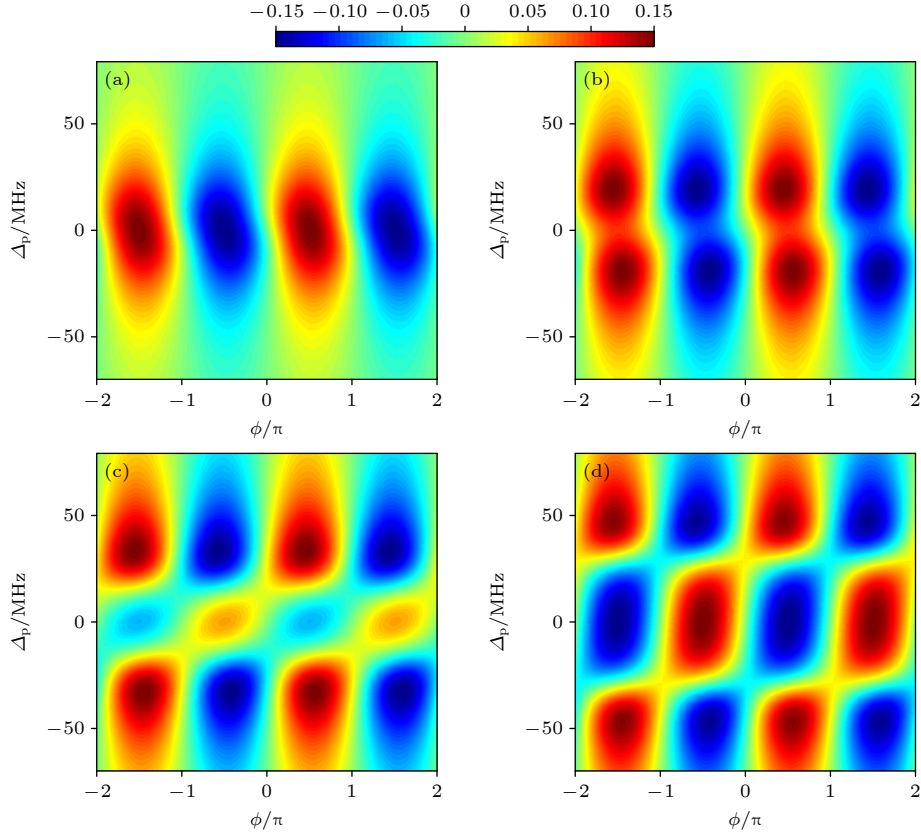


图 4 极化率虚部随失谐和相对相位的变化 (a) $G_c = 9$ MHz; (b) $G_c = 16$ MHz; (c) $G_c = 25$ MHz; (d) $G_c = 36$ MHz; 其他参数与图 2 相同

Fig. 4. Changes of the imaginary part of the polarizability with the detuning and relative phase: (a) $G_c = 9$ MHz; (b) $G_c = 16$ MHz; (c) $G_c = 25$ MHz; (d) $G_c = 36$ MHz. Other parameters are the same as in Fig. 2.

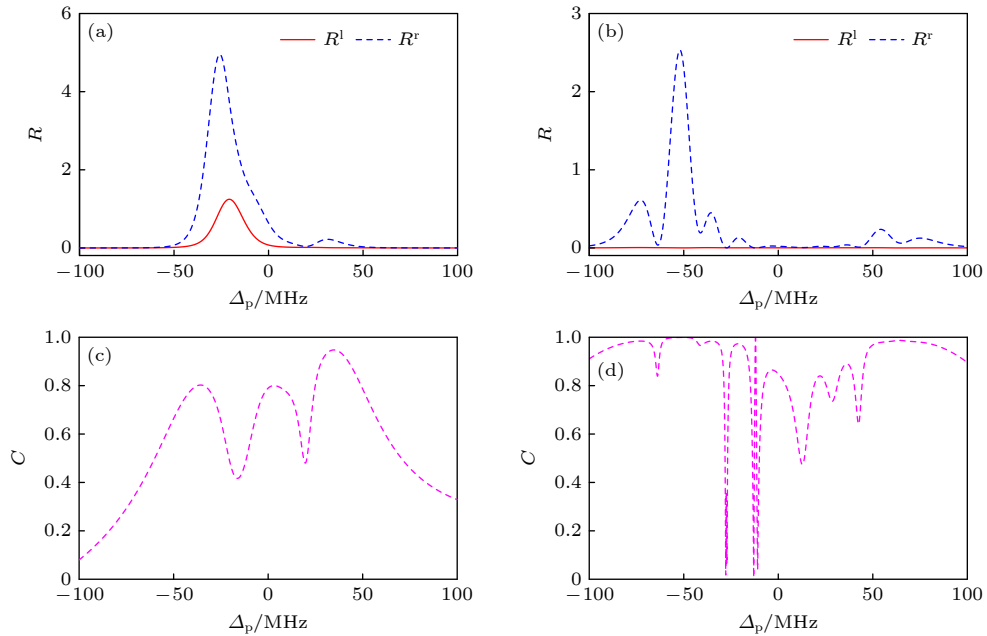


图 5 探测场的左右反射率 (a), (b) 及其对比度 (c), (d) 随失谐 Δ_p 的变化 (a), (c) 阶梯型耦合场对应 $k = 5$; (b), (d) 阶梯型耦合场对应 $k = 8$; 相对相位 $\Phi = 7\pi/4$, 其他参数与图 2 相同

Fig. 5. (a), (b) Left and right reflectivity of the probe field and (c), (d) their contrast vs. detuning Δ_p : (a), (c) The stepped coupling field corresponding to $k = 5$; (b), (d) the stepped coupling field corresponding to $k = 8$. The relative phases $\Phi = 7\pi/4$, other parameters are the same as in Fig. 2.

接下来进一步考虑两种不同阶梯型耦合场调制下, 相对相对非互易反射带的调制. 由图 5(a) 和图 5(b) 可见, 当 $\phi = 7\pi/4$ 时, 正频处的非互易反射带几乎消失. 耦合场强度变化较为缓慢时, 只有一个非互易反射带明显被放大. 右反射带提高到 5.0 以上, 但左反射也已高达 1.5, 相应的对比度已降至 0.5 以下 (见图 5(c)). 特别地, 正频处非互易反射带对比度可达 0.9, 但高的右反射不足 0.5, 这是由于此时探测光增益较弱且低于损耗. 当耦合场强度变化较为迅速时, 非互易反射带继续向负频移动, 且右反射被放大 2.5 倍, 左反射几乎为零, 相应的对比度 $C \simeq 1$ (见图 5(d)). 以上结果可以和图 4 很好地吻合, 即, 随着耦合强度的提高、相对相位的增加, 使得增益区慢慢向负频移动 (见 $\phi \in (\pi, 2\pi)$). 需要强调的是, 右反射之所以高于左反射是因为耦合场强度随位置 (从左到右) 阶梯增大, 探测光从左侧进入介质时共振处表现为吸收, 而从右侧进入的探测光在强耦合场作用下由于量子相消干涉而不被吸收, 并在闭合回路跃迁中得到放大.

4 总 结

本文通过微波场和强耦合场共同调控探测场并与均匀冷原子作用构成闭合回路相干增益原子系统, 进而位于增益频率域内反射光被放大. 通过耦合场强度随位置的阶梯变化破坏极化率空间对称性, 得到非互易的反射光放大. 首先, 对比恒定耦合场和变化耦合场调制下粒子数布居, 深刻认识探测光放大满足的条件; 然后, 讨论相对相位在不同阶梯变化的耦合场调制下对探测光增益频率域的调制; 最后, 分析如何实现并灵活调制完美非互易反射光放大, 通过恰当设置耦合场强度变化、合理调制相对相位实现单个完美非互易放大的反射带到双带隙的转换. 本项研究提出一个简单易行的单向反射光放大的有效方案, 大大降低了实验的难度. 为实现高性能单向光子器件提供有效方案, 进而提高量子计算、信息传递等量子操控的效率.

参考文献

- [1] Hu Y Q, Zhang S C, Qi Y H, Lin G W, Niu Y P, Gong S Q 2019 *Phys. Rev. Appl.* **12** 054004
- [2] Shi Y, Yu Z F, Fan S H 2015 *Nat. Photonics* **9** 388
- [3] Cao Q T, Wang H, Dong C H, Jing H, Liu R S, Chen X, Ge L, Gong Q, Xiao Y F 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 033901
- [4] Shen Z, Zhang Y L, Chen Y, Sun F W, Guo X B, Dong C H 2018 *Nat. Commun.* **9** 1797
- [5] Shen H Z, Wang Q, Wang J, Yi X X 2020 *Phys. Rev. A* **101** 013826
- [6] Markelov V A, Novikov M, Turkin A A 1977 *JETP Lett.* **25** 9
- [7] Yu Z, Fan S 2009 *Nat. Photonics* **3** 91
- [8] Lira H, Yu Z, Fan S, Lipson M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 033901
- [9] Kang M S, Butsch A, Russell P S J 2011 *Nat. Photonics* **5** 549
- [10] Estep N A, Sounas D L, Soric J, Alu A 2014 *Nat. Phys.* **10** 923
- [11] Kittlaus E A, Otterstrom N T, Kharel P, Gertler S, Rakich P T 2018 *Nat. Photonics* **12** 613
- [12] Sohn D B, Kim S, Bahl G 2018 *Nat. Photonics* **12** 91
- [13] Gai Y R, Zheng K, Ding C L 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 014201 (in Chinese) [盖云冉, 郑康, 丁春玲 2024 物理学报 **73** 014201]
- [14] Liu N, Ma S, Liang J Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 060702 (in Chinese) [刘妮, 马硕, 梁九卿 2023 物理学报 **72** 060702]
- [15] Xu X W, Li Y, Chen A X, Liu Y X 2016 *Phys. Rev. A* **93** 023827
- [16] Fang K, Luo J, Metelmann A, Matheny M H, Marquardt F, Clerk A A, Painter O 2017 *Nat. Phys.* **13** 465
- [17] 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
- [18] Huang R, Miranowicz A, Liao J Q, Nori F, Jing H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 153601
- [19] Tang L, Tang J S, Chen M Y, Nori F, Xiao M, Xia K Y 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 083604
- [20] Hafezi M, Rabl P 2012 *Opt. Express* **20** 7672
- [21] 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
- [22] Peng B, Ozdemir S K, Lei F C, Monifi F 2014 *Nat. Phys.* **10** 394
- [23] Xia K, Lu G, Lin G, Cheng Y, Niu Y, Gong S, Twamley J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043802
- [24] Sayrin C, Junge C, Mitsch R, Albrecht B, O'Shea D, Schneeweiss P, Rauschenbeutel A 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041036
- [25] Scheucher M, Hilico A, Will E, Volz J, Rauschenbeutel A 2016 *Science* **354** 1577
- [26] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Zoller P 2017 *Nature* **541** 473
- [27] Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2015 *Phys. Rev. A* **91** 033811
- [28] Chaung Y L, Shamsi A, Abbas M 2020 *Opt. Express* **28** 1701
- [29] Yang L, Zhang Y, Yan X B, Sheng Y, Cui C L, Wu J H 2015 *Phys. Rev. A* **92** 053859
- [30] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [31] Zhang S, Hu Y, Lin G, Niu Y, Xia K, Gong J, Gong S 2018 *Nat. Photonics* **12** 744
- [32] Lin G, Zhang S, Hu Y, Niu Y, Gong J, Gong S 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033902
- [33] Hu Y, Qi Y, You Y, Zhang S, Lin G, Li X, Niu Y 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 014046
- [34] Li X, Xie S Y, Li L F, Zhou H T, Wang D, Yang B D 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 184202 (in Chinese) [李鑫, 解舒云, 李林帆, 周海涛, 王丹, 杨保东 2022 物理学报 **71** 184202]
- [35] Heras de las A M, Carusotto I 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043501
- [36] Otterstrom N T, Kittlaus E A, Gertler S, Behunin R O, Lentine A L, Rakich P T 2019 *Optica* **6** 1117
- [37] Song L N, Wang Z H, Li Y 2018 *Opt. Commun.* **415** 39

- [38] Abdo B, Sliwa K, Shankar S, Hatridge M, Frunzio L, Schoelkopf R, Devoret M 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 167701
- [39] Metelmann A, Clerk A A 2015 *Phys. Rev. X* **5** 021025
- [40] Koutserimpas T T, Fleury R 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 087401
- [41] Sliwa K M, Hatridge M, Narla A, Shankar S, Frunzio L, Schoelkopf R J, Devoret M H 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041020
- [42] Lecocq F, Ranzani L, Peterson G A, Cicak K, Simmonds R W, Teufel J D, Aumentado J 2017 *Phys. Rev. Appl.* **7** 024028
- [43] Li Y, Huang Y Y, Zhang X Z, Tian L 2017 *Opt. Express* **25** 18907
- [44] Jiang C, Song L N, Li Y 2018 *Phys. Rev. A* **97** 053812
- [45] Ruesink F, Miri M A, Alù A, Verhagen E 2016 *Nat. Commun.* **7** 13662
- [46] Malz D, Tóth L D, Bernier N R, Feofanov A K, Kippenberg T J, Nummenkamp A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 023601
- [47] Jiang W, Ma Y, Yuan J, Yin G, Wu W, He S 2017 *Laser Photonics Rev.* **11** 1600253
- [48] Liu D J, Huang Y, Hu H, Liu L L, Gao D L, Ran L X, Ye D X, Luo Y 2019 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **68** 2945
- [49] Zhang Y, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2021 *Opt. Express* **29** 5890
- [50] Geng Y, Pei X, Li G, Lin X, Zhang H, Yan D, Yang H 2023 *Opt. Express* **31** 38228
- [51] Artoni M, La Rocca G, Bassani F 2005 *Phys. Rev. E* **72** 046604
- [52] Zhang Y, Xue Y, Wang G, Cui C L, Wang R, Wu J H 2011 *Opt. Express* **19** 2111

Perfect non-reciprocal reflection amplification in closed loop coherent gain atomic system^{*}

Li Guan-Rong Zheng Yi-Ting Xu Qiong-Yi Pei Xiao-Shan
Geng Yue Yan Dong Yang Hong[†]

(School of Physics and Electronic Engineering, Hainan Normal University, Haikou 571158, China)

(Received 11 March 2024; revised manuscript received 15 April 2024)

Abstract

High-performance non-reciprocal photonic devices can improve the efficiency of optical quantum manipulation, information processing, and quantum simulation effectively. The enhanced optical signal can simultaneously amplify the weak signal output by the quantum system and isolate the sensitive quantum system from the back-scattered external noise, which is the core technology of high-performance photonic devices. In our previous work (2023 *Opt. Express* **31** 38228), we have achieved dynamic control of unidirectional reflection amplification based on four-wave mixing gain and the use of coupling field intensity varying linearly with position. In this work, we design a simple three-level closed loop coherent gain atomic system, setting the intensity of coupling field to be varying with position step shape to break the spatial symmetry of probe susceptibility, and achieving perfect non-reciprocal reflection light amplification. In contrast, the stepped variation of coupling field intensity is easier to adjust in experiment, greatly reducing the difficulty in the experiment. Specifically, the system introduces phase modulation. By changing the phase, the frequency region of probe gain and absorption can be switched, which makes the modulation of reflection amplification more flexible.

Keywords: perfect non-reciprocal, reflection amplification, relative phases

PACS: 64.70.Tg, 03.67.-a, 03.65.Ud, 75.10.Jm

DOI: 10.7498/aps.73.20240347

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12204137, 12126314, 12126351), the Hainan Provincial Banyan Tree Foundation, China (Grant Nos. RSYH20231165828X, RSYH20231165827X), and the Innovation Platform for Academicians of Hainan Province, China (Grant Nos. YSPTZX202215, YSPTZX202207).

[†] Corresponding author. E-mail: yang_hongbj@126.com



闭合回路相干增益原子系统中完美非互易反射光放大

李观荣 郑怡婷 徐琼怡 裴笑山 耿玥 严冬 杨红

Perfect non-reciprocal reflection amplification in closed loop coherent gain atomic system

Li Guan-Rong Zheng Yi-Ting Xu Qiong-Yi Pei Xiao-Shan Geng Yue Yan Dong Yang Hong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 126401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240347

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240347>

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

非互易拓扑光子学

Non-reciprocal topological photonics

物理学报. 2024, 73(6): 064201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231850>

Duffing振子型结构声系统中声能量非互易传递的建模和实验研究

Modeling and experimental study of non-reciprocal acoustic energy transfer in vibro-acoustic Duffing oscillator

物理学报. 2022, 71(10): 104301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212181>

双腔双光力系统中的光非互易传输特性

Nonreciprocal transmission characteristics in double-cavity double-optomechanical system

物理学报. 2023, 72(6): 060702 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222246>

反向旋转双色椭圆偏场中原子隧穿电离电子的全息干涉

Photoelectron holography in tunneling ionization of atoms by counter-rotating two-color elliptically polarized laser field

物理学报. 2022, 71(9): 093202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212226>

准 Λ 型四能级系统选择反射光谱

Selective reflection spectrum in a quasi-lambda four-level atomic system

物理学报. 2020, 69(1): 014206 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191099>

里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应

Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system

物理学报. 2023, 72(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264>