

基于分子热运动的通信波段无磁光学非互易理论和实验研究^{*}

周蕊¹⁾ 张又升¹⁾ 王草源²⁾ 肖力敏²⁾ 钮月萍^{1)†} 龚尚庆^{1)‡}

1) (华东理工大学物理学院, 上海 200237)

2) (复旦大学未来信息创新学院, 微纳光子结构教育部重点实验室, 上海超精密光学制造工程技术研究中心, 上海 200433)

(2026 年 3 月 13 日收到; 2026 年 5 月 16 日收到修改稿)

低损耗波长区域波段 (1500 nm 附近通信波段) 在光纤通信中具有重要地位, 因此该波段的无磁非互易器件至关重要. 本文提出了一种基于乙炔分子随机热运动与电磁诱导透明效应实现通信波段无磁非互易的新方案. 借助室温气体的微观多普勒频移, 以控制光方向实现对前后向探测光透过率的调控. 当探测光和探测光同向传输时, 电磁诱导透明条件满足; 而反向传输时, 电磁诱导透明条件被破坏. 通过选取乙炔分子在通信波段的振转能级构建 Lambda 型三能级系统, 并利用充乙炔的空芯光子晶体光纤实现长距离相互作用, 理论模拟并实验观测到了不同控制光功率下探测光同向和反向传输的非互易特性. 本文对室温下全光纤的无磁光学非互易研究为通信波段小型化、无需外磁场的非互易器件实现提供了有益探索.

关键词: 光学非互易, 通信波段, 乙炔, 多普勒效应, 光子晶体光纤

DOI: 10.7498/aps.75.20260365

CSTR: 32037.14.aps.75.20260365

1 引言

光隔离器作为一种光学非互易器件, 能够实现抑制反射反馈、提升系统鲁棒性与信噪比等功能^[1], 因此在激光系统、光通信、量子信息处理等中被广泛使用. 根据洛伦兹互易定理, 非互易的实现需要非线性或打破对称性. 当前成熟商用的光隔离器, 一般都是基于法拉第效应的磁光隔离器. 将磁光介质置于两个偏振方向相差 45° 的偏振器之间, 通过施加外磁场, 实现光的单向传输^[2-4]. 随着光学系统集成度需求的提高, 近年来也出现了多种无需磁场与磁光介质的光场非互易传输方案, 为光学非互易器件的小型集成提供了新的视角和有益尝试. 这些方案包括非线性效应^[5-10]、时空调制^[11-15]、光机

械^[16-18]、手性量子光学^[19-23]、移动光晶格^[24-26]、微观多普勒效应^[27-34]、缺陷原子晶格^[35-37]和耦合场强度调制^[38-40]等. 其中, 微观多普勒效应是指原子分子气体随机热运动引起的相对频率变化, 是室温原子分子气体特有的“自然资源”. 基于原子气体随机热运动的非互易原理具有可室温操作、装置简单、可调性好等优点, 同时支持真正单光子非互易^[32]、无源非互易^[10]等. 此外, 原子分子气体也较容易装载在光纤或空芯光子晶体光纤 (hollow-core photonic crystal fiber, HC-PCF) 等波导结构中^[41], 有利于全光纤和小型化.

鉴于低损耗波长区域波段在光通信中的重要地位, 1500 nm 附近光场的无磁非互易实现一直是研究者关注的重点. 2009 年, Yu 和 Fan^[11]提出时空调制方案, 理论预言了硅波导上 1550 nm 波长

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 12374327) 和上海市教委科研创新重大项目 (批准号: 2023ZKZD39) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: niuyup@ecust.edu.cn

[‡] 通信作者. E-mail: sqgong@ecust.edu.cn

附近非互易传输的可能性. Lira 等^[13]随后开展了实验, 实现了 3 dB 的隔离度和 200 GHz 的非互易带宽, 但插入损耗较大, 接近 70 dB. 2011 年, Kang 等^[12]利用声-光非线性效应, 在光子晶体光纤中实现了 1550 nm 波长的单向传输, 在 7 MHz 的带宽下实现了从 20 dB 的插入损耗到 5 dB 的光增益. 2013 年, Sounas 等^[42]提出将时空调制方案应用到具备角动量偏置的超材料中, 理论模拟了 1.55 μm 光波在亚波长尺度上的非互易传输. 最近, Tripathi 等^[43]利用光致相变材料的强非线性响应, 在硅-VO₂ 复合超表面上实现了从 1350 nm 到 1600 nm 整个波段的非互易, 隔离度可以达到 3 dB. 但受限于 VO₂ 的相变温度, 在较大光强下 (约 150—250 W/cm²) 才能实现明显的前后向传输差异. 可以看到, 通信波段光场的无磁非互易研究仍处于不同原理、不同方案的探索阶段.

乙炔的 $\nu_1 + \nu_3$ 泛频带在通信 S-C 波段有多个振转跃迁能级^[44], 能提供多种能级构型; 且谱线间隔达到纳米量级, 在与光场相互作用时可免受临近能级的干扰. 同时, 乙炔的激发态能级寿命长 (自然线宽仅 Hz 量级), 有利于实现较大带宽. 而且, 乙炔气体的化学性质稳定, 在制备光纤气室时更容易, 为无磁非互易器件的全光纤小型化提供了良好条件. 例如: Benabid 等^[44]和 Thapa 等^[45]将乙炔充入空芯光子晶体光纤, 分别观测到了电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT)、饱和吸收等光学现象. 本文将以微观多普勒效应作为实现光学非互易的基本原理, 利用乙炔分子开展

通信波段的无磁非互易传输研究. 室温下, 乙炔气体分子的随机热运动使得控制光和探测光均发生多普勒频移. 当探测光和控制光同向时 (定义为前向), 两者的多普勒频移相同, 满足双光子共振条件, 电磁诱导透明出现. 当探测光和控制光反向时 (定义为后向), 两者的多普勒频移相反, 导致出现较大的双光子失谐, 因而探测光被吸收. 数值模拟表明, 在一定的控制光功率和基态消相干情况下, 前向探测光的透过率接近 1, 而后向探测光则完全被吸收. 在制备的 10 m 长、气压小于 1 mbar (1 mbar = 100 Pa) 的乙炔气体光子晶体光纤中开展实验, 观测到了 1517 nm 探测光前后向明显的非互易传输. 在实验室现有条件下, 得到了 4 dB 插损、40 MHz 带宽的非互易传输. 本研究基于乙炔分子气体自然存在的随机热运动, 为室温下实现通信波段无磁非互易器件提供了全新视角, 展示了全光纤小型化的可能性.

2 非互易原理及数值分析

乙炔在 $\nu_1 + \nu_3$ 泛频带的能级如图 1(a) 所示, ν 与 ν' 表示振动量子数 (在 $\nu_1 + \nu_3$ 振动模式下, ν_1 和 ν_3 的振动量子数保持相等, 其余振动量子数为 0), 跃迁发生在 $\nu = 0$ 与 $\nu' = 1$ 的振动能级之间. J 是总角动量量子数, 代表转动能级, 其能级差较小, 反映在吸收谱上, 就是在振动跃迁的包络下形成了类似于精细结构的多条吸收谱线, 但转动能级差相比真正的精细结构大很多, 不会被多普勒展宽掩

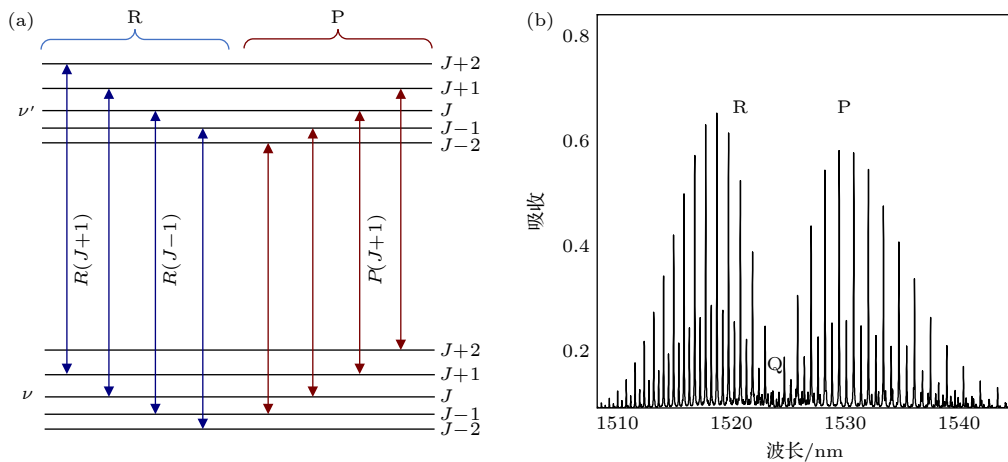


图 1 乙炔的振转能级 (a) 乙炔的部分能级结构示意图; (b) 乙炔在通信波段的吸收谱 (S-C 波段)

Fig. 1. Rovibrational energy levels of acetylene: (a) Schematic diagram of the partial energy level structure of acetylene; (b) absorption spectra of acetylene in the S-C bands.

盖. 这些转动能级之间的跃迁根据总角动量变化的不同分为三种, R 支表示总角动量加 1 的跃迁, Q 支表示总角动量不变的跃迁, P 支表示总角动量减 1 的跃迁, 三种跃迁共同组成了乙炔在 $\nu_1 + \nu_3$ 泛频带的吸收谱线, 如图 1(b) 所示 (数据来自 Hitran 数据库). 由于该泛频带对应的振动模式下 Q 支的跃迁不被允许, 所以吸收谱上仅有 R 支和 P 支位置出现明显的吸收峰, 并且由于乙炔分子的对称性, 处于奇数 J 值能级的粒子数是偶数 J 值能级的 3 倍, 反映在吸收谱上即为吸收谱线呈现强弱交替的排布 [46].

为了有更多的基态分子参与相互作用, 选取乙炔气体 J 值为奇数的 R(15) 和 P(17) 两支跃迁构建电磁诱导透明研究常用的 Lambda 型三能级系统. 如图 2 所示, 基态 $|1\rangle$ 对应能级 ($\nu = 0, J = 15$), 基态 $|2\rangle$ 对应能级 ($\nu = 0, J = 17$), 激发态 $|3\rangle$ 对应能级 ($\nu = 1, J = 16$). 能级 $|3\rangle, |1\rangle(|2\rangle)$ 之间的频率差为 $\omega_{31(32)}$. 频率为 $\omega_{c(p)}$ 的控制光 (探测光) 耦合 $|2\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ ($|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$) 跃迁. 系统的哈密顿量可以表示为

$$H = -\hbar \left[-(\Delta_p - \Delta_c)\delta_{22} - \Delta_p\delta_{33} + \frac{1}{2}(\Omega_p\delta_{31} + \Omega_c\delta_{32} + \text{h.c.}) \right], \quad (1)$$

式中 $\hbar$ 是约化普朗克常数; $\delta_{mn} = |m\rangle\langle n|$ ($m, n = 1, 2, 3$); $\Omega_{c(p)} = \mu_{23(13)}E_{c(p)}/\hbar$ 表示控制光 (探测光) 的拉比频率, 其中 $E_{c(p)}$ 为控制光 (探测光) 电场强度, $\mu_{23(13)}$ 为能级 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ ($|1\rangle$) 之间的电偶极矩; $\Delta_{c(p)} = \omega_{32(31)} - \omega_{c(p)}$ 为不考虑分子热运动时控制光 (探测光) 的频率失谐. 通过求解密度矩阵方程可以得到密度矩阵元 σ_{31} 的一阶稳态解 [27]:

$$\sigma_{31} = \frac{-(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p)}{(i\gamma_{31} + \Delta_p)(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p) - \Omega_c^2} \Omega_p, \quad (2)$$

式中 γ_{31} 为激发态 $|3\rangle$ 到基态 $|1\rangle$ 的自发辐射衰减速率, γ_{21} 为基态 $|1\rangle$ 与 $|2\rangle$ 之间的消相干速率. 乙炔分子对探测光的响应可用其极化率来表征:

$$\chi = N_0\mu_{13}\sigma_{31}/(\varepsilon_0 E_p), \quad (3)$$

式中 N_0 为乙炔分子数密度, ε_0 是真空介电常数. 将 (2) 式代入 (3) 式可得

$$\chi = \frac{N_0\mu_{13}^2}{\hbar\varepsilon_0} \frac{-(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p)}{(i\gamma_{31} + \Delta_p)(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p) - \Omega_c^2}. \quad (4)$$

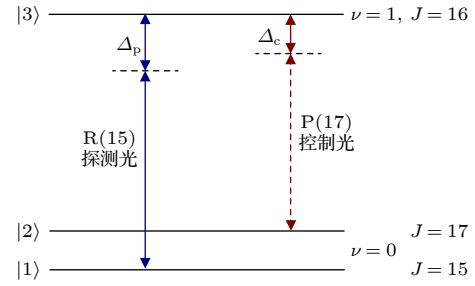


图 2 选取的能级及构建的 Lambda 型三能级和光场相互作用示意图

Fig. 2. Schematic of the selected energy levels and the Lambda-type three-level system interacting with the optical fields.

接下来考虑乙炔分子在室温下的热运动, 即微观多普勒效应. 以 $k_{c(p)}$ 表示控制光 (探测光) 波矢大小, v 表示乙炔分子热运动的速率, 则控制光的频率失谐变为 $\Delta'_c = \Delta_c + k_c v$ (假定原子运动和控制光传输方向一致), 探测光的频率失谐变为 $\Delta'_{pf} = \Delta_p + k_p v$ (前向) 或 $\Delta'_{pb} = \Delta_p - k_p v$ (后向). 室温下乙炔分子的热运动速度满足玻尔兹曼分布, 即 $N(v) = N_0 e^{-v^2/v_p^2} / (v_p \sqrt{\pi})$ (v_p 为最概然速率), 因此, 在微观多普勒效应作用下, 乙炔分子对前后向探测光的极化率 (χ_f 与 χ_b) 可写为如下积分形式 (波矢大小近似相等, 即 $|k_p| \approx |k_c| = k$):

$$\begin{aligned} \chi_f &= \frac{\mu_{13}^2}{\hbar\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p) N(v)}{(i\gamma_{31} + \Delta_p + kv)(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p) - \Omega_c^2} dv, \\ \chi_b &= \frac{\mu_{13}^2}{\hbar\varepsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{-(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p - 2kv) N(v)}{(i\gamma_{31} + \Delta_p - kv)(i\gamma_{21} - \Delta_c + \Delta_p - 2kv) - \Omega_c^2} dv. \end{aligned} \quad (5)$$

可以看到, 由于乙炔分子的随机热运动, 前后向传输的探测光的极化率出现了显著差异. 对于前向传输的探测光, 其多普勒频移和同样前向传输的控制光的多普勒频移相互抵消, 在 $\Delta_p = \Delta_c$ 处 EIT 效应仍然可以出现. 对于后向传输的探测光, 由于

其多普勒频移符号相反, 从而和控制光的多普勒频移叠加, 形成了 $2kv$ 的双光子失谐. 这就是微观多普勒效应结合 EIT 导致光场非互易传输的基本原理.

基于上述极化率表达式, 我们进行了相应的数值模拟. 定义吸收率 $A = 1 - \exp(-\text{Im}[\chi_{f(b)}kl])$, 定

义隔离对比度 $\eta = 10\log_{10}\exp\{-\text{Im}[(\chi_f - \chi_b)kl]\}$, l 为乙炔气室的长度. 模拟中取气室长度为 10 m, 温度为 293.15 K (匹配实验制备的空心光子晶体光纤长度和实验温度). 考虑到乙炔分子具有丰富的振动-转动能级结构, 在热平衡条件下分子布居满足玻尔兹曼分布, 其概率可表示为

$$N_i/N_0 = (g_i/Q(T)) \exp(-E_i/k_B T), \quad (6)$$

其中 N_i/N_0 为乙炔分子处于能级 i 上的概率; g_i 为 i 能级简并度; E_i 为 i 能级能量; k_B 为玻尔兹曼常数; $Q(T)$ 为分子的配分函数 (g_i , E_i , $Q(T)$ 皆可从 Hitran 数据库获得). 计算可得, 处于所选取基态 $|1\rangle$ 的粒子数密度占总粒子数密度的 5.73%. 乙炔分子气压仅需 0.063 mbar, 即可在理论上实现近似完全吸收, 此时对应的粒子数密度为 $8.92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

图 3(a) 和图 3(b) 展示了 $\Omega_c/2\pi = 40 \text{ MHz}$ 的

控制光共振作用下, 前后向探测光的吸收谱. 前向探测光在共振位置附近出现了 EIT 窗口, 而后向探测光则为强吸收, 即传输呈现非互易. 同时, 此时的前向透过率约为 40%, 需要进一步优化. 我们研究了不同控制光强下的吸收谱. 从图 3(c) 可以看出, 随着 $\Omega_c/2\pi$ 从 10 MHz 增大到 70 MHz, 前向探测光的 EIT 窗口逐渐加深、展宽, 即前向透过率越来越高, 非互易带宽也越来越宽. 图 3(d) 展示了更详细的数值模拟结果: 随着 Ω_c 的增大, 前向探测光的吸收在 $\Omega_c/2\pi$ 大于 30 MHz 后快速下降, 并在大于 150 MHz 后接近透明; 后向探测光的吸收则接近 1, 随着 Ω_c 的增大仅略微下降. 这表明在一定范围内提高 Ω_c 能极大增强前向光的透过率, 但过高的 Ω_c 也会降低后向光的吸收, 导致隔离度下降. 结合前后向透过率计算出的隔离对比度, $\Omega_c/2\pi$

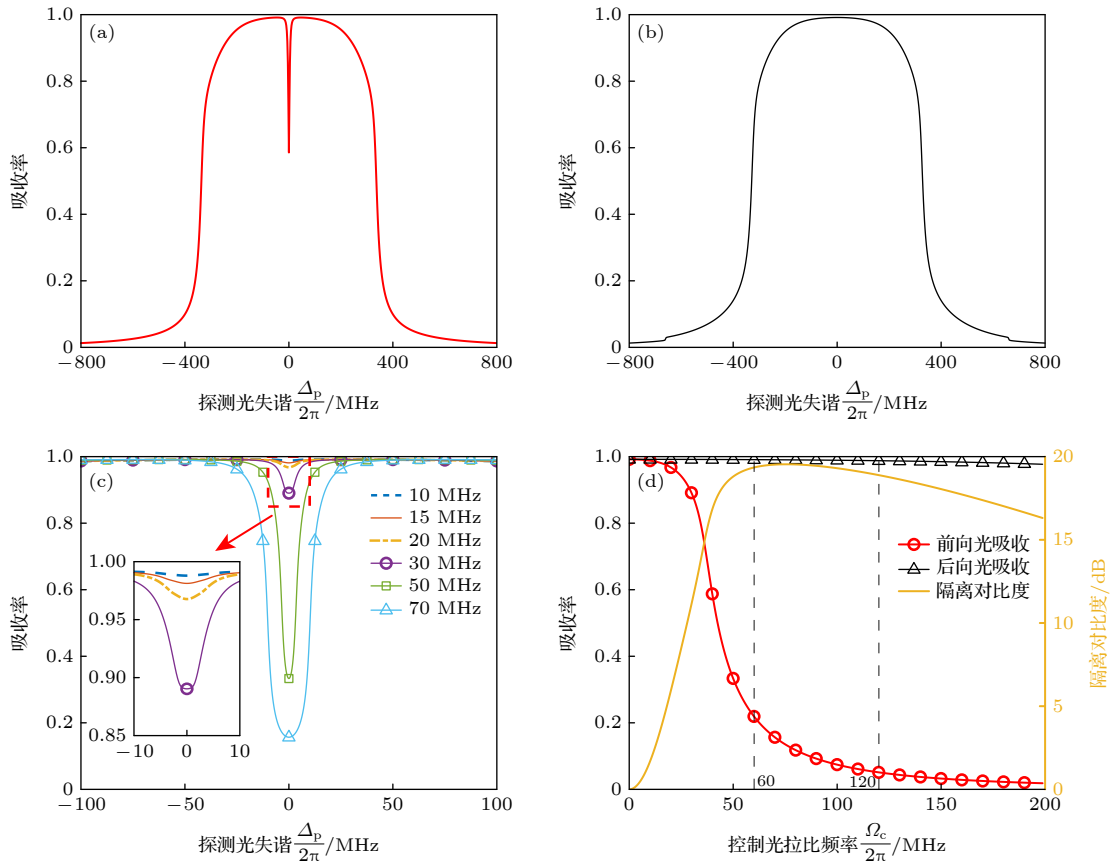


图 3 乙炔分子气体对前后向探测光吸收的理论模拟 (a) 前向探测光吸收谱, $\Omega_c/2\pi = 40 \text{ MHz}$; (b) 后向探测光吸收谱, $\Omega_c/2\pi = 40 \text{ MHz}$; (c) $\Omega_c/2\pi = 10, 15, 20, 30, 50, 70 \text{ MHz}$ 时前向探测光的电磁诱导透明窗口; (d) 前后向探测光的吸收以及隔离对比度随控制光拉比频率的变化, $\Delta_p/2\pi = 0 \text{ MHz}$. 其他参数为 $\Delta_c/2\pi = 0 \text{ MHz}$, $\gamma_{21}/2\pi = 1 \text{ MHz}$, $\gamma_{31}/2\pi = 10 \text{ MHz}$, $N_0 = 8.92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$

Fig. 3. Simulated absorption spectra of (a) forward and (b) backward probe fields in acetylene at $\Omega_c/2\pi = 40 \text{ MHz}$; (c) the forward EIT window for $\Omega_c/2\pi = 10, 15, 20, 30, 50, 70 \text{ MHz}$; (d) the forward and backward probe field absorption and isolation contrast versus control field Rabi frequency at $\Delta_p/2\pi = 0 \text{ MHz}$. Other parameters are $\Delta_c/2\pi = 0 \text{ MHz}$, $\gamma_{21}/2\pi = 1 \text{ MHz}$, $\gamma_{31}/2\pi = 10 \text{ MHz}$, $N_0 = 8.92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

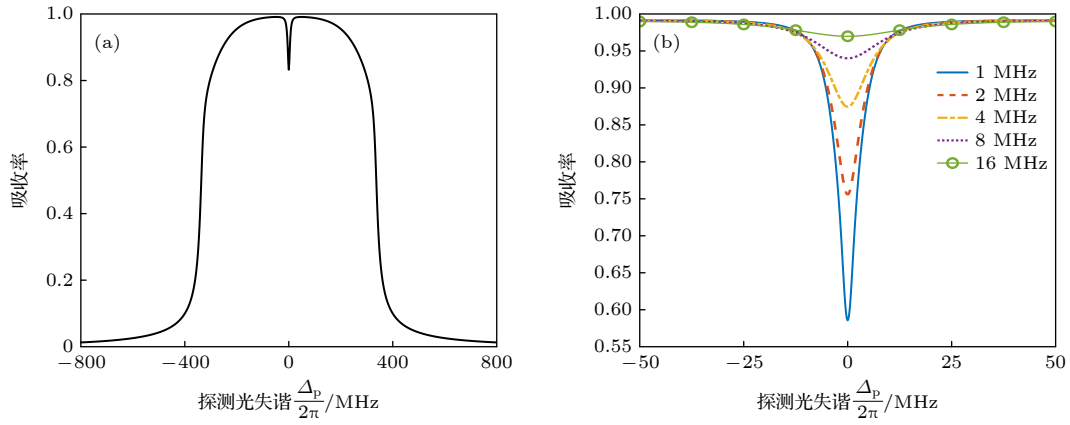


图 4 不同基态消相干参数下前向探测光吸收的理论模拟 (a) $\gamma_{21}/2\pi = 3$ MHz; (b) $\gamma_{21}/2\pi = 1, 2, 4, 8, 16$ MHz. 其他参数: $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz, $\gamma_{31}/2\pi = 10$ MHz, $\Omega_c/2\pi = 40$ MHz, $N_0 = 8.92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.
Fig. 4. Theoretical simulation of acetylene absorption for the forward probe field with different ground-state decoherence rates: (a) $\gamma_{21}/2\pi = 3$ MHz; (b) $\gamma_{21}/2\pi = 1, 2, 4, 8, 16$ MHz. Other parameters are $\Delta_c/2\pi = 0$ MHz, $\gamma_{31}/2\pi = 10$ MHz, $\Omega_c/2\pi = 40$ MHz, $N_0 = 8.92 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

在 60—120 MHz 范围 (图 3(d) 中虚线之间的部分) 内指标较好.

根据对 EIT 效应的研究结果^[47], 除了控制光强度, 基态之间的消相干对透明窗口也有显著影响. 如图 4(a) 所示, 当 $\gamma_{21}/2\pi$ 取 3 MHz 时, 相比图 3(a), 前向探测光的 EIT 窗口出现了显著的降低. 图 4(b) 展示了多组不同消相干取值情况下的前向探测光吸收. 可以看到, 消相干越大, EIT 效果越差, 共振处吸收增强, 透过率越低. 因此, 要在实验上实现高的透过率, 基态消相干要尽可能小一些.

3 实验与结果讨论

选择乙炔分子 $\nu_1 + \nu_3$ 泛频带进行实验. 根据 El Hachtouki 和 Auwera^[48] 的报道, 乙炔分子上述频段的跃迁偶极矩约 0.01 德拜, 相比碱金属原子小 3 个数量级, 导致在同样粒子数密度情况下, 乙炔对探测光的吸收远比碱金属弱. 为增加相互作用, 实验上一般采用增大分子数密度 (气压) 或增加气室长度的办法. 但是, 从上述理论模拟部分对消相干速率 γ_{21} 的研究可知, 要获得对前向探测光的高透射, γ_{21} 不宜过大. 若增大乙炔气体气压, 则会导致分子间碰撞增加, 进而增大 γ_{21} . 因此, 我们实验上采用了制备空芯光子晶体光纤 (HC-PCF) 乙炔池的方法增加气室长度. 另一方面, 在控制光输出功率受限的情况下, 将光场束缚在小尺寸的波导中正好是提高光功率密度的可行方法. 使用充乙

炔分子的空芯光子晶体光纤作为气室不仅满足上述要求, 而且使用的乙炔量极少, 保证了安全性. 基于上述考虑, 实验中使用了一根长 10 m 的 HC-PCF 来提高相互作用长度和光场功率密度, 其模场直径约为 40 μm , 在充气过程中估算乙炔气压小于 1 mbar. 根据 HC-PCF 的参数, 估算得到由分子间碰撞以及分子与 HC-PCF 内壁碰撞导致的 $\gamma_{21}/2\pi$ 大概在 3 MHz 量级^[49]. 即实验上通过增加气室长度来增强后向光的共振吸收, 同时通过低气压减小基态间消相干来提高前向光的透过率, 以实现增强前后向透过率对比度的目的.

图 5 展示了我们所采用的实验光路. ECDL1 产生波长为 1517.315 nm 的探测光, 经过 HWP1 调制使其能透过 PBS1 和 PBS2, 之后经由 BS1 分为前向探测光和后向探测光. ECDL2 产生波长为 1535.393 nm 的控制光, 经 EDFA 放大后功率可到 1 W, 经 HWP2 调制, 使其被 PBS1 反射. 前向探测光和控制光经 QWP1 与 HWP3 后共同耦合进 HC-PCF 与乙炔相互作用, 之后, 控制光被 PBS2 反射, 而前向探测光则由 BS3 反射后被光电探测器 PD2 探测; 后向探测光经 BS2 反射后由 PD1 探测. QWP1 与 HWP3 用于抑制控制光的端面反射光进入 PD1; QWP2 和 HWP4 则确保控制光尽可能完全从 PBS2 反射而不进入 PD2.

实验在 20 $^{\circ}\text{C}$ 室温下进行, 调节控制光频率, 使其保持共振. 不同控制光功率 (85—517 mW) 下测得的前后向探测光吸收谱如图 6 所示. 由图 6 可以看到, 前向探测光在共振位置附近出现了 EIT

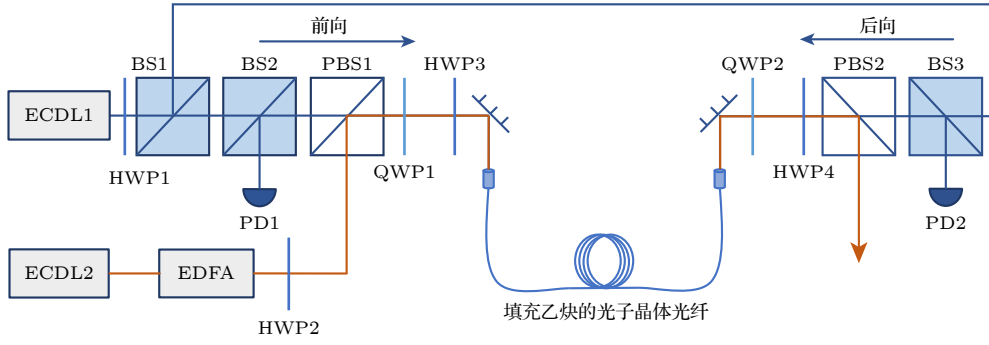


图5 实验装置示意图. ECDL, 可调谐外腔半导体激光器; EDFA, 掺铒光纤放大器; BS, 消偏振分束棱镜; PBS, 偏振分束棱镜; HWP, 半波片; QWP, 四分之一波片; PD, 光电探测器

Fig. 5. Schematic diagram of the experimental setup. ECDL: tunable external-cavity diode laser; EDFA: erbium-doped fiber optic amplifier; BS: non-polarized beamsplitter; PBS: polarized beamsplitter; HWP: half-wave plate; QWP: quarter-wave plate; PD: photodiode detector.

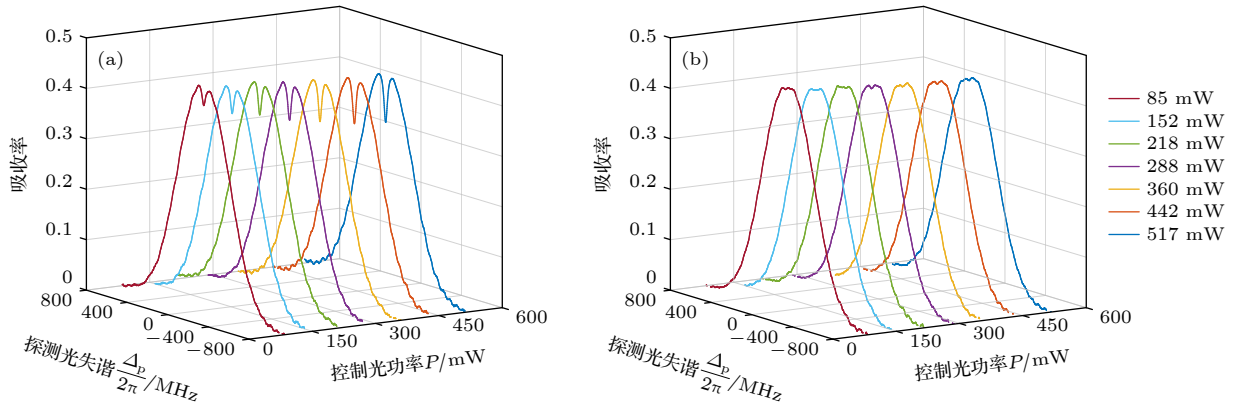


图6 实验测得的不同控制光功率下的探测光吸收谱 (a) 前向探测光; (b) 后向探测光. 探测光功率: 0.24 mW

Fig. 6. Experimentally measured absorption spectra at different control field Power: (a) Forward probe field; (b) backward probe field. Probe field power: 0.24 mW.

现象, 而后向探测光则保持共振吸收. 在实验选取的控制光功率范围内, 探测光均表现出了与传播方向相关的非互易性. 可见, 室温下乙炔分子天然存在的随机热运动支持通信波段无磁非互易的实现. 其次, 随着控制光功率的增大, 前向探测光的透过率增大、透明窗口变宽. 对比图3(c)的理论模拟结果(虚线框放大部分对应的情况), 透过率和线宽的变化趋势基本一致. 受限于实验室现有激光条件, HC-PCF内控制光功率最大可调至 517 mW, 估算对应的拉比频率 $\Omega_c/2\pi$ 约为 30 MHz. 如图7所示, 此时前向探测光的透过率约为 69%(即插入损耗约为 4 dB), 非互易带宽约为 40 MHz, 相应的隔离对比度大于 0.3 dB.

对比图3(a)和图3(b)的理论模拟, 图7所示的实验结果表明目前实验条件下的整体吸收比较弱. 造成这一现象的主要原因可能是 HC-PCF内乙炔气体压强低于理论模拟时的预设值(当 HC-

PCF内气压低于 1 mbar 时, 实验室里对此进行高精度标定较为困难). 较低的气体压强会导致参与光-分子相互作用的有效分子数密度较小. 其次, 我

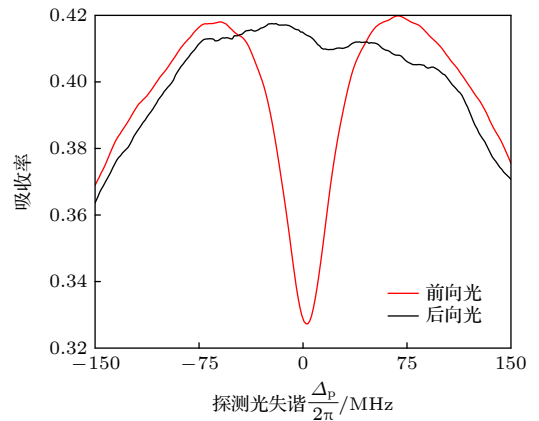


图7 实验测得的前后向探测光吸收谱, 其中控制光功率为 517 mW; 探测光功率为 0.24 mW

Fig. 7. Experimentally measured absorption spectra for the forward and backward probe field. Control field power is 517 mW and probe field power is 0.24 mW.

们发现实验得到的 EIT 窗口较浅且展宽, 结合理论模拟分析, 很可能实验中的 $\gamma_{21}/2\pi$ 大于 3 MHz. 除了已经考虑的分子与气室内壁以及分子间碰撞导致的消相干, 激光器的频率漂移、气室内的温度变化等因素都可能会导致 γ_{21} 增大.

4 结 论

本文基于充乙炔的空芯光子晶体光纤构建的长相互作用气室平台, 研究了室温下 1517 nm 探测光的无磁非互易传输. 室温下乙炔分子的随机热运动产生微观多普勒效应, 在单向控制光作用下使得前后向探测光分别出现电磁诱导透明和吸收, 从而实现非互易传输. 理论分析表明, 在一定范围控制光强 (60—120 MHz) 和基态消相干尽可能低的条件下, 前向透过率和后向隔离度均有较好指标. 在制备的 10 m 长、气压低于 1 mbar 空芯光子晶体光纤乙炔池中开展实验, 得到了不同控制光强下, 1517 nm 探测光前后向传输的非互易性, 且前向透过率随控制光强增加而提升. 受限于实验室激光器指标, 最终在 517 mW (约 30 MHz) 的最大控制光强下实现了 4 dB 插损、0.3 dB 隔离对比度与 40 MHz 带宽的非互易传输. 若有更高的激光器功率可用, 则能实现更低的插入损耗和更宽的非互易带宽. 在后续研究中, 可以通过降低气压、稳定激光器频率等方法减小基态的消相干, 同时使用更长的光子晶体光纤来弥补稀薄气体带来的吸收不充分. 本文基于乙炔分子室温下的随机热运动实现了通信波段的无磁非互易传输, 为室温、全光纤、无需外磁场的光学非互易器件实现提供了新途径.

参考文献

- [1] Bi L, Hu J, Jiang P, Kim D H, Dionne G F, Kimerling L C, Ross C A 2011 *Nat. Photonics* **5** 758
- [2] Srinivasan K, Stadler B J H 2022 *Opt. Mater. Express* **12** 697
- [3] Ikesue A, Aung Y L, Wang J 2022 *Prog. Quantum Electron.* **86** 100416
- [4] Zhang L, Hu D, Snetkov I, Balabanov S S, Palashov O, Li J 2023 *J. Adv. Ceram.* **12** 873
- [5] Fan L, Wang J, Varghese L T, Shen H, Niu B, Xuan Y, Weiner A M, Qi M 2012 *Science* **335** 447
- [6] Fan L, Varghese L T, Wang J, Xuan Y, Weiner A M, Qi M 2013 *Opt. Lett.* **38** 1259
- [7] Peng B, Özdemir Ş K, Lei F, Monifi F, Gianfreda M, Long G L, Fan S, Nori F, Bender C M, Yang L 2014 *Nat. Phys.* **10** 394
- [8] Chang L, Jiang X, Hua S, Yang C, Wen J, Jiang L, Li G, Wang G, Xiao M 2014 *Nat. Photonics* **8** 524
- [9] Zheng Y L, Yang J F, Shen Z H, Cao J J, Chen X F, Liang X G, Wan W J 2016 *Light: Sci. Appl.* **5** e16072
- [10] Hu Y Q, Qi Y H, You Y, Zhang S C, Lin G W, Li X L, Gong J B, Gong S Q, Niu Y P 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 014046
- [11] Yu Z F, Fan S H 2009 *Nat. Photonics* **3** 91
- [12] Kang M S, Butsch A, Russell P S J 2011 *Nat. Photonics* **5** 549
- [13] Lira H, Yu Z, Fan S, Lipson M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 033901
- [14] Estep N A, Soumas D L, Soric J, Alù A 2014 *Nat. Phys.* **10** 923
- [15] Cheng H, Zhou Y, Ruesink F, Pavlovich M, Gertler S, Starbuck A L, Leenheer A J, Pomerene A T, Trotter D C, Dallo C, Boady M, Musick K M, Gehl M, Kodigala A, Eichenfield M, Lentine A L, Otterstrom N T, Rakich P T 2025 *Nat. Photonics* **19** 533
- [16] Hafezi M, Rabl P 2012 *Opt. Express* **20** 7672
- [17] 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
- [18] Dong Y, Huang X Y, Zhang G F 2026 *Phys. Rev. A* **113** 013513
- [19] Xia K, Lu G, Lin G, Cheng Y, Niu Y, Gong S, Twamley J 2014 *Phys. Rev. A* **90** 043802
- [20] Sayrin C, Junge C, Mitsch R, Albrecht B, O'Shea D, Schneeweiss P, Volz J, Rauschenbeutel A 2015 *Phys. Rev. X* **5** 041036
- [21] Scheucher M, Hilico A, Will E, Volz J, Rauschenbeutel A 2016 *Science* **354** 1577
- [22] Lodahl P, Mahmoodian S, Stobbe S, Rauschenbeutel A, Schneeweiss P, Volz J, Pichler H, Zoller P 2017 *Nature* **541** 473
- [23] Yang P, Li M, Han X, He H, Li G, Zou C L, Zhang P, Qian Y, Zhang T 2023 *Laser Photonics Rev.* **17** 2200574
- [24] Horsley S A R, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 223602
- [25] Wang D W, Zhou H T, Guo M J, Zhang J X, Evers J, Zhu S Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 093901
- [26] Ramezani H, Jha P, Wang Y, Zhang X 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 043901
- [27] 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
- [28] Lin G W, Zhang S C, Hu Y Q, Niu Y P, Gong J B, Gong S Q 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 033902
- [29] Zhang S C, Lin G W, Hu Y Q, Qi Y H, Niu Y P, Gong S Q 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 024032
- [30] Hu Y Q, Liu L F, Zhang S C, Li X L, Qian J, Lin G W, Niu Y P, Gong S Q 2021 *Opt. Commun.* **489** 126861
- [31] 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]
- [32] Zhang S C, Zhan Y F, Gong S Q, Niu Y P 2023 *Commun. Phys.* **6** 33
- [33] Liu L F, Niu Y P, Gong S Q 2025 *Appl. Phys. Lett.* **126** 241101
- [34] Zhang H L, Xie Z Z, Hao J R, Fang Y 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 064206 (in Chinese) [张慧玲, 谢中柱, 郝佳瑞, 房勇 2025 物理学报 **74** 064206]
- [35] Zhang Y, Wu J H, Artoni M, La Rocca G C 2021 *Opt. Express* **29** 5890
- [36] Geng Y, Pei X, Li G, Lin X, Zhang H, Yan D, Yang H 2023 *Opt. Express* **31** 38228
- [37] Li G R, Zheng Y T, Xu Q Y, Pei X S, Geng Y, Yan D, Yang H 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 126401 (in Chinese) [李观荣, 郑怡

- 婷, 徐琼怡, 裴笑山, 耿玥, 严冬, 杨红 2024 物理学报 **73** 126401]
- [38] Li T, Yang H, Wang M, Yin C, Zhang T, Zhang Y 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 023122
- [39] Xu Q, Li G, Zheng Y, Yan D, Zhang H, Zhang T, Yang H 2024 *Phys. Rev. A* **110** 063724
- [40] Xu Q Y, Zhang J, Zheng Y T, Yan D, Zhang H X, Yang H 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 116402 (in Chinese) [徐琼怡, 张津, 郑怡婷, 严冬, 张焱笑, 杨红 2025 物理学报 **74** 116402]
- [41] Benabid F, Couny F, Knight J C, Birks T A, Russell P S J 2005 *Nature* **434** 488
- [42] Sounas D L, Caloz C, Alù A 2013 *Nat. Commun.* **4** 2407
- [43] Tripathi A, Ugwu C F, Asadchy V S, Faniayeu I, Kravchenko I, Fan S, Kivshar Y, Valentine J, Kruk S S 2024 *Nat. Commun.* **15** 5077
- [44] Benabid F, Light P S, Couny F, Russell P S J 2005 *Opt. Express* **13** 5694
- [45] Thapa R, Knabe K, Faheem M, Naweed A, Weaver O L, Corwin K L 2006 *Opt. Lett.* **31** 2489
- [46] Trevisanutto J O 2022 *Ph. D. Dissertation* (Thunder Bay: Lakehead University)
- [47] Figueroa E, Vewinger F, Appel J, Lvovsky A I 2006 *Opt. Lett.* **31** 2625
- [48] El Hachtouki R, Auwera J V 2002 *J. Mol. Spectrosc.* **216** 355
- [49] Light P 2008 *Ph. D. Dissertation* (Claverton Down: University of Bath)

Magnetic-free optical nonreciprocity in communication bands via acetylene molecular thermal motion^{*}

ZHOU Rui¹⁾ ZHANG Yousheng¹⁾ WANG Caoyuan²⁾ XIAO Limin²⁾

NIU Yueping^{1)†} GONG Shangqing^{1)‡}

¹⁾ (School of Physics, East China University of Science and Technology, Shanghai 200237, China)

²⁾ (Key Laboratory of Micro and Nano Photonic Structures (MOE), Shanghai Engineering Research Center of Ultra-Precision Optical Manufacturing, College of Future Information Technology, Fudan University, Shanghai 200433, China)

(Received 13 March 2026; revised manuscript received 16 May 2026)

Abstract

Magnetic-free optical nonreciprocity in the telecommunication band is of considerable interest for optical communication systems, where compact and integrable nonreciprocal devices are highly desirable. However, conventional nonreciprocal devices generally rely on magneto-optical effects and external magnetic fields, thereby posing challenges for miniaturization and integration. In this work, we investigate magnetic-free optical nonreciprocity in the telecommunication band using acetylene molecules confined within a hollow-core photonic crystal fiber (HC-PCF).

Rovibrational transitions of acetylene molecules in the telecom S and C bands are used to construct a Lambda-type three-level system for electromagnetically induced transparency (EIT). Owing to microscopic Doppler shifts arising from molecular thermal motion, the probe and control fields experience distinct two-photon detunings for opposite propagation directions. As a result, the forward-propagating probe field satisfies the EIT condition and experiences reduced absorption, while the backward-propagating probe field remains highly absorbed, thereby enabling direction-dependent optical transmission.

We perform numerical simulations to analyze how the nonreciprocal response depends on the control-field power and the ground-state decoherence. Within an appropriate parameter range, high forward transmission and strong backward absorption can be achieved. Experimentally, a 10-meter-long acetylene-filled HC-PCF at a gas pressure below 1 mbar (1 mbar = 100 Pa) is fabricated to enhance light-matter interaction. Nonreciprocal transmission of a 1517 nm probe field is observed under varying control-field powers. As the control-field power

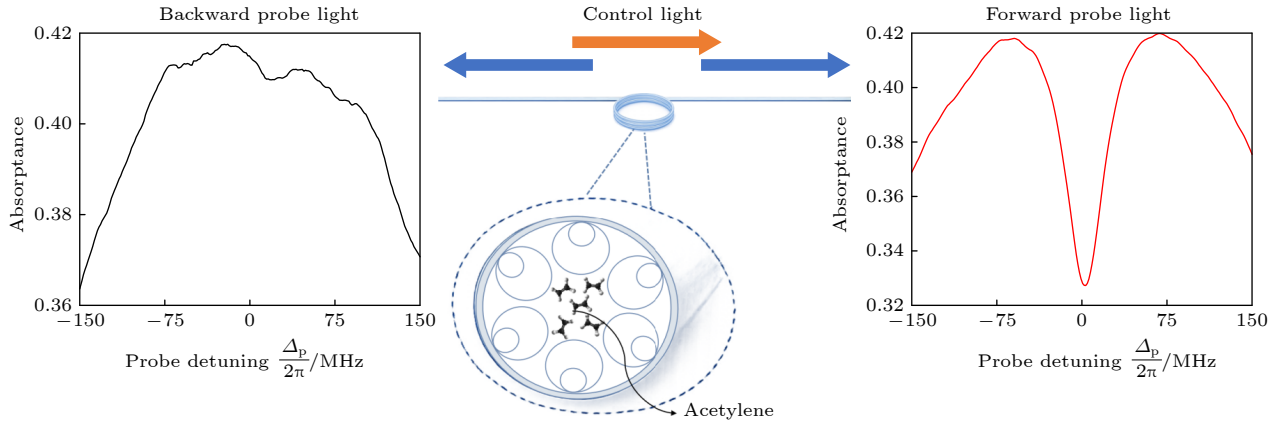
* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12374327) and the Innovation Program of Shanghai Municipal Education Commission, China (Grant No. 2023ZKZD39).

† Corresponding author. E-mail: niuyyp@ecust.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: sqgong@ecust.edu.cn

increases, the forward EIT transmission is enhanced and its bandwidth broadens, in good agreement with theoretical predictions. In contrast, the backward probe field consistently exhibits absorption. At a maximum control power of 517 mW, a nonreciprocal transmission with approximately 4 dB insertion loss and 40 MHz bandwidth is obtained.

These results present a feasible scheme for realizing magnetic-free optical nonreciprocity at room temperature and offer a promising route towards all-fiber compact nonreciprocal devices in the telecommunication band.



Keywords: optical nonreciprocity, telecommunication band, acetylene, Doppler effect, photonic crystal fiber

DOI: [10.7498/aps.75.20260365](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260365)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260365](https://cstr.net.cn/32037.14.aps.75.20260365)



基于分子热运动的通信波段无磁光学非互易理论和实验研究

周蕊 张又升 王草源 肖力敏 钮月萍 龚尚庆

Magnetic-free optical nonreciprocity in communication bands via acetylene molecular thermal motion

ZHOU Rui ZHANG Yousheng WANG Caoyuan XIAO Limin NIU Yueping GONG Shangqing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 180407 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260365

CSTR: 32037.14.aps.75.20260365

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260365>

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-互易放大转换下光学轨道角动量的转移

Transfer of optical orbital angular momentum under nonreciprocity-reciprocity amplification conversion

物理学报. 2025, 74(4): 044203 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241565>

基于半导体量子阱中四波混频效应的高效光学非互易

Efficient optical nonreciprocity based on four-wave mixing effect in semiconductor quantum well

物理学报. 2024, 73(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231212>

基于光学非互易的双路多信道全光操控

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

物理学报. 2022, 71(18): 184202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220506>

室温下铯原子体系光学非互易调控实验研究

Experimental research on optical nonreciprocal control of cesium atomic systems at room temperature

物理学报. 2025, 74(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20241463>

掺铥镧铝硅酸盐玻璃光子晶体光纤制备及光学特性

Preparation and optical properties of thulium doped lanthanum aluminum silicate glass photonic crystal fiber

物理学报. 2023, 72(20): 204206 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230766>

受飞行里德伯自旋控制的光学涡旋非互易传播

Non-reciprocal propagation of optical vortices controlled by flying Rydberg spins

物理学报. 2026, 75(4): 204206 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251375>