

铯原子系统中部分 PT 对称的研究*

薛咏梅¹⁾ 何云辉²⁾ 韩小萱³⁾ 白景旭²⁾ 焦月春²⁾ 赵建明^{2)†}

1) (长治学院物理系, 长治 046011)

2) (山西大学激光光谱研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

3) (太原师范学院物理系, 晋中 030619)

(2024 年 8 月 28 日收到; 2024 年 10 月 9 日收到修改稿)

本文主要研究铯原子 Λ 型三能级原子的部分 PT 对称和相变, 利用铯原子基态 $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ 、 $|6S_{1/2}, F=4\rangle$ 和激发态 $|6P_{3/2}, F'=4\rangle$ 组成 Λ 型三能级原子系统, 由失谐 $\Delta_3 = 607$ MHz 的探测光与耦合光形成双光子拉曼吸收, 构成损耗通道. 增加了共振作用于能级 $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ 与 $|6P_{3/2}, F'=4\rangle$ 跃迁的泵浦光改变两个基态能级的布居, 从而使 Λ 型三能级系统的吸收减小, 在一定条件下形成原子系统的增益通道, 从而构成部分 PT 对称的原子系统. 实验中通过改变耦合光和探测光的腰斑比 σ , 观察到部分 PT 对称系统中由对称向破缺相的转变. 此外研究了探测光束强度分布的不对称程度 D_{asym} , 精确地测量了部分 PT 对称的破缺点, 理论计算与实验测量结果相符. 本文所报道的部分 PT 对称性及其相变的结果, 为主动操纵非厄米系统中的多维激光束开辟了一条途径, 并在设计激光不同部分的光放大和衰减光学器件方面具有潜在的应用价值.

关键词: 部分 PT 对称, 增益与损耗, PT 破缺**PACS:** 11.30.Er, 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.50.Nn**DOI:** 10.7498/aps.73.20241200**CSTR:** 32037.14.aps.73.20241200

1 引言

1998 年, Bender 和 Boettcher^[1] 首先发现了一类具有实本征谱的非厄米哈密顿量, 即满足宇称-时间反演 (parity-time reversal, PT) 对称性的非厄米哈密顿量. 具有 PT 对称系统的非厄米哈密顿量可以具有全实能谱 (exact)^[1,2], 这为揭示开放系统中的奇异行为和非厄米物理^[3-5] 的应用前景提供了一个极好的平台. 人们已经在各种物理环境中观察到了 PT 对称现象, 包括波导和光纤阵列^[6,7]、光子电路和晶格^[8,9]、微环状谐振器^[10,11] 等. 相比于固体体系, 原子介质由于其良好的量子效应和能级的可操控性成为研究 PT 对称的理想选择^[12-14],

另外, 研究者们利用原子的特性和先进光学技术控制有效 (实和虚) 势^[15-18], 开展了非厄米物理的研究. PT 对称中从未破缺相到破缺相的相变点称为破缺点 (EP), 到目前为止, PT 对称体系和其中的 EPs^[19] 具有许多有趣的性质和潜在的应用^[20-27], 引起了极大的关注.

一个非厄米系统在各个维度中都满足 PT 对称条件时, 称为 PT 对称系统. 在最近的理论工作中, 研究发现一个方向反射不变的多维势 [例如, $V^*(x, y) = V(-x, y)$ 或 $V^*(x, y) = V(x, -y)$] 满足 PT 对称, 称为部分 PT 对称, 同时展现全实光谱^[28-30], 并显示从未破缺相到破缺相的相变. 部分 PT 对称性的研究, 可以在不施加严格 PT 对称条件的情况下, 提供一种实现全实光谱的方法, 极大地扩展了

* 国家自然科学基金 (批准号: 12120101004, 12241408, 62175136, 12104337)、山西省基础研究计划 (批准号: 202303021212271) 和山西省高等学校科技创新计划 (批准号: 2022L513) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaojm@sxu.edu.cn

一维以外全实谱非厄米系统的研究范围^[31], 促进了高维非厄米系统的发展.

本文主要在原子介质中研究部分 PT 对称. 利用铯原子 Λ 型三能级系统实现了部分 PT 对称的实验观察. 一束探测光和一束耦合光作用于铯原子蒸气池中, 耦合光覆盖整个探测光, 而泵浦光仅覆盖探测光的右半部分, 导致在探测光区域中出现增益和损耗的区域, 这样构建了一个二维的部分 PT 对称光学势. 因为泵浦光的光斑仅在 x 方向覆盖探测光光斑的一半, 因而称之为部分 PT 对称. 实验中通过改变耦合光和探测光的腰斑比, 观察到部分 PT 对称系统中由未破缺相向破缺相的转变, 此外通过测量探测光束强度分布的不对称度, 实现了部分 PT 对称中破缺点的测量, 理论计算与实验测量符合得很好.

2 实验装置

部分 PT 对称系统的实验装置如图 1(a) 所示, 852 nm 的探测光 Ω_p ($\omega_p = 110 \mu\text{m}$) 和耦合光 Ω_c 均为圆形高斯腰斑, 相互重叠且同向入射作用于长度 $L = 2 \text{ cm}$, 直径 $\Phi = 25 \text{ mm}$ 的圆柱形石英玻璃铯原子样品中. 泵浦光 Ω_r 与探测光和耦合光反向传播, 且泵浦光斑设置为椭圆形高斯光斑, 其高斯束腰半径分别为短轴 $\omega_{r1} = 200 \mu\text{m}$ 和长轴 $\omega_{r2} = 700 \mu\text{m}$, 如图 1(b) 所示, 在实验中我们调整泵浦光使之覆盖探测光的右半边区域, 从而构建一个二维的光学势. 实验中采用铯原子 Λ 型三能级结构如图 1(c) 所示, 3 束激光由两台半导体激光器 (852 nm, DLpro, 线宽 100 kHz) 提供, 探测光的频率由偏振光谱稳频技术锁定在 $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ 的共振跃迁线上, 并通过双通的 AOM 正偏频 482 MHz 及单通的 AOM 正偏频 125 MHz, 实现探测光频率正偏频 607 MHz (设置探测光的正偏频大于多普勒展宽, 以避免多普勒背景对信号的影响); 耦合光的频率作用于 $|6S_{1/2}, F = 4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ 的跃迁, 使用 F-P 超稳腔锁定到满足 Λ 型三能级原子的双光子拉曼吸收的频率, 构成部分 PT 对称的损耗通道, 如图 1(c) 左半边所示. 为了构造增益通道, 施加了泵浦光使其共振作用于 $|6S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F' = 4\rangle$ 的跃迁. 泵浦光的作用是改变两个基态能级的布居, 从而调控 Λ 型三能级系统的吸收, 在一定条件下形

成原子系统的增益通道, 如图 1(c) 右半边所示. 从原子气室出射的探测光经半透半反镜后分为两束, 一束进入光电探测器 PD (PDA36A2), 用来测量探测光的吸收/增益信号, 另一束进入 CCD (MTV-1881EX) 用来检测探测光的光斑分布.

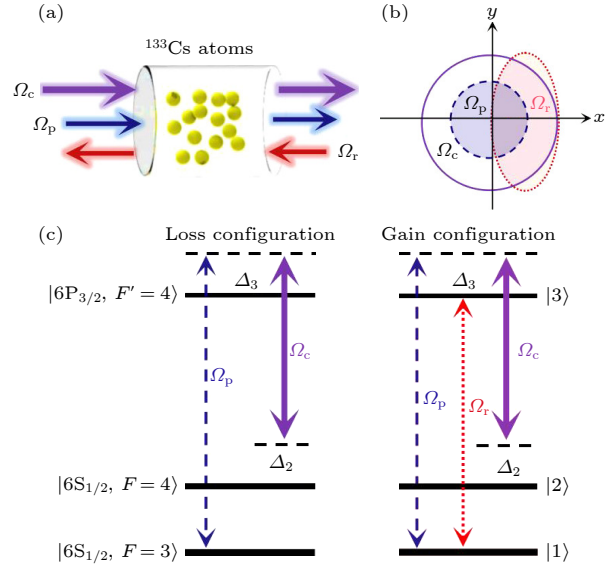


图 1 (a) 实验装置示意图. (b) 铯原子气室中探测光、耦合光和泵浦光横截面. 探测光和耦合光为圆形高斯光斑, 泵浦光设计为椭圆形高斯光斑, 与探测光和耦合光的一半重合, 形成二维部分 PT 对称的损耗和增益通道. (c) 铯原子基态和激发态三能级构成部分 PT 系统中损耗 (左) 与增益通道 (右) 的能级示意图, Ω_p , Ω_c 和 Ω_r 为 Rabi 频率, Δ_2 和 Δ_3 分别为激光束的频率失谐

Fig. 1. (a) Sketch of the experimental setup. (b) The probe and coupling laser are circular Gaussian, and the repumping laser is designed as elliptical Gaussian, the coupling laser covers the whole probe beam, whereas the repumping laser covers the right-half region of the probe beam, which creates a 2D partially PT-symmetric potential for the probe laser. (c) Energy level diagram of loss and gain channels in the three-level component PT system of cesium atoms, the left and right panels show the loss and gain configurations, respectively; Ω_p , Ω_c and Ω_r are Rabi frequencies and Δ_2 and Δ_3 are frequency detuning of laser beam.

3 实验结果与分析

实验中首先固定探测光的激光频率, 扫描耦合光的激光频率观察部分 PT 对称系统的增益与损耗光谱. 当泵浦光不存在时, 由探测光和耦合光拉曼跃迁形成的损耗光谱如图 2(a) 中 $p+c$ (紫色曲线) 所示; 当泵浦光存在时, 系统对探测光的吸收减小, 如图 2(a) 中 $p+r+c$ (红色曲线) 所示. 为获得部分 PT 对称系统的平衡条件, 首先令实验中泵

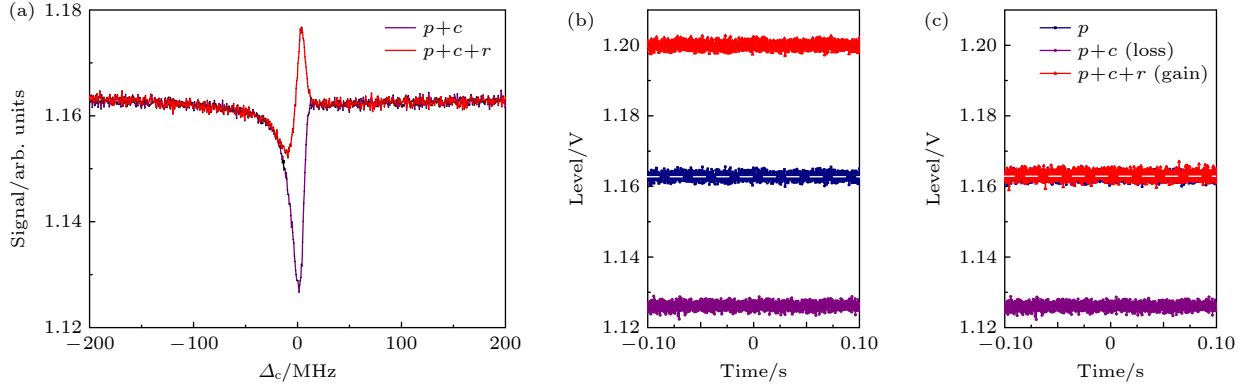


图2 (a) Λ 型三能级原子系统中的损耗 $p+c$ (紫色) 与增益 $p+c+r$ (红色) 的光谱; (b) 测量增益和损耗对应的 PD 信号, p 代表频率远离失谐的情况; $p+c$ 对应探测光与耦合光共同作用的结果; $p+c+r$ 对应的是 3 束光同时存在的情况. 此时泵浦光与探测光的光斑完全重叠; (c) 部分 PT 系统处于平衡位置时探测光增益和损耗分别对应的电平信号, 移动泵浦光的光斑与探测光光斑的一半重合, 此时对应的信号 $p+c+r$ 与 p 完全重合

Fig. 2. (a) Spectra of loss $p+c$ (purple) and gain $p+c+r$ (red) in a Λ -type three-level atomic system; (b) the measurements of PD signals for the gain and loss of the probe laser, the signal p corresponds to that the probe laser with the frequency far detuning from the resonance; $p+c$ corresponds to that the probe laser propagates in the atoms driven only by the coupling laser; $p+c+r$ corresponds to that the probe laser propagates in the atoms driven by both coupling and repumping lasers, repumping laser is fully overlapped with the probe beam, which the signals $p+c+r$ and $p+c$ are located symmetrically about the signal p ; (c) the repumping laser is then moved to be half overlapped with the probe beam, in which the signal $p+c+r$ coincides with the signal p .

浦光的光斑全部覆盖探测光, 此时 3 束激光的频率锁定且满足 $\Delta_3 = 607$ MHz 的条件, 同时对 3 束激光的功率也实现稳定, 利用 PD 测量只有探测光时的信号 p (藏青色点线)、耦合光与探测光形成三能级拉曼跃迁形成的吸收信号 $p+c$ (紫色点线) 以及 3 束光同时作用形成 $p+c+r$ 的增益信号 (红色点线), 可以看到增益信号和损耗信号对称的分布在只有探测光存在时电平信号的两侧, 如图 2(b) 所示, 此时泵浦光与探测光完全重合. 然后移动泵浦光使之与探测光的光斑的一半重合, 参见图 1(b), 对应的电平信号如图 2(c) 所示, $p+c+r$ 对应的电平信号 (红色点线) 与只有 p (藏青色点线) 时的信号重合. 我们定义损耗与增益间隔分别为 $S_L = p - (p+c)$ 和 $S_{GL} = (p+c+r) - p$. 当增益和损耗相等, 即 $S_{GL} = 0$ 时, 部分 PT 对称系统处于平衡状态, 以下的实验条件都处于平衡状态.

为了寻找部分 PT 对称相变点的位置, 在实验中首先研究了系统初始增益间隔 $S_L = 7.7$ mV 时, 探测光吸收信号随原子密度的依赖关系如图 3 所示. 可以看到当铯原子密度小于 $\rho < 6.29 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 时 $S_{GL} \approx 0$, 表示系统工作在部分 PT 对称区域, 如图 3 中灰色区域所示; 当原子密度 $\rho > 6.29 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ 时, $S_{GL} > 0$ 表示系统的平衡条件被破坏, 系统处于部分 PT 对称破坏区域, 即非部分 PT 对称区域. 为了进一步研究增益间隔

S_{GL} 与原子密度的关系, 我们改变初始损耗间隔 $S_L = 7.7$ mV (黑色方块)、13.7 mV (红色圆圈)、27.0 mV (蓝色正三角形)、37.1 mV (玫红色倒三角形) 和 40.4 mV (绿色菱形), 实验中测量了不同原子密度时的 S_{GL} (两次实验测量结果的平均值), 如图 3 所示. 由图可知, 初始损耗间隔 S_L 的大小对部分 PT 对称没有影响, 但随着原子密度的增加系统进入非部分 PT 对称区域.

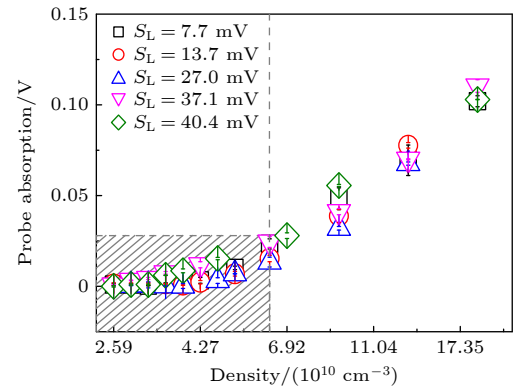


图3 实验测量初始损耗间隔分别为 $S_L = 7.7, 13.7, 27.0, 37.1$ 和 40.4 mV 时, 增益 S_{GL} 与原子密度 ρ 的关系, 灰色虚线左边代表的是部分 PT 对称区域, 右边是部分 PT 对称破坏区域, 误差棒是两次测量的标准偏差

Fig. 3. (a) Relationship between the gain S_{GL} and the atomic density when the initial loss interval is $S_L = 7.7, 13.7, 27.0, 37.1$ and 40.4 mV, respectively, the gray dotted line on the left represents a partial PT symmetry region, and on the right is a non-partial PT-symmetry region, error bars denote standard error of two measurements.

实验中选取初始损耗间隔为 $S_L = 13.7$ mV, 且系统满足平衡条件, 研究系统的 PT 对称和相变过程. 除了上述通过测量探测光的光强外, 还可以利用 CCD 观察探测光的分布情况来研究部分 PT 对称特性. 下面主要介绍通过光斑分布的测量研究部分 PT 对称. 当系统处于部分 PT 对称时, 探测光光斑分布呈现均匀分布; 而当系统处于 PT 对称破缺时, 探测光光斑呈非均匀分布. 在理论上, 由微扰理论求解 Maxwell-Bloch 方程可知该系统可以通过改变耦合光与探测光的腰斑比 σ 可以获得部分 PT 对称破缺的条件.

在实验中为了观察部分 PT 对称的相变过程以及相变 (EP) 点的位置, 在实验中固定探测光的腰斑 $\omega_p = 110$ μm 不变, 改变耦合光腰斑 ω_c 的大小, 从而改变耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma = \omega_c / \omega_p$, 对部分 PT 对称的 EP 点进行研究 [32], 在实验中通过探测光的光斑空间分布进行研究. 研究表明, 当耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma = 2.14$ 时, 探测光的光斑为均匀分布系统处于部分 PT 对称区域, 如图 4(a) 所示; 当耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma = 4.55$ 时, 探测光光斑分布呈现不均匀的分布,

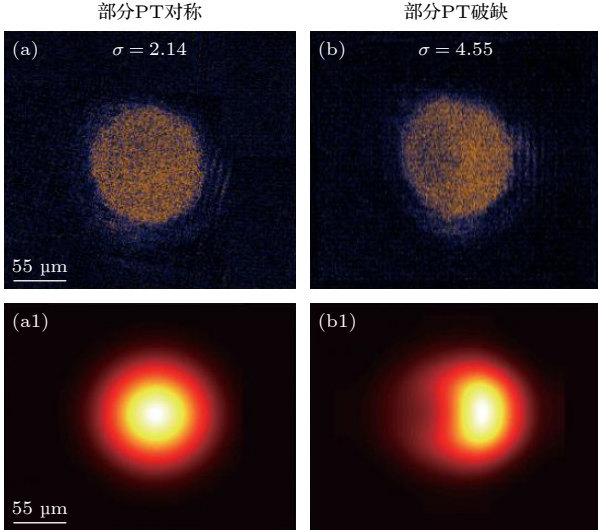


图 4 (a) 耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma = 2.14$, 系统处于部分 PT 对称区域时对应的探测光的光斑是均匀分布, 对应的理论模拟结果 (a1); (b) 耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma = 4.55$ 时, 探测光光斑分布呈现不均匀的分布, 且左半边暗右半边亮, 此时系统处于 PT 破缺, 对应的理论模拟 (b1)

Fig. 4. (a) Measured result for $\sigma = 2.14$ of the probe intensity distribution, which is uniform, and the numerical results corresponding to panel (a1). (b) Measured result for $\sigma = 4.55$ of the partial PT symmetry broken, and the numerical results corresponding to panel (b1).

左半边暗的区域表示系统的吸收, 右半边亮的区域表示系统的增益, 此时系统处于 PT 破缺的状态, 如图 4(b) 所示, 图 4(a1), (b1) 为对应的理论模拟, 可以看到理论模拟与实验结果符合得很好.

在部分 PT 对称系统处于平衡的条件下, 为了进一步研究系统中部分 PT 对称与破缺过程, 我们定义不对称度 D_{asym} 来描述探测光强分布:

$$D_{\text{asym}} = (I_{p, \text{right}} - I_{p, \text{left}}) / (I_{p, \text{right}} + I_{p, \text{left}}), \quad (1)$$

其中, $I_{p, \text{right}}$ 和 $I_{p, \text{left}}$ 分别表示探测光的光斑右半部分和左半部分对应的平均强度.

当探测光光斑的不对称度 $D_{\text{asym}} = 0$ 时, 表示系统处于部分 PT 对称状态; 当 $0 < D_{\text{asym}} < 1$ 时表示系统处于部分 PT 对称破缺状态. 为了进一步研究部分 PT 对称与破缺的相变过程, 实验中固定铯原子密度 $\rho = 3.87 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, 研究探测光的光斑不对称度 D_{asym} 与耦合光与探测光腰斑比 σ 的依赖关系如图 5 所示, 当耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma < 3.8$ (红色虚线左边) 时, 探测光强度分布的不对称度 D_{asym} 接近于 0, 此时系统处于部分 PT 对称区域; 而当耦合光与探测光的腰斑比 $\sigma > 3.8$ 时 (红色虚线右边), 探测光强度分布的不对称度 D_{asym} 快速增大, 表明系统进入部分 PT 对称破缺的区域.

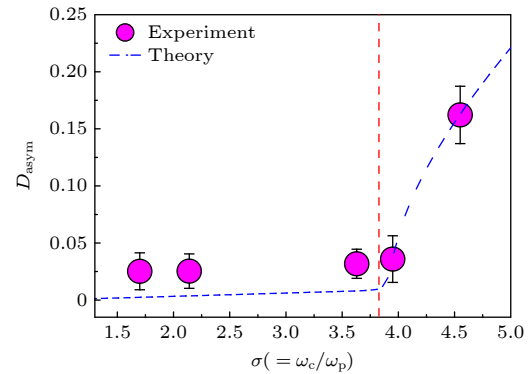


图 5 探测光的光斑不对称度 D_{asym} 与耦合光和探测光的腰斑比 σ 的依赖关系, 可以看到部分 PT 破缺点的位置是 $\sigma = \sigma_{\text{cr}} \approx 3.8$, 玫红色圆圈是实验测量结果, 蓝色虚线是理论计算结果, 红色虚线左边代表的是部分 PT 对称区域, 右边是部分 PT 对称破缺区域, 误差棒是 5 次测量的标准偏差

Fig. 5. Experimental measurements (magenta circle) and calculations (blue line) of D_{asym} as a function of beam-waist ratio σ , where the EP locates at $\sigma = \sigma_{\text{cr}} \approx 3.8$, the red dotted line represents the partial PT symmetry region on the left and the partial PT symmetry broken region on the right, error bars denote standard error of five measurements.

域. 图 5 中的蓝色虚线表示理论计算的结果, 与实验测量结果的平均值相吻合, 误差棒为 5 次测量的标准偏差. 由此可以判定, 该系统的破缺 (EP) 点为腰斑比 $\sigma = \sigma_{\text{cr}} \approx 3.8$, 此研究对于原子系统的部分 PT 对称及相变过程具有重要的意义, 可利用本系统实现部分 PT 对称相变点的精密测量.

4 结 论

本工作在室温铯原子蒸气池中构建了由基态 $|6S_{1/2}, F=3\rangle$, $|6S_{1/2}, F=4\rangle$ 和第一激发态 $|6P_{3/2}, F'=4\rangle$ 形成的 Λ 型三能级系统, 首次构建了含有增益与损耗的铯原子体系, 观察到了部分 PT 对称. 在部分 PT 对称系统的平衡条件下, 通过改变耦合光和探测光的腰斑比 σ , 观察到部分 PT 对称系统中从对称向破缺相的转变. 此外我们通过测量探测光强度分布的不对称度 D_{asym} , 精确地测量了部分 PT 对称的破缺点 $\sigma = \sigma_{\text{cr}} \approx 3.8$, 理论计算与实验测量值符合得很好. 此工作为非厄米光学系统中多维激光束的控制奠定了基础, 可利用本系统实现部分 PT 对称相变点的精密测量, 同时对激光束不同部位的光放大器和衰减器的设计具有潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Bender C M, Boettcher S 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5243
- [2] Bender C M 2005 *Contemp. Phys.* **46** 277
- [3] Klaiman S, Cederbaum L S 2008 *Phys. Rev. A* **78** 062113
- [4] El-Ganainy R, Makris K G, Khajavikhan M, Musslimani Z H, Rotter S, Christodoulides D N 2018 *Nat. Phys.* **14** 11
- [5] Ashida Y, Gong Z, Ueda M 2020 *Adv. Phys.* **69** 249
- [6] Konotop V V, Shchesnovich V S, Zezyulin D A 2012 *Phys. Lett. A* **376** 2750
- [7] Szameit A, Rechtsman M C, Bahat-Treidel O, Segev M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 021806(R)
- [8] Feng L, Ayache M, Huang J, Xu Y L, Lu M H, Chen Y F, Fainman Y, Scherer A 2011 *Science* **333** 729
- [9] Regensburger A, Bersch C, Miri M, Onishchukov G, Christodoulides D N, Peschel U 2012 *Nat. Phys.* **488** 167
- [10] Peng B, Özdemir S K, Lei F, Monifi F, Gianfreda M, Long G L, Fan S, Nori F, Bender C M, Yang L 2014 *Nat. Phys.* **10** 394
- [11] Wen J M, Jiang X, Jiang L, Xiao M 2018 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **51** 222001
- [12] Hang C, Huang G X, Konotop V V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 083604
- [13] Peng P, Cao W C, Shen C, Qu W Z, Wen J M, Jiang L, Xiao Y H 2016 *Nat. Phys.* **12** 1139
- [14] Jiang Y, Mei Y F, Zuo Y, Zhai Y H, Li J S, Wen J M, Du S W 2019 *Phys. Rev. Lett.* **123** 193604
- [15] Zhang Z Y, Zhang Y Q, Sheng J T, Yang L, Miri M A, Christodoulides D N, He B, Zhang Y P, Xiao M 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 123601
- [16] Zhang Z Y, Feng Y, Ning S H, Malpuech G, Solnyshkov D D, Xu Z F, Zhang Y P, Xiao M 2022 *Photonics Res.* **10** 958
- [17] Feng Y, Liu Z Z, Liu F, Yu J W, Liang S, Li F, Zhang Y P, Xiao M, Zhang Z Y 2023 *Phys. Rev. Lett.* **131** 013802
- [18] Zhang Z Y, Liang S, Septembre I, Yu J W, Huang Y P, Liu M C, Zhang Y P, Xiao M, Malpuech G, Solnyshkov D 2024 *Phys. Rev. Lett.* **132** 263801
- [19] Miri M A, Alù A 2019 *Science* **363** 7709
- [20] Chong Y D, Ge L, Stone A D 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 093902
- [21] Xiao L, Zhan X, Bian Z H, Wang K K, Zhang X, Wang X P, Li J, Mochizuki K, Kim D, Kawakami N, Yi W, Obuse H, Sanders B C, Xue P 2017 *Nat. Phys.* **13** 1117
- [22] Zhang J, Peng B, Özdemir S K, Pichler K, Krimmer D O, Zhao G M, Nori F, Liu Y X, Rotter S, Yang L 2018 *Nat. Photonics* **12** 479
- [23] Shui T, Yang W X, Liu S P, Li L, Zhu Z H 2018 *Phys. Rev. A* **97** 033819
- [24] Li J M, Harter A K, Liu J, de Melo L, Joglekar Y N, Luo L 2019 *Nat. Commun.* **10** 855
- [25] Xiao L, Deng T S, Wang K K, Zhu G Y, Wang Z, Yi W, Xue P 2020 *Nat. Phys.* **16** 761
- [26] Xiao L, Deng T S, Wang K K, Wang Z, Yi W, Xue P 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 230402
- [27] Tang Y J, Liang C, Liu Y C 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 171101 (in Chinese) [唐原江, 梁超, 刘永椿 2022 物理学报 **71** 171101]
- [28] Yang J 2014 *Opt. Lett.* **39** 1133
- [29] Kartashov Y V, Konotop V V, Torner L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 193902
- [30] Wang H, Huang J, Ren X, Weng Y, Mihalache D, He Y 2018 *Rom. J. Phys.* **63** 205
- [31] Ge L, Stone A D 2014 *Phys. Rev. X* **4** 031011
- [32] Xue Y M, Hang C, He Y H, Bai Z Y, Jiao Y C, Huang G X, Zhao J M, Jia S T 2022 *Phys. Rev. A* **105** 053516

Investigation of partial parity-time symmetry in cesium atomic system^{*}

Xue Yong-Mei¹⁾ He Yun-Hui²⁾ Han Xiao-Xuan³⁾ Bai Jing-Xu²⁾
Jiao Yue-Chun²⁾ Zhao Jian-Ming^{2)†}

1) (Department of Physics, Changzhi University, Changzhi 046011, China)

2) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy,
Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

3) (Department of Physics, Taiyuan Normal University, Jinzhong 030619, China)

(Received 28 August 2024; revised manuscript received 9 October 2024)

Abstract

Parity-time (PT) in atomic systems is of great significance for exploring exotic phenomena in non-Hermitian physics and non-Hermitian systems. It has been found that if PT symmetry is satisfied only in a certain spatial direction, then the Hamiltonian of the system still has a spectrum with eigenvalues of real numbers, which is called partial PT symmetry. In this paper, we use a Λ -type three-level atomic system, which is composed of two ground states $|6S_{1/2}, F=3\rangle$, $|6P_{3/2}, F'=4\rangle$ and an excited state $|6P_{3/2}, F'=4\rangle$ of cesium atom, to investigate the partial PT symmetry. A probe laser with the detuning of $\Delta_3 = 607$ MHz and a coupling laser satisfy the condition of two-photon Raman absorption of cesium atom, forming a loss channel. In order to construct the gain channel, we add the repumping laser that resonates during the transition of $|6S_{1/2}, F=3\rangle$ to $|6P_{3/2}, F'=4\rangle$, changing the population of the two ground state energy levels, thus reducing the absorption of the Λ level system and forming the gain channel of the atomic system under certain conditions. In order to obtain the equilibrium condition of the partial PT-symmetric system, firstly, the light spot of the repumping laser in the experiment is covered by the probe laser, and then the repumping laser is moved to overlap with half of the probe laser of the detection light. When the gain and loss are balanced, the partial PT-symmetric system is in equilibrium.

By changing the beam-waist ratio σ of the coupling laser to the probe laser, the transition from symmetry to broken phase is observed in partial PT-symmetric systems. By measuring the asymmetry of the detection-beam intensity distribution D_{asym} , we can accurately determine the partial PT symmetry breaking point, and the breaking point is located at $\sigma = \sigma_{\text{cr}} \approx 3.8$. The theoretical calculations are in good agreement with the experimental measurements. The results of partial PT symmetry and its phase transition, reported in this study, open up a way to actively manipulate multidimensional laser beams in non-Hermitian systems and have potential applications in the design of optical devices for laser amplification and attenuation in different parts of the laser.

Keywords: partial PT symmetry, gain and loss, PT symmetry broken

PACS: 11.30.Er, 42.50.-p, 42.50.Gy, 42.50.Nn

DOI: 10.7498/aps.73.20241200

CSTR: 32037.14.aps.73.20241200

* Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant Nos. 12120101004, 12241408, 62175136, 12104337), the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202303021212271), and the Scientific and Technological Innovation Program of Higher Education Institutions in Shanxi Province, China (Grant No. 2022L513).

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



铯原子系统中部分PT对称的研究

薛咏梅 何云辉 韩小萱 白景旭 焦月春 赵建明

Investigation of partial parity–time symmetry in cesium atomic system

Xue Yong-Mei He Yun-Hui Han Xiao-Xuan Bai Jing-Xu Jiao Yue-Chun Zhao Jian-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 221101 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20241200

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20241200>

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

宇称–时间对称与反对称研究进展

Research progress of parity–time symmetry and anti–symmetry

物理学报. 2022, 71(17): 171101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221323>

哈密顿量宇称–时间对称性的刻画

Depiction of Hamiltonian PT–symmetry

物理学报. 2024, 73(4): 040302 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20230458>

Parity–time对称性对电注入半导体激光器的模式控制

Mode control of electrically injected semiconductor laser with parity–time symmetry

物理学报. 2020, 69(2): 024202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191351>

周期调制四通道光学波导的宇称–时间对称特性调控和动力学研究

Parity–time symmetry characterization and dynamics of periodically modulated four–channel optical waveguides

物理学报. 2024, 73(16): 164201 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240690>

对称极化子凝聚体系统中的稳定孤子及其调控

Stable solitons and their controllability in symmetrical polariton condensates

物理学报. 2022, 71(18): 181101 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220475>

双组分玻色–爱因斯坦凝聚体中PT对称势下的异步量子Kármán涡街

Asynchronous quantum Kármán vortex street in two–component Bose–Einstein condensate with PT symmetric potential

物理学报. 2024, 73(11): 110501 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232003>