室温下极化激元凝聚体的单次空间不稳定性与电控

Ying Gao,[1,2] *Xuekai Ma,*[3,4] *Xiaokun Zhai,*[1,2] *Chunzi Xing,*[5] *Meini Gao,*[5] *Haitao Dai,*[5] *Hao Wu,*[6] *Tong Liu,*[6] *Yuan Ren,*[6] *Xiao Wang,*[7] *Anlian Pan,*[7] *Wei Hu,*[4] *Stefan Schumacher,*[3,8] *and Tingge Gao*[1,2]*[1] Department of Physics, School of Science, Tianjin University, Tianjin 300072, China[2] Institute of Molecular Plus, Tianjin University, Tianjin 300072, China[3] Department of Physics and Center for Optoelectronics and Photonics Paderborn (CeOPP),Universität Paderborn, Warburger Strasse 100, 33098 Paderborn, Germany[4] Guangdong Provincial Key Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices,South China Normal University, Guangzhou 510631, China[5] Tianjin Key Laboratory of Low Dimensional Materials Physics and Preparing Technology, School of Science, Tianjin University, Tianjin 300072, China[6] Lab of quantum detection and awareness, Space Engineering University Beijing 101416, China[7] College of Materials Science and Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China[8] Wyant College of Optical Sciences, University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA

arXiv:2305.01368v1 [physics.optics] 2 May 2023

在平面微腔中，腔光子的横电（TE）与横磁（TM）模式劈裂源于它们在布拉格反射镜中的穿透深度不同，并可产生光学自旋-轨道耦合（SOC）。本研究发现，在填充钙钛矿微片的液晶（LC）微腔中，显著的 TE-TM 劈裂会产生强 SOC，导致微腔极化激元凝聚体在单次激发下发生空间不稳定。偏振分量之间会出现空间变化的烧孔和模式竞争，使凝聚体的空间分布每次激发都不相同。当 TE 和 TM 模式在光谱上充分分离、SOC 消失时，单次激发产生的极化激元凝聚体便趋于稳定；通过对具有各向异性电调谐能力的液晶微腔施加电场，即可实现这一点。详细的数值模拟充分再现了我们的发现，并揭示了其物理起源。通过电操控，本研究阐明了如何在室温下调控各向异性微腔中极化激元空间分布逐次激发产生的不稳定性，这将有助于开发稳定的极化激元光电子器件和发光器件。

不同系统中均有关于模式不稳定性的报道，其成因涉及各种物理性质，例如激光物理中的横模不稳定性 [1, 2], 、非线性光学中的调制不稳定性 [3]、原子凝聚体中的不稳定性 [4], ，以及混合激子-极化激元凝聚体中的动力学不稳定性 [5]。微腔中的激子与腔光子模发生强耦合时，会形成激子-极化激元。作为一种复合玻色子，在莫特密度以下，激子-极化激元可以像冷原子一样发生玻色凝聚 [6, 7], ；即使在高得多的温度下，乃至室温下，也能观察到极化激元凝聚 [8–10]。极化激元的寿命极短，仅为皮秒量级，因此激子-极化激元属于非平衡系统。在非共振泵浦下，激子储库会被激发，并作为极化激元凝聚体的来源；激子储库与凝聚体之间的相互作用在凝聚过程中起着关键作用[11–13]。非平衡特性以及极化激元与激子储库之间的非线性相互作用，可能导致极化激元凝聚体发生不稳定性，形成相位缺陷 [14, 15] 或丝状化图样 [5, 16]。例如，在有机微腔中，当泵浦光斑较大时，极化激元凝聚体会呈现逐次拍摄间的涨落；而当激发光斑尺寸减小了 [5]。在基于 GaAs 的微腔中，单次激发下的极化激元凝聚体表明，其对丝状化的稳定性对能量弛豫速率和失谐非常敏感，而这两者与极化激元和激子储库之间的相互作用密切相关 [16]。

众所周知，由于用于限制不同腔光子模的布拉格反射镜对 TE 模和 TM 模的穿透程度不同，微腔中会出现 TE-TM劈裂 [17, 18]。在旋量形式中，TE-TM劈裂相当于一个有效磁场，会影响不同自旋极化极化激元的分布，并导致光学自旋霍尔效应 [19, 20] 以及极化激元的定向流动或赝自旋的周期性振荡 [21–23]。在大功率均匀泵浦下，TE-TM劈裂诱导的自旋-轨道耦合（SOC）会使不同自旋分量与激子储库之间的相互作用失衡，从而显著改变近场中的极化激元凝聚体分布。以往关于极化激元凝聚体不稳定性的研究仅关注极化激元在单一分支中凝聚的情况，也就是说，并未明确考虑内禀 TE-TM劈裂及其偏振特性。TE-TM劈裂诱导的 SOC 如何影响极化激元的稳定性，仍有待探索。通

常，给定样品中的 TE-TM劈裂是一种内禀属性，在测量过程中不易调控。

基于液晶（LC）分子的微腔为电控线偏振腔光子模 [24] 以及极化激元模式 [25]提供了一个平台。施加于微腔的电压会旋转液晶分子指向矢的取向，因此可以调谐水平线偏振极化激元模式，而垂直线偏振极化激元模式不受影响。以电学方式调谐线偏振能够操控这两个模式及由此产生的自旋-轨道耦合（SOC）。换言之，当 TE 模式和 TM 模式接近共振时，它们的能量劈裂会产生一个有效磁场，从而形成自旋-轨道耦合。当通过对微腔施加电压使两个线性模式彼此远离时，有效磁场便会消失。在基于液晶的光学微腔中，已有关于可调谐光学自旋霍尔效应的报道 [26]。

在这里，我们通过电控 TE-TM 劈裂，系统地分析 TE-TM 劈裂如何影响极化激元凝聚体的稳定性。在 0 V 时观察到稳定的极化激元凝聚体，此时两种线偏振完全分离，不存在自旋-轨道耦合，且凝聚体仅占据其中一种偏振。在 2.8 V 时，在强飞秒激光激发下，由自旋-轨道耦合引起的极化激元凝聚体转变为具有显著单次激发间变化的结构，此时两种线偏振模式达到共振，且两个分量几乎被等量占据。在更高电压 4.1 V 下，两种线偏振模式再次分离，因此极化激元仅在垂直线偏振分支上凝聚。 მედეგად，每次单次激发产生的极化激元凝聚体在空间上再次变得稳定。实验观测结果与我们的数值模拟高度吻合。我们的工作为研究室温下极化激元凝聚体抗丝状化稳定性的可调谐性，以及探究从不稳定态到稳定态的非平衡态转变背后的物理机制铺平了道路。

实验中，采用 CVD 方法在云母衬底上生长 $CsPbBr_3$ 微片。随后，将钙钛矿微片转移至底部 DBR（SiO_2/Ta_2O_5）上，其禁带中心波长为 530 nm。将厚度约为 200 nm 的取向层（PMMA）沉积在钙钛矿微片和顶部 DBR 上。将两个 DBR 粘合在一起形成微腔，最后将液晶分子填入微腔中（图 1(a)）。

采用自制的角分辨光谱仪测量微腔色散，并以飞秒激光作为泵浦光源（LightConversion 系统，5700 Hz，400 nm，光斑尺寸为 $40\ \mu$m，水平线偏振）。图 1(b) 展示了

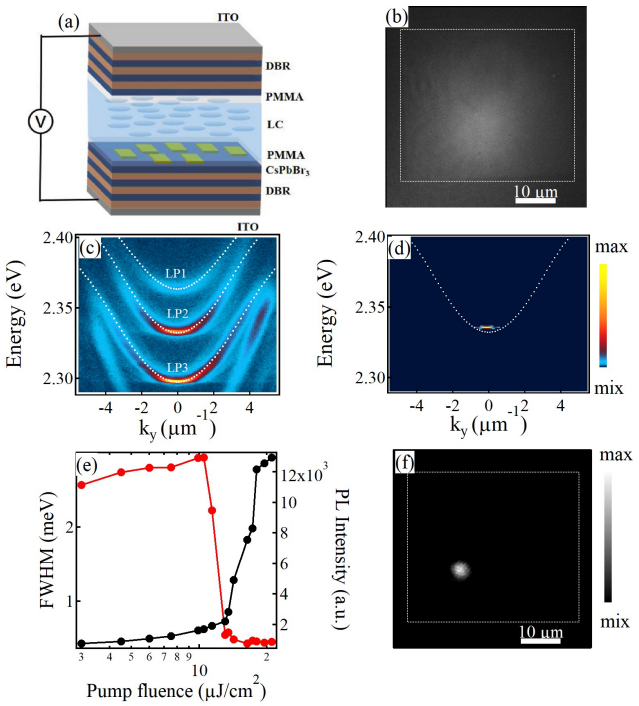

图 1：**液晶（LC）微腔中的激子极化激元凝聚**。(a) 填充液晶作为腔间隔层、并插入 $CsPbBr_3$ 微片作为增益材料的微腔。(b) 钙钛矿微片的光学成像。(c) 飞秒激光在阈值以下泵浦时微腔的光致发光色散。LP1、LP2 和 LP3 的失谐分别为 -28 meV、-70 meV 和 -100 meV。(d) 飞秒激光在阈值以上泵浦时微腔的光致发光色散。(c) 和 (d) 中的虚线为拟合得到的极化激元色散。(e) 极化激元的积分强度和线宽随泵浦密度的变化。(f) 电压为 0 V 时极化激元凝聚体的近场成像。

本工作中选用的微板。如图 1(c) 所示，由于腔长较大、支持多个腔模，因此观察到了多个极化激元模式。$CsPbBr_3$ 微板中的激子与多个腔模之间的强耦合形成了多个下极化激元分支 LP1-LP3（未显示其他分支，因为它们对本工作的结果没有贡献）。采用耦合振子模型拟合得到的极化激元模式 LP1-LP3 及相应激子和光子成分的详细参数见补充材料。在 0 V 电压下，通过标准摩擦工艺使液晶分子沿x 方向排列。施加的电场会使液晶分子的指向矢旋转，因此，随着施加到微腔上的电压升高，水平线偏振的模式 LP1 和 LP3 可以调谐；而垂直线偏振的模式 LP2 不受电场影响。在约 $14\ \mu\text{J/cm}^2$, 的泵浦密度下

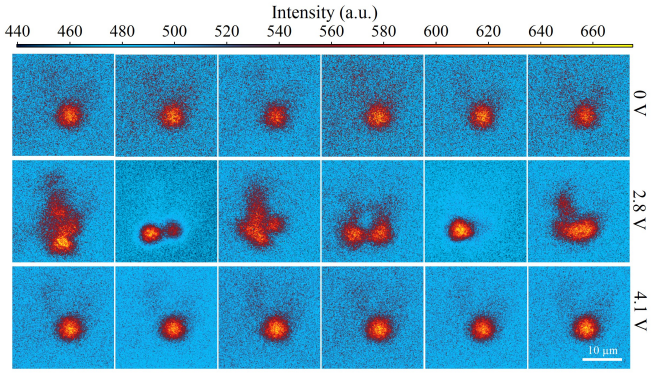

图2：**不同电压下极化激元凝聚体的单次近场分布**。上图、中图和下图分别对应在 0 V、2.8 V 和 4.1 V 电压下逐次拍摄的极化激元凝聚体空间分布。每幅图中展示了相机在 6 次激光激发下拍摄的 6 张连续近场成像。在上图和下图中可以看到稳定的极化激元凝聚体近场成像，而中图则呈现出强烈波动的极化激元分布。泵浦密度固定为 1.5 P_{th}。

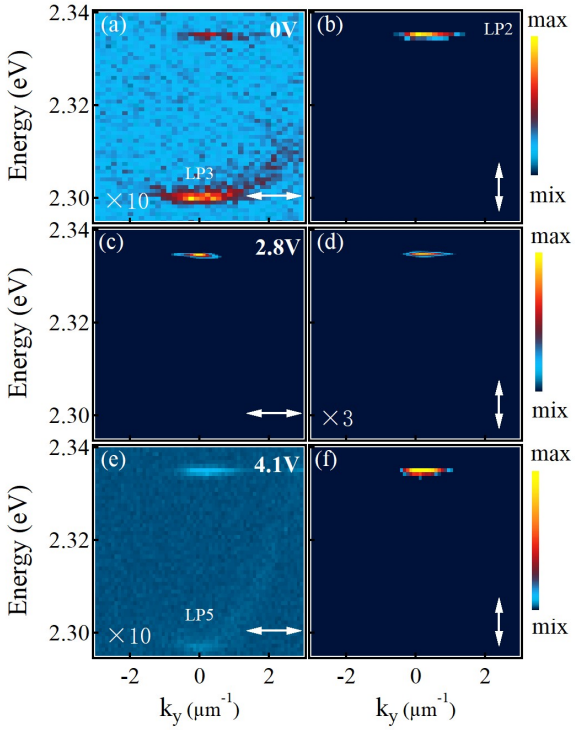

图 3：**极化激元凝聚体的线偏振色散**。分别在 0 V（a、b）、2.8 V（c、d）和 4.1 V（c、d）下测得的水平和垂直线偏振色散。箭头表示偏振方向。(a) 和 (e) 的数值乘以 10，(d) 的数值乘以 3，以便观察。在 0 V 和 4.1 V 电压下，水平线偏振模式占主导。

在 0 V 电压下，微腔发射光子的积分强度随泵浦密度呈现明显的超线性增长，且极化激元模式的线宽大幅减小，表明 LP2 [的基态发生了极化激元凝聚]（见图 1(d,e)）。在近场中，我们观察到凝聚体呈高斯形分布 [（图 1(f)）]，并因样品的不均匀性（即无序）而局域在微板的一个区域内。

单次实验能够揭示近场中的极化激元凝聚体涨落以及凝聚过程 [27]。接下来，我们使用延迟发生器同步探测相机和泵浦激光器，进行单次实验[16]。电压从 0 V 增至 4.1 V 时的实验结果如图2所示。在 0 V 下，每次单独的激光脉冲激发都能观察到稳定的极化激元凝聚体图样（图2上图绘出了 6 次连续拍摄得到的极化激元凝聚体）。不同激发实验中的极化激元强度变化可以忽略。在 0 V 下，极化激元主要以垂直线偏振态凝聚于 LP2，而水平线偏振分量 LP3 的占据数可以忽略（见图3(a, b)）。

将电压升至 2.8 V 后，如图2中间的图所示，极化激元凝聚体的近场成像呈现出明显的逐次波动。当电场保持不变时，在泵浦密度为 1.5P_{th} 至 2 P_{th} 的范围内，可以观察到极化激元凝聚体的逐次波动。

在[5, 16]中也观察到了类似的凝聚体丝化现象。特别是在基于GaAs的微腔中 [16], ，极化激元凝聚体的丝化由激子与腔光子模之间的失谐决定。当失谐为负且高能激子的弛豫效率较低时，极化激元凝聚体会表现出随机的逐次波动；而在正失谐条件下，极化激元-储库相互作用增强了凝聚过程，这种波动随之消失。在我们的实验中，从图3(c、d)可以看到，LP3被调谐至与LP2共振，以产生显著的TE-TM劈裂（在 2 μm^{-1}处为2.1 meV，远大于砷化镓微腔，见补充材料），这是通过电场调制XY劈裂实现的。在2.8 V电压下产生的大TE-TM劈裂通过SOC影响具有不同自旋的极化激元的分布，进而影响其与激子储库的相互作用。在凝聚过程开始时，两个自旋分量与激子储库之间由此产生的不平衡相互作用会以不同方式重塑每次单脉冲激发中的凝聚体，并导致图2中间各图所示近场成像的随机波动。

不同于砷化镓微腔只能通过将样品移动到失谐更为正的区域来调节逐次波动，我们的工作提供了一种调节极化激元凝聚体近场分布的简单方法。在我们的实验中，当电压大于2.8 V时，LP3模被调谐至更高能量，因此极化激元主要凝聚到LP2，并在泵浦密度为1.5 P_{th}时表现出垂直线偏振 [图3(e、f)] 。在这种情况下，极化激元凝聚体的TE-TM劈裂可以忽略。从近场测量中可以看到，极化激元凝聚体在更高的4.1 V电压下仍保持稳定（见图2底部各图）。总体而言，随着施加电压从0 V增加到4.1 V，极化激元凝聚体经历了稳定-不稳定-稳定的渐变过程。在2.5 V和3.4 V下的过渡态见补充材料。实验中极化激元不稳定性对电压的敏感性清楚地表明了微腔内TE-TM劈裂所起的作用。

为了探究我们在实验中观察到的不稳定性的原理，我们使用二元 Gross-Pitaevskii 模型来模拟极化激元凝聚体的动力学，即在圆偏振基中 [22],

$$
\begin{aligned}
i\hbar\frac{\partial\Psi_{\pm}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = \Bigg[&-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_{\perp}^2 - i\hbar\frac{\gamma_{\mathrm{c}}}{2} + g_{\mathrm{c}}|\Psi_{\pm}(\mathbf{r},t)|^2 \\
&+ \left(g_{\mathrm{r}} + i\hbar\frac{R}{2}\right) n_{\pm}(\mathbf{r},t) + V(\mathbf{r})\Bigg]\Psi_{\pm}(\mathbf{r},t) \\
&+ \frac{\Delta_{\mathrm{LT}}}{k_{\mathrm{LT}}^2}\left(i\frac{\partial}{\partial x} \pm \frac{\partial}{\partial y}\right)^2 \Psi_{\mp}(\mathbf{r},t).
\end{aligned}
\tag{1}
$$

这里， $\Psi_{\pm}(\mathbf{r}\ t)$ 是极化激元凝聚体的波函数，下标 $\pm$ 表示自旋分量。 m 是极化激元凝聚体的有效质量。 γ_c 是在准模近似下的损耗率 [28]，可由激子储库 $n_{\pm}(\mathbf{r}\ t)$ 提供的增益予以补偿，其凝聚速率为 R。 g_{c} 和g_{r} 分别表示极化激元-极化激元相互作用和极化激元-储库相互作用。 $V(\mathbf{r})$ 是无序势，其相关长度为 $\sim 5\ \mu$m，深度为 ~ 0.5 meV，用以模拟粗糙的样品表面，从而近似实验条件。 Δ_{LT}是有限动量 k_{LT}处的 TE-TM劈裂。值得指出的是，在我们的研究中，我们假设非相干激子储库 $n_{\pm}(\mathbf{r}\ t)$ 受两个自旋分量共同重塑，因为在凝聚过程中，“热”激发的相位和偏振信息不会得到保留。因此，激子储库的运动方程满足

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial n_{\pm}(\mathbf{r},t)}{\partial t} = &\left[-\gamma_{\mathrm{r}} - R\left(|\Psi_{\pm}(\mathbf{r},t)|^2 + |\Psi_{\mp}(\mathbf{r},t)|^2\right)\right] n_{\pm}(\mathbf{r},t) \\
&+ P_{\pm}(\mathbf{r},t)\,.
\end{aligned}
\tag{2}
$$

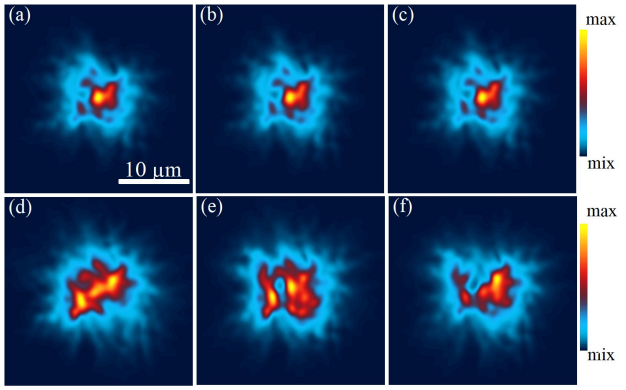

图 4：**单次激发的数值结果**。三次单次激发的时间积分极化激元密度（线偏振 x 分量，即 $|\Psi_+ + \Psi_-|^2$）：(a-c) $\Delta_{\mathrm{LT}} = 0$，此时解几乎相同；(d-f) $\Delta_{\mathrm{LT}} = 1$ meV，此时解彼此不同。数值模拟的其他参数为： $m = 0.2\ m_{\mathrm{e}}$（m_{e} 为自由电子质量）、$\gamma_{\mathrm{c}} = 0.2\ \mathrm{ps}^{-1}$、 $\gamma_{\mathrm{r}} = 1.5\gamma_{\mathrm{c}}$、 $R = 0.01\ \mathrm{ps}^{-1}\ \mu\mathrm{m}^2$、$g_{\mathrm{c}} = 0.6\ \mu\mathrm{eV}\ \mu\mathrm{m}^2$、 $g_{\mathrm{r}} = 2g_{\mathrm{c}}$ 和 $k_{\mathrm{LT}} = 2\ \mu\mathrm{m}^{-1}$。

这里， $n_{\pm}(\mathbf{r}\ t)$ 是储库的密度。 γ_{r} 是储库的损耗率。 $P_{\pm}(\mathbf{r}\ t)$ 是非相干脉冲泵浦，在实空间（直径 $\sim 20\ \mu$m）和时间（持续时间 ~ 50 ps）上均具有标准高斯分布（详细定义见补充材料），以非共振方式驱动系统，从而产生极化激元凝聚体。这里我们考虑线偏振泵浦，其偏振为 $P_+ = P_-$。

在上述模型中，并未考虑静态电场或其对极化激元凝聚体动力学的直接影响。然而，从实验结果可以看出，在约2.8 V时，两个线偏振腔模可以达到共振，此时测得明显的TE-TM劈裂， $\sim$21 meV，位于 $k = 2\ \mu\mathrm{m}^{-1}$（见补充材料）。当两个模式在其他电压下完全分离时，这种能量劈裂会消失；它会产生强烈的自旋-轨道耦合，对应于方程（1）右侧的最后一项。数值结果显示，在没有自旋-轨道耦合的情况下，即$\Delta_{\mathrm{LT}} = 0$，每次独立激发所形成的凝聚体分布几乎完全相同，见 [图4(a)-4(c)]。而当自旋-轨道耦合变得显著时，情况便有所不同，如图4(d)-4(f)所示：相同的泵浦脉冲每次都会产生不同的密度图样（源于初始噪声）。这是因为自旋-轨道耦合会导致两个自旋分量具有不同的密度分布，因此它们对储备库重塑的贡献也各不相同。重塑后的储备库使极化激元能够在无序势中的相邻局部能量极小值处凝聚。数值结果与图2所示的实验观察非常吻合，表明这种不稳定性源于强烈的TE-TM劈裂。图4中的密度分布为线偏振x态，即 $|\Psi_+ + \Psi_-|^2$。每个密度

在数值模拟中得到的分布均在整个模拟周期（~ 100ps）内积分，并且每次单次激发都采用不同的初始噪声条件。请注意，数值模拟中使用的TE-TM劈裂在 $k_{\mathrm{LT}} = 2\ \mu$ m^{-1} 处为1 meV，小于实验中测得的数值。实验与理论结果不一致的原因在于，实验测得的阈值以下极化激元模式线宽较宽（见补充材料），因此这一数值可能被高估。

在我们的工作中可以看到，在 2.8 V 电压下，极化激元凝聚于 LP2 和 LP3 的基态（图 3(c, d)），因此，逐次测量间的波动并非源自离散能级之间的随机跃迁。这排除了横模不稳定性所引起的长时间随机波动是由热效应或折射率准周期调制导致的可能性；文献在光纤激光系统中对此有所讨论 [1]（请注意，我们实验中使用的泵浦功率仅为 1.5 P_{th}）。此外，无需改变激子/光子成分，就能将极化激元凝聚体分布从不稳定状态调节为稳定状态；而在砷化镓微腔中，这种调节则需要改变激子/光子成分 [16]。此外，与输入功率改变后可能变得稳定的非线性系统中的调制不稳定性相比，我们观测到的不稳定性可通过简单调节微腔上的电压来实现稳定，而电场不会直接影响电中性极化激元凝聚体。

总之，我们通过实验和理论研究了如何利用电场调控 LC 微腔中极化激元凝聚体空间分布的稳定性。在此类系统中，极化激元凝聚体的不稳定性源于强自旋-轨道耦合（SOC）；当电场使两个线偏振极化激元模式达到共振时，就会产生这种耦合。两个线性模式在光谱上彼此分离后，自旋-轨道耦合便消失，从而实现稳定的极化激元凝聚。我们对极化激元凝聚体进行的电操控，有望推动基于极化激元的光电子器件和电路的发展，并助力探索具有稳定横模轮廓的激光器。

T.G. 感谢国家自然科学基金委员会（NSFC）（项目编号：12174285）的支持；H.D. 感谢国家自然科学基金委员会（NSFC）（项目编号：61975748）的支持；Y.R. 感谢国家自然科学基金委员会（NSFC）（项目编号：62173342）的支持；帕德博恩团队感谢德国科学基金会（DFG）（资助编号：467358803 和 519608013）的支持。

[1] Jauregui、C.、Stihler、C. 和 Limpert、J.，横模不稳定性。*Adv. Opt. Photonics* **12**，429（2020）。

[2] Jauregui, C., Limpert, J. & T¨unnermann, A. 高功率光纤激光器，*Nat. Photonics* **273**，1（2013）。[3] Christiansen, P.L., Sørensen, M.P., & Scott, A.C. *Non-linear Science at the Dawn of the 21st Century. Lecture Notes in Physics* **542** 2000 ，施普林格，柏林，（）。[4] Strecker. K, Partridge. G, Truscott. A & Hulet. R, 物质波孤子列的形成与传播，*Nature* **417**，150–153（2002）[5] Bobrovska, N., Matuszewski, M., Daskalakis, K. S., Maier, S. A., & K´ena-Cohen, S. 非平衡激子-极化激元凝聚体的动力学不稳定性。*ACS Photonics* **5** 111 118 2018 ，–（）。

[6] Kasprzak, J., Richard, M., Kundermann, S., Baas, A., Jeambrun, P., Keeling, J. M. J., Marchetti, F. M., Szyma´nska, M. H., Andr´e, R., Staehli, J. L., Savona, V., Littlewood, P. B., Deveaud, B. & Dang, L. S. 激子极化激元的玻色–爱因斯坦凝聚。*Nature* **443** 409 414 2006 ，-（）。

[7] Balili, R., Hartwell, V., Snoke, D., Pfeiffer, L. & West, K. 势阱中的微腔极化激元玻色–爱因斯坦凝聚。*Science* **316**，1007-1010（2007）。[8] Christopoulos, S. , von H¨ogersthal, G. Baldassarri H¨oger , Grundy, A. J. D. , Lagoudakis, P. G. , Kavokin, A. V. , Baumberg, J. J. , Christmann, G. , Butt´e,R., Feltin, E., Carlin, J.-F.& Grandjean, N. 半导体微腔中的室温极化激元激射。*Phys. Rev. Lett.* **98** 126405 2007 ，（）。

[9] Daskalakis, K. S., Maier, S. A., Murray, R.,& K´ena- Cohen, S. 有机极化激元凝聚体中的非线性相互作用。*Nat. Mater.* **13**，271-278（2014）。[10] Plumhof, J. D., St¨oferle, T., Mai, L. J., Scherf, U., & Mahrt, R. F. 聚合物中腔激子–极化激元的室温玻色–爱因斯坦凝聚。*Nat. Mater.* **13** 247 252 2014 ，-（）。

[11] Wouters, M., & Savona, V. 极化激元凝聚体的随机经典场模型。*Phys. Rev. B* **79**，165302 2009（）。[12] Tassone, F., Piermarocchi, C., Savona, V., Quattropani, A., & Schwendimann, P. 微腔极化激元弛豫和光致发光中的瓶颈效应。*Phys. Rev. B* **56**，7554-7563（1997）。[13] Solnyshkov, D. D., Ter˛cas, H., Dini, K., & Malpuech, G. 开放驱动耗散系统中玻色–爱因斯坦凝聚和超流性的混合玻尔兹曼-格罗斯-皮塔耶夫斯基理论。*Phys. Rev. A* **89**，033626（2014）。[14] Keeling, J. & Berloff, N. G. 泵浦衰减凝聚体中的自发旋转涡旋晶格。*Phys. Rev. Lett.* **100** 250401 2008 ，（）。

[15] Liew, T. C. H., Egorov, O. A., Matuszewski, M., Kyri- ienko, O., Ma, X., & Ostrovskaya, E. A. 不稳定性诱导的极化激元凝聚体中相位缺陷的形成与非平衡动力学。*Phys. Rev. B* **91**，085413 2015（）。[16] Estrecho, E., Gao, T., Bobrovska, N., Fraser, M.D., Steger, M., Pfeiffer, L., West, K., Liew, T.C.H., Matuszewski, M., Snoke, D.W., Truscott A.G., & Ostro- vskaya, E.A. 激子极化激元的单次测量凝聚与空穴烧蚀效应，*Nat. Commun.* **9**，2944（2018）。[17] Gao, Y; Li, Y; Ma, XK; Gao, MN ; Dai, HT; Schumacher, S ; Gao, TG, 空微腔中的倾斜无色散能带，*Appl. Phys. Lett* **121**，201103（2022）[18] Shelykh.I A, Kavokin.A.V, Rubo. Y, Liew.T.C and Malpuech.G，平面半导体微腔中的极化激元偏振敏感现象

平面半导体微腔中,

Semicond. Sci., （）。 *Technol* **25** 013001 2010

[19] Alexey K., Guillaume M., &Mikhail G. 光学自旋霍尔效应, *Phys. Rev. Lett.* **95,** 136601（2005）。[20] Ter˛cas, H., Flayac, H., Solnyshkov, D.D., & Malpuech, G. 光子腔和光子超流体中的非阿贝尔规范场。 *Phys. Rev. Lett.* **112,** 066402（2014）。[21] Leyder, C., Romanelli, M., Karr, J. Ph., Giacobino, E., Liew, T.C.H., Glazov, M. M., Kavokin, A. V., Malpuech, G., & Bramati, A. 光学自旋霍尔效应的观测。 *Nat. Phys.* **3,** 628–631（2007）。[22] Kammann, E., Liew, T. C. H. , Ohadi, H. , Cilibrizzi, P. , Tsotsis, P. , Hatzopoulos, Z. , Savvidis, P. G. , Ka- vokin, A. V. & Lagoudakis, P. G. 极化激元激光器中的非线性光学自旋霍尔效应和长程自旋输运。 *Phys. Rev. Lett.* **109,** 036404（2012）。[23] Ma, X., Kartashov, Y. V., Kavokin, A., & Schumacher, S., 极化激元六边形环中的手性凝聚体。

Opt., - （）。 *Lett.* **45** 5700 5703 2020

[24] Rechci´nska, K., Kr´ol, M., Mazur, R., Morawiak, P., Mirek, R., ˛Lempicka, K., Bardyszewski, W., Ma- tuszewski, M., Kula, P., Piecek, W., Lagoudakis, P. G., Pi˛etka, B. Szczytko, J. 液晶光学腔中自旋轨道合成哈密顿量的设计。 *Science* **366,** 727-730（2019）。[25] Li, Y.、Ma, X.、Zhai, X.K.、Gao, M.N.、Dai, H.T.、Schu- macher。S., & Gao.T.G. 通过 Rashba-Dresselhaus 耦合操控室温下的极化激元凝聚态, *Nat. Commun.* **13,** 3785（2022）。[26] Lekenta, K.、Kr´ol, M.、Mirek, R.、˛Lempicka, K.、Stephan, D.、Mazur, R.、Morawiak, P.、Kula, P.、Piecek, W.、Lagoudakis, P. G.、Pi˛etka, B. & Szczytko, J. 液晶微腔中的可调谐光学自旋霍尔效应。 *Light Sci. Appl.* **7,** 74（2018）。[27] Estrecho, E.、Gao, T.、Bobrovska, N.、Comber-Todd, D.、Fraser, M. D.、Steger, M.、West, K.、Pfeiffer, L. N.、Levin- sen, J.、Parish, M. M.、Liew, T. C. H.、Matuszewski, M.、Snoke, D. W.、Truscott, A. G., & Ostrovskaya, E. A., 直接测量托马斯-费米区间激子-极化激元凝聚中的极化激元-极化激元相互作用强度。 *Phys. Rev. B* **100,** 035306（2019）。[28] Carcamo, M.、Schumacher, S., & Binder, R. 半导体微腔建模中现象学单模方程的传递函数替代, *Ap- plied Optics* **59** 112 119 2020 **,** G –G （）。