激子极化激元光子学研究进展

张龙, 陈张海*

厦门大学物理科学与技术学院物理学系, 厦门 361005

*联系人, E-mail: zhanghai@xmu.edu.cn

收稿日期: 2020-12-07; 接受日期: 2021-01-21; 网络出版日期: 2021-02-01

国家自然科学基金(编号: 91950201, 11674069)和国家重点研发计划(编号: 2018YFA0306300)资助项目

摘要 研究光与物质相互作用是腔量子电动力学的一个重要方向. 早在20世纪50年代, 黄昆先生就提出了固体环境中的光子与晶格连续作用的时间演化图像, 并指出光子-声子时间上连续不断的相互转化会在物质中形成声子极化激元波, 从理论上计算了声子极化激元波的色散关系. Hopfield把这种图像推广到半导体环境中的光子-激子作用上. 随后人们在微腔中实现了单原子、单量子点激子的真空拉比振荡. 随着半导体微腔生长和微纳加工工艺的提高, 激子极化激元的凝聚、超流、涡旋等宏观量子态被实验证明. 通过控制微腔结构和光场调控的手段, 人们进一步实现了对宏观量子态的相干调控. 有机半导体、钙钛矿、二维半导体等新材料体系展现了极大的激子束缚能, 有望实现室温量子器件的制备. 微腔激子极化激元的研究进入了黄金时代. 本文首先从激子极化激元的基本图像入手, 详细介绍激子极化激元的概念、色散关系以及常见的激子极化激元体系. 其次, 总结了研究微腔激子极化激元的材料体系和实验方法, 详细介绍了平板微腔和微纳材料自构型微腔的工作原理和具体实例, 以及共焦显微荧光光谱和角分辨荧光光谱. 第三, 对激子极化激元的量子调控进行了总结. 详细介绍了激子极化激元的重要宏观量子态以及通过微纳加工和光场调控的方式对宏观量子态的操控. 具体分析了两个量子态操控的实例, 包括氧化锌超晶格中多重量子态的制备以及凝聚体的参量散射过程. 第四, 对新型材料中激子极化激元的研究进行了总结, 包括二维半导体、有机半导体和钙钛矿. 最后, 对本文进行总结, 并且从理论、实验的角度分别预测了该领域的发展趋势.

关键词 激子极化激元, 光学微腔, 玻色-爱因斯坦凝聚

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Nt, 42.55.Sa, 71.35.-y, 42.55.Px

1 引言

从人类文明开始, 人们就一直沉迷于各种奇妙的光与物质相互作用. 近代以来, 特别是1917年爱因斯坦提出了一套全新的技术理论“光与物质相互作用”,

即受激辐射的概念, 使得光放大成为可能. 1960年, 美国加利福尼亚州休斯实验室的科学家梅曼宣布获得了波长为 $0.6943\ \mu\text{m}$ 的激光, 这是人类有史以来获得的第一束激光. 正是激光的出现, 人们研究光与物质相互作用获得了极大的进步, 为人们解开光和物质相互作用

引用格式: 张龙, 陈张海. 激子极化激元光子学研究进展. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2021, 51: 030003

Zhang L, Chen Z H. Progress on exciton polariton photonics (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 030003, doi: 10.1360/SSPMA-2020-0465

的奇妙世界提供了很好的方法. 事实上, 早在20世纪50年代, 中国著名的科学家黄昆先生^[1]就提出了固体环境中光子与晶格连续相互作用的时间演化图像, 并且指出了光子与声子在时间上连续不断的相互转化会在物质中形成声子极化激元波, 而且还从理论上给出了声子极化激元波的色散关系. 1958年, Hopfield^[2]在理论上把光子和声子相互作用的物理图像推广到了半导体的环境中, 并且预测了光子和半导体材料中的激子强相互作用后的激子极化激元的存在. 但是由于固体材料中激子极化激元波的特征问题, 这方面的研究没有受到广泛的关注. 随着光学微腔制备技术的进步, 人们对激子极化激元的研究热情也得到了极大的提高. 半导体光学微腔是研究光物质相互作用的良好载体. 光学微腔中, 光场与电子体系弱耦合时, 发生Purcell效应, 能够增强半导体激子辐射复合的自发辐射率, 提高材料发光的荧光强度, 可以用于制造垂直腔表面激光器; 光与发光物质发生强耦合时, 发生能级劈裂, 形成一种新的具有玻色子特性的准粒子——极化激元. 在1992年, Weisbuch等人^[3]通过用金属氧化物气相沉积(MOCVD)的方法生长了GaAlAs/GaAs的量子阱微腔, 在实验上观测到了微腔内光子和激子的能量劈裂, 实验上验证了激子极化激元的存在.

近年来, 半导体激子与微腔光子强耦合相互作用形成的激子极化激元得到了广泛深入的研究, 人们在实验上不仅观测到了能级劈裂和粒子的凝聚行为, 而且通过更为精细的样品结构和实验手段, 实现了激子极化激元体系的参量散射、超流、孤子传播等非线性过程. 这些都为半导体激子极化激元在光电子器件中的可能应用有所铺垫. 而腔激子极化激元的研究发展到现阶段, 人们不再局限于原来的物理概念、材料和体系框架, 而是用更为开阔的思维和眼界去拓展这一研究领域. 随着微纳加工工艺的成熟发展, 人们可以对纳米光学微腔进一步加工处理, 在保证微腔品质因子的情况下, 对微腔进行刻蚀和微结构镀膜, 物理上实现对准粒子更多维度上的调控, 改变其能带结构, 更多新奇的物理模型能够在人工调控的方式下得到实现. 比如, 2010年法国Bloch科研团队^[4]利用光学定点激发引入的光斑等效势场, 实现了激子极化激元的三维受限和对凝聚体的相干调控. 2013年Amo团队^[5]结合微纳结构裁剪和光学调控手段, 在双圆柱微腔体系中观测到激子极化激元凝聚体的Josephson oscillation.

2015年, 陈张海课题组^[6]在一维ZnO微腔体系中利用缺陷势阱实现了激子极化激元的蒸发冷却和室温凝聚. 同年, 该课题组^[7]还利用微区自组装技术制造出激子极化激元超晶格, 并在此体系中观测到激子极化激元凝聚体的多重相变. 在光与物质强耦合的实现方式上, 近年来也有所创新, 人们不仅仅局限于光子晶体和微腔结构, 2005年, Kavokin等人^[8]将电子体系的Tamm局域态应用到光学领域, 提出了optical Tamm state的概念, 这种靠界面的截断机制实现光场局域的方法与光子晶体有异曲同工之处, 但对纳米加工工艺要求会大大降低, 理论上的局域效果足以实现强耦合; 在增益介质的选择上, 研究者们不再局限在传统的III-V族和II-VI族无机半导体微腔, 而是向有机半导体、钙钛矿体系等这些软物质材料进军. 大部分软物质材料中弗伦克尔激子较大的束缚能及其较大的振子强度使得室温下有机激子极化激元的存在成为可能, 而且成熟的电致发光工艺将会加速激子极化激元在发光器件应用方面的发展. 与此同时, 单原子层直接带隙半导体材料也逐渐受到微腔领域研究者们的青睐. 在激子极化激元的新物理机制探索方面也更加深入, 关于激子极化激元第二个阈值的物理机制理解、BEC-BCS-Lasing不同相之间的转换等基础物理特性的理论和实验研究方面也更加多元化. 人们在进一步深入研究激子极化激元凝聚体量子调控的同时, 将拓展激子-微腔体系与其他关联体系的互耦交叉, 发展如phonon-exciton-cavity, SPP表面波与界面甚至体激子极化激元耦合、光学拓扑态-激子极化激元等交叉学科, 并更加注重新性能(如关联与时间统计、自旋极化、光电传导)和新物理行为的探索和研究. 在器件应用方面, 人们将更注重光电调控手段的结合, 光电性能双向渗透发展, 基于电学成熟的制备加工工艺和完善操作平台, 融合光元素在通信传导、量子关联建立和保持方面的优势, 探索开发新型光电集成量子功能器件.

2 激子极化激元

2.1 激子极化激元的概念

激子极化激元是光与激子发生强耦合产生的新的准粒子, 是光与物质发生强耦合的一个重要实例. 要理解其本质, 我们还要从基本的光与物质的作用着手: 物质提供了能够吸收和辐射光子的能级系统, 可以是原

子,也可以是激子.这里我们将物质简化为一个二能级系统的原子.原子吸收光子跃迁到激发态,接下来在真空场的诱导下,进行自发辐射,释放光子.如果把原子置于微腔中,一方面,激发态原子释放出的光子可以经过微腔反射后,再次被原子吸收和释放,如此循环往复地有序进行,原子在基态和激发态之间以频率 Ω 振荡,光子也以这个频率周期性地被吸收和释放.在光场作用下,原子的这种振荡行为称为拉比振荡,频率 Ω 称为拉比频率.在能级上,拉比振荡体现在体系能级的解简并,称为拉比分裂.当耦合强度足够大的时候,能够产生光谱可分辨的拉比分裂^[9].

2.2 激子极化激元的色散

利用二次量子化理论可以推导出激子极化激元的色散公式,利用旋转波近似,在二次量子化表象中,系统的哈密顿量:

$$\begin{aligned}\hat{H}_{\text{pol}} &= \hat{H}_{\text{cav}} + \hat{H}_{\text{exc}} + \hat{H}_I \\ &= \sum E_{\text{cav}}(k_{//}) \hat{a}_{k_{//}}^+ \hat{a}_{k_{//}} \\ &\quad + \sum E_{\text{exc}}(k_{//}) \hat{e}_{k_{//}}^+ \hat{e}_{k_{//}} \\ &\quad + \sum \hbar\Omega (\hat{a}_{k_{//}}^+ \hat{e}_{k_{//}} + \hat{a}_{k_{//}} \hat{e}_{k_{//}}^+),\end{aligned}\quad (1)$$

其中, $\hat{H}_{\text{cav}}$, $\hat{H}_{\text{exc}}$, $\hat{H}_I$ 分别表示光子、激子和偶极相互作用能. $\hat{a}_{k_{//}}^+$ 和 $\hat{e}_{k_{//}}^+$ 分别是平面波数为 $k_{//}$ 的光子和激子产生算符. $\hbar\Omega$ 为激子电偶极矩与光子相互作用能,哈密顿量可对角化为

$$\hat{H}_{\text{pol}} = \sum E_{\text{LP}}(k_{//}) \hat{p}_{k_{//}}^+ \hat{p}_{k_{//}} + \sum E_{\text{UP}}(k_{//}) \hat{q}_{k_{//}}^+ \hat{q}_{k_{//}}. \quad (2)$$

新的算符 $\hat{p}_{k_{//}} = X_{k_{//}} \hat{e}_{k_{//}} + C_{k_{//}} \hat{a}_{k_{//}}^+$, $\hat{q}_{k_{//}} = -C_{k_{//}} \hat{e}_{k_{//}} + X_{k_{//}} \hat{a}_{k_{//}}^+$, 为光子和激子算符线性叠加,对应于两个新的本征态,称为激子极化激元的上下能支.因此,激子极化激元既具有激子成分,又具有光子成分.其比例由 $X_{k_{//}}$ 和 $C_{k_{//}}$ 的平方(Hopfield系数)决定,它们满足:

$$|C_{k_{//}}|^2 + |X_{k_{//}}|^2 = 1. \quad (3)$$

求解对角化后的哈密顿量,可以得到激子极化激元的能量本征值为

$$E_{\text{LP,UP}}(k_{//}) = \frac{1}{2} [E_{\text{exc}} + E_{\text{cav}} \pm \sqrt{4\hbar^2\Omega^2 + (E_{\text{exc}} - E_{\text{cav}})^2}]. \quad (4)$$

如图1所示,设定腔模能量在激子能量附件连续变化,从而改变激子和光子能量差,观察激子极化激元上下能支的行为.当激子能量和腔模能量相等时,上下能支能量劈裂最小,为 $2\hbar\Omega$, 这就是激子光子强耦合产生的拉比分裂.当腔模的能量接近并穿过激子能量时,上下能支表现出反交叉现象.反交叉色散是体系处于强耦合的一个直观证据.

考虑到光子和激子的耗散,能量的本征值修正为

$$E_{\text{LP,UP}}(k_{//}) = \frac{1}{2} [E_{\text{exc}} + E_{\text{cav}} + i(\gamma_{\text{cav}} + \gamma_{\text{exc}})] \pm \frac{1}{2} \sqrt{4\hbar^2\Omega^2 + [E_{\text{exc}} - E_{\text{cav}} + i(\gamma_{\text{cav}} - \gamma_{\text{exc}})]^2}, \quad (5)$$

其中, γ_{exc} 是激子展宽,通常由激子间相互作用、激子与光子间相互作用引起, γ_{cav} 反应了纯光模的展宽, $\gamma_{\text{cav}} \sim Q^{-1}$, 即与微腔的品质因子成反比.当 $2\hbar\Omega > \gamma_{\text{cav}} - \gamma_{\text{exc}}$ 时,系统能够出现上下能支,反之,系统处于弱耦合区.需要强调的是 $2\hbar\Omega > \gamma_{\text{cav}} - \gamma_{\text{exc}}$ 并不是系统处于强耦合的充分条件.考虑到展宽,只有当拉比分裂的大小大于模式线宽,系统才真正处于强耦合,也就是 $2\hbar\Omega > \gamma_{\text{cav}} + \gamma_{\text{exc}}$.

2.3 常见的激子极化激元体系

人们可以调控激子所处的固态环境,如将其置于

图 1 (网络版彩图) 激子极化激元的色散关系以及拉比分裂. 黑色虚线和紫色虚线分别代表未发生耦合的微腔光子色散和激子色散. 蓝色和红色实线分别表示激子极化激元的上下两个能支. 黑色双箭头代表拉比分裂

Figure 1 (Color online) Dispersion of exciton polaritons and Rabi splitting. Black dashed line and purple dashed line represent the dispersion of cavity photon and exciton, respectively. Blue solid line and red solid line represent the upper and lower polaritons, respectively. The black double arrow line indicates the Rabi splitting.

不同受限维度的量子材料中, 来调控其与光场的空间耦合效率. 将其置于不同的微腔体系中, 来研究光场模式对其耦合过程的影响. 量子点的电偶极矩一般较小, 因此产生的拉比分裂在1 meV以下; 在量子阱体系中, 光子经过量子阱截面时, 吸收概率大大增强, 拉比分裂可以提升至10 meV; 在体材料增益介质体系中, 增益介质做成微腔的体交叠模式, 便使光-物质耦合的空间重叠效率上升到了极限值1.

3 材料结构体系及实验方法

3.1 平板微腔

腔激子极化激元的实验验证得益于平板微腔制备工艺的快速发展. 平板微腔, 又称法布里-珀罗微腔. 其典型结构: 中间是半波长整数倍的腔体, 光场在微腔内形成驻波, 在波腹的地方生长量子阱, 实现光-物质相互作用的最大化. 两侧由分布式布拉格反射镜(DBRs)组成. DBRs由介电常数不同的材料交替生长而成, 每层的光程厚度设定为1/4波长. 通过干涉的原理, 实现了对入射光接近于1的反射率. 从而有效地将光场限制在微腔内, 实现光与物质的强耦合, 如图2所示^[10].

3.2 微纳材料自构型微腔

基于物理或者化学方法生长的半导体微纳材料具有丰富的几何构型, 规则的几何构型和平滑的表面非常有利于自构型微腔的形成. 该类微腔利用材料自身的高折射率及由此产生的光场高反射或全反射效果有

图2 (网络版彩图)分布式布拉格反射镜平板微腔的光场分布. 蓝色实线代表不同层材料的折射率. 红色实线为共振腔模的场强分布. 图片引用自文献^[10]

Figure 2 (Color online) Field distribution in distributed Bragg reflectors. The blue solid line represents the refractive index of different layers. The red solid line indicates the field distribution of the resonance mode. Figure from ref. ^[10].

力地将光场限制在亚微米模体积内, 另外, 由于这类微腔本身也是增益介质, 受限的光场可以充分与激子耦合, 从而获得比较大的拉比分裂和性能优越的高温特性. ZnO回音壁微腔是目前这类自构型微腔中的典型代表. 利用气相传输方法或者沉积方法制备的ZnO纳米线的截面一般具有规则的正六边形结构, 如图3(a)所示. 光电磁波在此正六边形结构中传播时, 如果满足界面的全反射条件, 光电磁波就可以被限制在介质体内, 构成回音壁共振腔^[11–13], 如图3(b)所示.

3.3 其他微腔结构

除了上述比较常见的微腔体系以外, 人们为了实现某些更加优越的激子极化激元功能化或可控操作, 在微腔体系的制备及新型微腔开发方面做了大量的研究工作, 这其中比较有代表性的微腔结构有两种. (1) 光子晶体微腔, 光子晶体是光学介电常数周期性分布的光学微结构, 基本原理是多光子散射作用产生的共振增强效应, 在周期分布的材料中引入缺陷, 从而达到光场局域的效果. 其主要优势为, 腔模Q值较高, 有极小的模体积, 但制作工艺相对复杂^[14]. (2) 光学Tamm型微腔, 相比于传统的DBRs平板微腔, 光学Tamm型微腔将一面DBRs镜子替换为金属镜, 从而进一步降低微腔模体积, 实现更强的耦合效果^[15–17].

3.4 光学探测方法

由于激子和光子寿命有限, 激子极化激元最终会以光子的形式辐射出微腔. 出射光子携带了激子极化激元的能量、动量、相位、自旋等信息. 因此, 通过

图3 (网络版彩图)氧化锌纳米棒回音壁微腔. (a) ZnO纳米棒及其截面扫描电子显微镜图, 内插图显示正六边形的截面. (b) 光场在回音壁微腔中的全反射示意图

Figure 3 (Color online) Whispering gallery mode in zinc oxide microrod. (a) Scanning electron microscope image of the ZnO nanowire. The inset shows the hexagonal cross section. (b) Schematic showing the total reflection of the light in the whispering gallery mode.

探测出射光子的性质就可以获取激子极化激元的物理特性.

(1) 共焦显微荧光光谱

采用共焦显微光谱技术, 系统的空间分辨率可以达到 $1\ \mu\text{m}$. 如图4(a)所示, 配合亚微米级移动平台, 可以对样品进行空间扫描, 从而给出空间各个点的光谱信息. 这一装置非常适合研究腔模能量在空间上渐变的样品, 如氧化锌四角针、楔形的平板微腔等. 通过附加各种外界环境和微扰条件(电场、磁场、低温、压强等)可以有效调控激子能级. 收集光路也可配偏振片、单光子计数器等. 这样可以在空间、时间、自旋、能量等多个维度上对光电子过程进行探测、研究和调控.

(2) 角分辨的荧光光谱系统

角分辨光谱系统利用傅里叶面成像的原理, 在 CCD 上一次性实现所有收集到角度上的光子能量分辨. 光学原理如图4(b)所示. 不同角度出射的光子信号会被收集到傅里叶平面的不同位置, 实现了角度向空间位置的转化. 实验上, 通过消色差透镜将显微物镜后傅里叶面成像到单色仪的狭缝处, 从而沿狭缝延展方向上不同角度的光子信号对应不同的空间位置. 狭缝的宽度影响光谱能量分辨率. 经过单色仪的能量分辨, 就会在 CCD 上描绘出能量和角度的色散图. 此外, 还可以在系统中附加相干性测量装置, 通过迈克尔逊干涉仪和二阶关联 HBT 测量仪分别对出射光子的一阶相位相干性和二阶的光子数统计相干性进行精确表征. 通过条纹相机和泵浦探测技术可以实现对体系动力学过程的观测.

4 激子极化激元凝聚体的量子调控新进展

4.1 激子极化激元的凝聚、超流、孤波传导、量子涡旋等集体行为

激子由电子和空穴两种费米子组成, 因此为玻色子; 光子是自旋为1的玻色子. 因而激子与光子耦合形成的激子极化激元也是玻色子. 降低系统温度, 当玻色子的德布罗意波长与粒子间距可比的时候, 粒子会展现出明显的量子波动特性, 能级分布上, 粒子会冷却到最低能级, 发生凝聚相变. 粒子的有效质量越低, 波动性越强, 相变温度就越高. 激子极化激元有效质量比自由电子低4–5个数量级, 理论上有望在室温实现相变凝聚.

不同于冷原子系统, 激子极化激元是典型的耗散系统, 粒子寿命受限于微腔品质因子, 一般在皮秒到纳秒量级. 粒子在各个能级的占据是注入和损耗的动态平衡过程. 为了排除激发光的相干性对凝聚相干性的影响, 实验一般采取非共振激发的方法. 通过激光注入大量电子和空穴载流子, 载流子与声子作用弛豫到激子库. 激子库的激子再通过与声子的散射沿着 polariton 下能支的色散向下弛豫, 最终在色散的拐点处堆积, 成为声子瓶颈效应. 其原因是, 拐点以下, 粒子光学成分快速增加, 造成粒子寿命减小, 耗散增加. 同时粒子的有效质量减小, 态密度减小, 从而导致与声子相互作用的散射速率下降. 因此体系无法依靠声子的作用使得体系向基态占据, 达到热平衡. 在声子瓶颈区, polariton 之间依靠激子成分的交换相互作用, 通过弹性散射的方式, 可以有效地向基态散射粒子. 当基态

图 4 (网络版彩图)显微光谱光路图. (a) 无限远光学配置的共聚焦显微系统; (b) 动量空间成像的示意图

Figure 4 (Color online) Schematic beam path of microscopic spectroscopy. (a) Schematic far-field microscopic spectroscopic system for real; (b) momentum space respectively.

占据数达到1时, 通过玻色子的终态受激散射机制, 基态占据急剧增加, 导致激射的发生. 通过以上分析可以得出结论, 通过不断增加体系的粒子浓度, 可以使得基态占据不断增加. 需要特别关注的是, 当注入粒子浓度过高的时候, 激子会发生Mott相变, 转变为电子空穴对, 此时体系不再处于强耦合体系. 为了增加体系的粒子数, 同时保证每个量子阱内载流子浓度在Mott相变以下, 可以通过生长多层量子阱结构来实现.

2002年Yamamoto课题组^[18]和2006年Dang课题组^[19]分别在GaAs与CdTe微腔体系中生长多层量子阱结构, 通过非共振激发的手段, 观测到了激子极化激元的凝聚. 受限于GaAs和CdTe较低的激子束缚能, 该凝聚现象只能在液氮温度(5 K)下观测到.

具有相互作用特性的凝聚体在色散、传导、拓扑激发等方面会表现出特殊的宏观量子行为, 包括超流、涡旋、孤子等^[20-22]. 2008年在*Nature Physics*同时发表的两篇实验文章: 一篇是Lagoudakis等人^[21]在CdTe微腔中观测到激子极化激元凝聚体系中的vortices(涡旋)现象; 另一篇是Yamamoto实验小组^[23]在GaAs微腔中观测到激子极化激元凝聚体系中的Bogoliubov(波格留波夫)激发子. 随后, 激子极化激元体系中的超流现象也被人们从实验上观测到. Amo等人^[20]在GaAs微腔中利用时间分辨和空间分辨光谱技术直接观测到凝聚状态下的激子极化激元无摩擦流动以及线性的色散关系. 2012年, Sich等人^[24]在半导体光学微腔中实现了激子极化激元的孤子传播, 在共振激发的条件下, 通过一束激光提供polariton凝聚体, 再利用另一束光提供激发, 当激发功率和角度等满足一定条件时, 非线性效应就能够和波包色散匹配, 实现激子极化激元的孤子传播. Polariton孤子的时间展宽为皮秒量级, 可以用于超快的信息处理, 对于未来量子信息比特的开发具有很强的启示性. 对polariton凝聚体激发态的探索在近几年又有了新的发展. 例如Kéna-Cohen课题组^[25]在室温下的有机半导体微腔体系中观测到了polariton具有超流特性的无摩擦传播. 对于量子涡旋的探索, 通过控制激发光束, 可以有效地制备和控制涡旋态的特性^[26-28].

激子束缚能更大的半导体材料有望将激子极化激元激射的温度推向室温, 是该领域的一个重要研究方向. 2007年Baumberg课题组^[29]在GaN材料中观测到室温激子极化激元的激射现象. 2010年陈张海课题

组^[11,12]在氧化锌纳米线微腔中观测到室温激子极化激元的激射. 随后, 人们在氧化锌平板微腔^[30]、有机半导体^[31,32]、钙钛矿^[33,34]等新型半导体中观测到室温激子极化激元的激射现象.

4.2 利用微纳结构、光学手段调控激子极化激元凝聚体

人们对激子极化激元的多维受限效应的相关研究, 一般都是基于微腔中的激子极化激元, 不同维度的半导体微腔提供了多维受限的光子, 而受限的光子与半导体中的激子强耦合形成的激子极化激元也就相应受到了限制. 也就是说, 激子极化激元的受限效应源自于半导体微腔对其光子部分的限制. 随着微腔合成技术的成熟, 人们已经在不同的材料体系中实现了微腔调制的激子极化激元的多维受限效应^[35-37]. 在室温下实现激子极化激元的三维受限或者说零维(0D)的激子极化激元的限制效应, 对于该方向的应用至关重要. 可以通过对激子极化激元的激子成分或者光子成分入手. Wang等人^[6]通过在一维ZnO微米棒上引入缺陷势, 使得一维的激子极化激元受限在缺陷势阱中, 实现了激子极化激元的三维受限. 图5(a)是一个一维ZnO纳米棒, 其形成了激子极化激元的一维自由微腔. 由于在这根棒上存在两个相距为3 μm 左右的表面缺陷, 便在这个一维的微腔上引入了一个缺陷势场, 两个缺陷所在的位置形成了势场的势垒. 如图5(b)所示, 激子极化激元便被限制在了两个势垒之中, 限制效应导致了激子极化激元能级的分立, 在激射条件下形成了如图5(c)所示的光谱. 这种分立光谱是三维受限条件下典型的分立光谱.

4.3 激子极化激元超晶格体系中的多重相变

利用人造周期结构对微观粒子实现周期调控是凝聚态物理和光学的一个重要研究方向. 然而, 至今为止, 人们还无法通过简单而有效的方法制备具有明显本质特征的激子极化激元晶体. 2015年陈张海课题组^[7]采用具有强激子极化激元效应的ZnO纳米棒为载体, 研究此一维系统中激子极化激元受外结构势调制后所呈现的特殊行为, 并且在该体系下观测到一种新的激射相变过程weak lasing. 理论发现, 这种现象只有在很强非线性效应的耗散型超晶格中才能观测到.

在激子极化激元这种耗散体系(准粒子寿命有限,

图 5 (网络版彩图)氧化锌纳米棒中缺陷引入势场对粒子的空间局域。(a) 扫描电子显微镜图展示一维ZnO纳米棒中的缺陷;(b) 缺陷势阱对polariton的空间限制作用;(c) 三维受限的激子极化激元激射荧光谱。图片来自参考文献[6]

Figure 5 (Color online) Spatial confinement induced by the defect potential in a ZnO nanowire. (a) Scanning electronic microscopy image showing the defects on the ZnO nanowire; (b) schematic showing the spatial confinement of polaritons by the defect potential; (c) photoluminescence spectrum of exciton polaritons confined in the three-dimensional potential. Figure from ref. [6].

皮秒量级或更短), 系统处于粒子注入和损耗的动态平衡当中, 其稳态布居取决于注入、损耗两者的博弈。在空间均匀注入、能量非共振激发的简单情况下, 体系各能态的注入速率相近, 不同能态通过自发的积累达到受激增益条件, 此时系统的布居跟能态的损耗息息相关。而对于半导体微腔体系中激子极化激元这种半光-半物质的准粒子, 其能态寿命同时跟光学成分的逃逸和物质成分的散射相关。所以, 通过附加外部结构调制光场的受限强弱, 或改变激发浓度调控物质成分的

散射概率, 均可在适当临界条件下(达到临界浓度, 体现玻色子受激特性时)诱发相变。对于前者引发的相变, 粒子空间分布决定于附加的调制结构, 相变前后空间分布对称性可增可减; 而对于后者引发的相变, 物质成分的散射跟激子的浓度分布有关, 相变会自发地从粒子空间局域分布状态往空间延展分布的情况演化, 从某一纯态占据发展为多能态锁相杂合的形式^[7]。如图6所示, 随着激发功率的提高, 凝聚体在空间分布的周期由原来的 a 变为 $2a$, 表明这种新的激射机制伴随着空间对称性的破缺。

4.4 激子极化激元的非线性散射

在激子极化激元体系, 粒子的非线性散射行为早已被人们发现、揭示。研究激子极化激元的非线性效应时, 激子极化激元的高密度体(即大的 N_0)是不可或缺的。人们通常用共振激发的方法来激发产生激子极化激元的高密度体, 但其实即使是非共振激发, 也可以制备激子极化激元的高密度体。利用激子极化激元的凝聚效应, 人们可以获得相干的激子极化激元的高密度体。这些通过受激终态散射而聚集的粒子一般处于色散的底部(占据低能量态), 很容易诱导带间的非线性散射过程, 产生平衡对称的激子极化激元对^[12]。这种激子极化激元对是研究量子关联、量子纠缠及压缩态的良好载体。2012年, 陈张海课题组^[12]利用ZnO一维的回音壁微腔体系, 实现了室温下的激子极化激元非线性效应。通过非共振激发的方法, 制备了高密度

图 6 (网络版彩图)一维激子极化激元晶体中的weak lasing行为。(a) 激发功率从上向下不断增加的情况下, 激子极化激元凝聚体在实空间的分布;(b) (a)中凝聚体在不同能量的强度积分成分光谱图后的分布图。图片来自参考文献[7]

Figure 6 (Color online) Weak lasing in a one-dimensional polariton superlattice. (a) From top to bottom: the real space distribution of exciton polariton condensates in the superlattice with increasing excitation powers. (b) Real space distribution of the emission intensity by integrating the spectra in (a) over the energy axis. Figure from ref. [7].

的激子极化激元. 在一维的微腔中, 这些高密度的激子极化激元相互散射, 受激地产生特定的对称的激子极化激元对. 如图7所示, 在阈值以下(图7(a)), 粒子在基态占据. 阈值以上, 粒子在基态发生凝聚, 凝聚体散射到动量不为0的下一级色散两侧, 如图7(b)所示. 该过程可通过图7(c)的示意图理解.

5 新材料体系

5.1 二维半导体体系

新型二维材料的出现使得腔激子极化激元领域获得了新的发展方向, 层状过渡金属硫化物(TMDs)因其单层二维特性及直接带隙特征, 在电子学和光电子学物理特性研究及器件应用方面展现了很好的前景^[38,39]. 这类二维材料具有很大的激子束缚能(1 eV)和振子强度, 这些特征保证了该类二维材料有望应用于室温器件^[40]. 基于上述二维材料特性, 不同的研究团队已经实现二维材料与各种类型的光学微腔的耦合, 包括DBRs平板微腔^[16,17,41-43]、金属等离激元微腔、光子晶体微腔(PC)等^[21-24]. 如图8所示, 室温下, 单层WS₂与一维光子晶体耦合后形成的polariton的上下两个能支^[44].

5.2 钙钛矿体系

随着光电子器件的深入发展, 人们在追求集成

化、微型化的同时, 开始将更多目光投向光电子器件的可折叠、可穿戴甚至可植入性方面, 这类需求使得人们更加注重软材料光学特性的研究. 这其中有机-无机杂化的钙钛矿材料发展尤其迅速, 利用这种杂化结构有望将无机材料的高迁移率、电泵浦、能带调控与有机材料的低成本、高荧光效率结合在一起, 为光电子器件注入新的强心剂, 目前这种杂化结构在太阳能领域研究非常活跃, 而在光物质强耦合领域, 人们也注意到它的优良特性. 熊启华与陈张海课题组^[33]开展合作, 在室温下观测到了基于钙钛矿的非有机半导体中polariton的凝聚现象. 接下来, 熊启华课题组^[34,45]、刘新风和张青课题组^[46,47]相继报道了基于其他类型钙钛矿的激子极化激元的凝聚、波导、相干调控等现象.

5.3 有机半导体体系

有机半导体材料中同样具备强激子束缚能、高振子强度以及很好的量子效率, 所有这些特征都有利于激子极化激元激射在室温下工作. 2010年, Kéna-Cohen和Forrest^[31]实验上实现了anthracene单晶微腔中的室温激子极化激元激射, 尽管该激子极化激元凝聚来自于振动协助的光泵浦非相干激子辐射弛豫. 最近Kéna-Cohen课题组^[32]和Plumhof课题组^[48]各自独立地实验证实了有机半导体微腔中室温激子极化激元凝聚态的存在. Kéna-Cohen课题组^[25]进而证明了室温下激

图7 (网络版彩图)激子极化激元室温下的凝聚和参量散射过程. (a) 激子极化激元在 $0.33 \mu\text{W}$ 激发条件下的角分辨荧光光谱图, 展现出粒子在基态占据的凝聚行为. (b) 激子极化激元在 $1.3 \mu\text{W}$ 的激发条件下的角分辨荧光光谱图, 表现出凝聚后的参量散射过程. (c) 凝聚体参量散射的示意图. 图片来自文献^[12]

Figure 7 (Color online) Condensate of exciton polariton and parametric scattering at room temperature. (a) Angle resolved photoluminescence spectra of exciton polaritons at excitation power of $0.33 \mu\text{W}$, shows the polariton condensates. (b) Angle resolved photoluminescence spectra of exciton polaritons at excitation power of $1.3 \mu\text{W}$, that exhibits polariton parametric scattering driven by the condensate. (c) Schematic illustrates the process of parametric scattering. Figure from ref. ^[12].

图 8 (网络版彩图)室温下单层WS₂与光子晶体的强耦合. (a) 室温下光子晶体腔模反射谱; (b) polariton的反射谱; (c) polariton的荧光谱. 图片来自参考文献[44]

Figure 8 (Color online) Strong coupling between WS₂ and photonic crystal at room temperature. (a) Reflection spectrum of the photonic crystal measured at room temperature; (b) reflection spectra of the exciton polaritons; (c) photoluminescence spectra of the exciton polaritons. Figure from ref. [44].

子极化激元凝聚体的无摩擦流动.

6 总结与展望

激子极化激元领域自微腔激子极化激元以来已经发展了二十多年时间, 从起初的研究主要集中在低激发功率下线性区域逐渐发展到高激发功率下的非线性区域(凝聚、超流、激射等), 从平板微腔逐渐扩展到半导体自构微腔、光子晶体微腔、Tamm型微腔、开源微腔^[41]以及其他组合设计的微纳光学腔体系, 从低温激子极化激元发展到高温激子极化激元以及电注入等实用性器件. 过去几年更加深入的研究主要集中在激子极化激元凝聚体的量子调控及新材料、新物理机制的探讨. 未来几年这种趋势不会改变, 人们更加注重新材料、新制备在器件化、实用化方面的发展, 用材从原有的无机半导体增益材料(如GaAs, GaN, ZnO等)扩展到有机-无机混合的新型功能材料(如钙钛矿), 以及低维甚至原子分子层薄膜材料等(如过渡金属硫族化合物).

在基础物理方面, 发展新的理论构架解释电子-空穴-光子耦合体系在高温高密度区域的新相变行为和量子关联, 发展新的实验技术、探测手段以及新的样品材料, 证明和完善电子-空穴-光子耦合体系的新相图. 人们在进一步深入研究激子极化激元凝聚体量子调控的同时, 拓展激子-微腔体系与其他关联体系的互

耦交叉, 发展如phonon-exciton-cavity, SPP表面波与界面甚至体激子极化激元耦合、光学拓扑态-激子极化激元等交叉学科, 更加注重新性能(如关联与时间统计、自旋极化、光电传导)和新物理行为的探索和研究. 其中, 拓扑物理近年来成为凝聚态物理研究的前沿方向, 拓扑光子学作为其光学对应, 也受到越来越多的关注. 激子极化激元作为半光半物质的准粒子, 其兼具相干性和非线性特点将给拓扑物理的研究带来更多的可能性. 拓扑激子极化激元的理论在2015年由三个不同的课题组分别提出^[49-51]. 实验上, Amo课题组^[52]通过刻蚀加工的方法制备出polariton的柱形zigzag结构, 并在拓扑带边观测到了激射现象. 拓扑polariton对于缺陷态的免疫特性由Höfling课题组^[53]在具有蜂窝状晶格势场的微腔中观测到. 2020年, Ritesh课题组^[54]在基于二维材料的体系内观测到具有拓扑手性的polariton态. 此外, 基于激子极化激元的霍尔效应的研究也在最近两年得到新的突破^[55,56]. 二维材料成为凝聚态物理研究的热点, 双层转角莫尔条纹超晶格对能态的调控不断带来惊喜, 将该领域的发展推向了新的高潮^[57,58]. 类比于纯电子态, 叶芳伟课题组^[59,60]利用莫尔条纹实现了对纯光学模式的调控. 而polariton作为半光半物质的准粒子, 既可以通过微纳加工来实现对光子成分的调控, 又可以通过莫尔条纹实现对激子态的调控^[61-63]. 特别是莫尔激子在与微腔发生强耦合

后将会把物质的强关联特性与光学的长程相干性结合, 势必会带来新奇的物理现象.

在器件应用方面, 将更注重光电调控手段的结合, 光电性能双向渗透发展, 基于电学成熟的制备加工工艺和完善操作平台, 融合光元素在通信传导、量子关联建立和保持方面的优势, 探索开发新型光电集成量子功能器件.

新材料方面, 人们已经在最近非常热的二维层状材料体系内观测到了明显的光-二维激子强耦合效应, 而且拉比分裂值较大, 非常有利于室温激子极化激元器件化发展. 但是, 到目前为止, 实验还停留在激子极化激元线性区域, 基于二维材料的激子极化激元凝聚或者激射还没有报道, 这将是该领域科学人员努力的方向, 将进一步推动二维层状材料在光-物质强耦合领域的发展. 在钙钛矿和有机材料领域中虽然已经观测到了令人信服的激子极化激元激射和凝聚现象, 但是更加深入地理解这些新材料独有特性的激射、凝聚机制仍然需要更多的理论和实验的支持. 同时, 激射相位关联和强度关联特性仍然缺乏定量分析^[64]. 类似无机半导体中, 全面地、深刻地认识激子极化激元自发相干态及相关物理特性、实现有效的光场调控仍然是钙钛矿及有机材料领域科研人员正在努力的目标^[34].

新机制及实验研究方面, 现在主要集中在关于激子极化激元在高激发密度下相变的基础物理机制理解上. 在原固有观念上发展了新的理论框架, 从而对高激发功率密度下激子极化激元由BEC-BCS-Lasing转变有了新的理解, 该方向的发展使得人们开始重新认真研究电子-空穴BCS态这一半个世纪前就提出的理论, 虽然其中也有零星的实验报道, 但都缺乏说服力. 微腔的引入使得原来的电子-空穴变成了电子-空穴-光子系统, 使得该领域的研究更加丰富, 也更加吸引人. 理论上的发展是可喜的, 但是实验却明显落后很多, 未来该方面关于实验的研究必将深入下去, 如何给出令人信服的实验证据证明第二个阈值的理论预测, 如何实验上证明

BCS态的存在以及随激发功率、温度和其他外部条件的变化规律是实验科研人员必须面对的难题^[65-67].

新物理探索方面, 对原有exciton-cavity耦合体系的物理规律研究已趋于完善和成熟, 新元素的引入和新方向的突破有待孕育发展. 在激子极化激元体系中, 声子往往跟退相干和能量耗散关联. 为了实现相干和信息传递, 人们通常利用一些方法削弱和消除声子的影响. 然而, 合理利用声子与激子、微腔的耦合, 可能会在体系性能和物理行为方面带来意想不到的惊喜. 研究激子-微腔体系与其他关联体系的互耦交叉, 将有助于深入了解激子极化激元本身的性质, 并给exciton-cavity耦合体系带来新的活力和发展方向. 发展等离子体与激子极化激元耦合、光学拓扑态-激子极化激元等交叉学科, 有助于丰富光-物质耦合领域的物理. 同时, 强化一些新性能的研究, 如光-物质态的关联与时间统计、自旋极化、光电传导等特性, 研究新元素的引入对体系物性所造成的改变.

器件应用方面, 激子极化激元之所以引起人们巨大的研究热情, 除了其在光-物质耦合的基础物理方面展现了极其丰富的物理现象, 很重要的原因是其在低阈值激光器、LED、单光子源、量子调控方面所蕴含的潜在应用价值. 过去十几年的发展, 基于激子极化激元的原型器件的制备和性能表征取得了一定的成果, 比如, 电注入微腔激子极化激元LED^[68,69]、电注入低温和室温工作条件下的激子极化激元激光、基于激子极化激元效应的全光开关及逻辑门设计等, 这些成果都展示了激子极化激元器件化发展的优势. 但是, 总体来说, 这个领域的发展还是比较缓慢, 理论上基于激子极化激元的超低阈值的激光仍然是个愿望, 受材料制备技术的限制, 室温工作的高品质因子的微腔结构、欧姆接触、PN结制备以及高质量界面等仍然需要大量的实验工作才能得以改进. 这些方面的研究应该是未来几年致力于激子极化激元器件应用发展的科研工作人员努力的方向.

参考文献

- 1 Huang K. Lattice vibrations and optical waves in ionic crystals. *Nature*, 1951, 167: 779-780
- 2 Hopfield J J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals. *Phys Rev*, 1958, 112: 1555-1567
- 3 Weisbuch C, Nishioka M, Ishikawa A, et al. Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity. *Phys Rev Lett*, 1992, 69: 3314-3317
- 4 Wertz E, Ferrier L, Solnyshkov D D, et al. Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates. *Nat Phys*, 2010, 6:

- 860–864, arXiv: [1004.4084](#)
- 5 Abbarchi M, Amo A, Sala V G, et al. Macroscopic quantum self-trapping and Josephson oscillations of exciton polaritons. *Nat Phys*, 2013, 9: 275–279, arXiv: [1212.5467](#)
- 6 Wang J, Xie W, Zhang L, et al. Exciton-polariton condensate induced by evaporative cooling in a three-dimensionally confined microcavity. *Phys Rev B*, 2015, 91: 165423
- 7 Zhang L, Xie W, Wang J, et al. Weak lasing in one-dimensional polariton superlattices. *Proc Natl Acad Sci*, 2015, 112: E1516–E1519
- 8 Kavokin A, Shelykh I, Malpuech G. Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers. *Appl Phys Lett*, 2005, 87: 261105
- 9 Khitrova G, Gibbs H M, Kira M, et al. Vacuum Rabi splitting in semiconductors. *Nat Phys*, 2006, 2: 81–90
- 10 Deng H, Haug H, Yamamoto Y. Exciton-polariton Bose-Einstein condensation. *Rev Mod Phys*, 2010, 82: 1489–1537
- 11 Sun L, Chen Z, Ren Q, et al. Direct observation of whispering gallery mode polaritons and their dispersion in a ZnO tapered microcavity. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 156403, arXiv: [0710.5334](#)
- 12 Xie W, Dong H, Zhang S, et al. Room-temperature polariton parametric scattering driven by a one-dimensional polariton condensate. *Phys Rev Lett*, 2012, 108: 166401
- 13 Wang Y, Liao L, Hu T, et al. Exciton-polariton Fano resonance driven by second harmonic generation. *Phys Rev Lett*, 2017, 118: 063602, arXiv: [1903.01770](#)
- 14 Akahane Y, Asano T, Song B S, et al. High- Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, 2003, 425: 944–947
- 15 Gessler J, Baumann V, Emmerling M, et al. Electro optical tuning of Tamm-plasmon exciton-polaritons. *Appl Phys Lett*, 2014, 105: 181107
- 16 Hu T, Wang Y, Wu L, et al. Strong coupling between Tamm plasmon polariton and two dimensional semiconductor excitons. *Appl Phys Lett*, 2017, 110: 051101, arXiv: [1606.05838](#)
- 17 Lundt N, Klemmt S, Cherotchenko E, et al. Room-temperature Tamm-plasmon exciton-polaritons with a WSe₂ monolayer. *Nat Commun*, 2016, 7: 13328, arXiv: [1604.03916](#)
- 18 Deng H, Weihs G, Santori C, et al. Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons. *Science*, 2002, 298: 199–202
- 19 Kasprzak J, Richard M, Kundermann S, et al. Bose-Einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, 2006, 443: 409–414
- 20 Amo A, Lefrère J, Pigeon S, et al. Superfluidity of polaritons in semiconductor microcavities. *Nat Phys*, 2009, 5: 805–810, arXiv: [0812.2748](#)
- 21 Lagoudakis K G, Wouters M, Richard M, et al. Quantized vortices in an exciton-polariton condensate. *Nat Phys*, 2008, 4: 706–710, arXiv: [0801.1916](#)
- 22 Lagoudakis K G, Ostafnick T, Kavokin A V, et al. Observation of half-quantum vortices in an exciton-polariton condensate. *Science*, 2009, 326: 974–976, arXiv: [0911.2555](#)
- 23 Utsunomiya S, Tian L, Roumpos G, et al. Observation of Bogoliubov excitations in exciton-polariton condensates. *Nat Phys*, 2008, 4: 700–705
- 24 Sich M, Krizhanovskii D N, Skolnick M S, et al. Observation of bright polariton solitons in a semiconductor microcavity. *Nat Photon*, 2012, 6: 50–55, arXiv: [1109.1962](#)
- 25 Lerario G, Fieramosca A, Barachati F, et al. Room-temperature superfluidity in a polariton condensate. *Nat Phys*, 2017, 13: 837–841, arXiv: [1609.03153](#)
- 26 Caputo D, Bobrovska N, Ballarini D, et al. Josephson vortices induced by phase twisting a polariton superfluid. *Nat Photon*, 2019, 13: 488–493, arXiv: [1812.01902](#)
- 27 Ma X, Berger B, Aßmann M, et al. Realization of all-optical vortex switching in exciton-polariton condensates. *Nat Commun*, 2020, 11: 897, arXiv: [1907.03171](#)
- 28 Boulrier T, Cancellieri E, Sangouard N D, et al. Injection of orbital angular momentum and storage of quantized vortices in polariton superfluids. *Phys Rev Lett*, 2016, 116: 116402, arXiv: [1509.02680](#)
- 29 Christopoulos S, von Högersthal G B H, Grundy A J D, et al. Room-temperature polariton lasing in semiconductor microcavities. *Phys Rev Lett*, 2007, 98: 126405
- 30 Li F, Orosz L, Kamoun O, et al. From excitonic to photonic polariton condensate in a ZnO-based microcavity. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 196406
- 31 Kéna-Cohen S, Forrest S R. Room-temperature polariton lasing in an organic single-crystal microcavity. *Nat Photon*, 2010, 4: 371–375
- 32 Daskalakis K S, Maier S A, Murray R, et al. Nonlinear interactions in an organic polariton condensate. *Nat Mater*, 2014, 13: 271–278
- 33 Su R, Diederichs C, Wang J, et al. Room-temperature polariton lasing in all-inorganic perovskite nanoplatelets. *Nano Lett*, 2017, 17: 3982–3988, arXiv: [1704.07030](#)

- 34 Su R, Ghosh S, Wang J, et al. Observation of exciton polariton condensation in a perovskite lattice at room temperature. *Nat Phys*, 2020, 16: 301–306, arXiv: [1906.11566](#)
- 35 Kaitouni R I, El Daïf O, Baas A, et al. Engineering the spatial confinement of exciton polaritons in semiconductors. *Phys Rev B*, 2006, 74: 155311, arXiv: [cond-mat/0602640](#)
- 36 Balili R, Hartwell V, Snoke D, et al. Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons in a trap. *Science*, 2007, 316: 1007–1010
- 37 Lai C W, Kim N Y, Utsunomiya S, et al. Coherent zero-state and π -state in an exciton-polariton condensate array. *Nature*, 2007, 450: 529–532
- 38 Wang G, Chernikov A, Glazov M M, et al. *Colloquium*: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides. *Rev Mod Phys*, 2018, 90: 021001, arXiv: [1707.05863](#)
- 39 Mak K F, Lee C, Hone J, et al. Atomically thin MoS_2 : A new direct-gap semiconductor. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 136805, arXiv: [1004.0546](#)
- 40 Chernikov A, Berkelbach T C, Hill H M, et al. Exciton binding energy and nonhydrogenic Rydberg series in monolayer WS_2 . *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 076802, arXiv: [1403.4270](#)
- 41 Dufferwiel S, Schwarz S, Withers F, et al. Exciton-polaritons in van der Waals heterostructures embedded in tunable microcavities. *Nat Commun*, 2015, 6: 8579, arXiv: [1505.04438](#)
- 42 Liu X, Galfsky T, Sun Z, et al. Strong light-matter coupling in two-dimensional atomic crystals. *Nat Photon*, 2015, 9: 30–34, arXiv: [1406.4826](#)
- 43 Liu W, Lee B, Naylor C H, et al. Strong exciton-plasmon coupling in MoS_2 coupled with plasmonic lattice. *Nano Lett*, 2016, 16: 1262–1269, arXiv: [1511.03750](#)
- 44 Zhang L, Gogna R, Burg W, et al. Photonic-crystal exciton-polaritons in monolayer semiconductors. *Nat Commun*, 2018, 9: 713, arXiv: [1706.08464](#)
- 45 Su R, Wang J, Zhao J, et al. Room temperature long-range coherent exciton polariton condensate flow in lead halide perovskites. *Sci Adv*, 2018, 4: eaau0244
- 46 Du W, Zhang S, Shi J, et al. Strong exciton-photon coupling and lasing behavior in all-inorganic CsPbBr_3 micro/nanowire Fabry-Pérot cavity. *ACS Photon*, 2018, 5: 2051–2059
- 47 Zhang S, Chen J, Shi J, et al. Trapped exciton-polariton condensate by spatial confinement in a perovskite microcavity. *ACS Photon*, 2020, 7: 327–337
- 48 Plumhof J D, Stöferle T, Mai L, et al. Room-temperature Bose-Einstein condensation of cavity exciton-polaritons in a polymer. *Nat Mater*, 2014, 13: 247–252
- 49 Karzig T, Bardyn C E, Lindner N H, et al. Topological polaritons. *Phys Rev X*, 2015, 5: 031001, arXiv: [1406.4156](#)
- 50 Bardyn C E, Karzig T, Refael G, et al. Topological polaritons and excitons in garden-variety systems. *Phys Rev B*, 2015, 91: 161413, arXiv: [1409.8282](#)
- 51 Nalitimov A V, Solnyshkov D D, Malpuech G. Polariton $\mathbb{Z}$ topological insulator. *Phys Rev Lett*, 2015, 114: 116401, arXiv: [1409.6564](#)
- 52 St-Jean P, Goblot V, Galopin E, et al. Lasing in topological edge states of a one-dimensional lattice. *Nat Photon*, 2017, 11: 651–656, arXiv: [1704.07310](#)
- 53 Klemmt S, Harder T H, Egorov O A, et al. Exciton-polariton topological insulator. *Nature*, 2018, 562: 552–556, arXiv: [1808.03179](#)
- 54 Liu W, Ji Z, Wang Y, et al. Generation of helical topological exciton-polaritons. *Science*, 2020, 370: 600–604
- 55 Leyder C, Romanelli M, Karr J P, et al. Observation of the optical spin Hall effect. *Nat Phys*, 2007, 3: 628–631
- 56 Whittaker C E, Dowling T, Nalitimov A V, et al. Optical analogue of Dresselhaus spin-orbit interaction in photonic graphene. *Nat Photon*, 2020
- 57 Tang Y, Li L, Li T, et al. Simulation of Hubbard model physics in WSe_2/WS_2 moiré superlattices. *Nature*, 2020, 579: 353–358
- 58 Cao Y, Fatemi V, Demir A, et al. Correlated insulator behaviour at half-filling in magic-angle graphene superlattices. *Nature*, 2018, 556: 80–84, arXiv: [1802.00553](#)
- 59 Fu Q, Wang P, Huang C, et al. Optical soliton formation controlled by angle twisting in photonic moiré lattices. *Nat Photon*, 2020, 14: 663–668, arXiv: [2010.15294](#)
- 60 Wang P, Zheng Y, Chen X, et al. Localization and delocalization of light in photonic moiré lattices. *Nature*, 2020, 577: 42–46
- 61 Jin C, Regan E C, Yan A, et al. Observation of moiré excitons in WSe_2/WS_2 heterostructure superlattices. *Nature*, 2019, 567: 76–80, arXiv: [1812.09815](#)
- 62 Tran K, Moody G, Wu F, et al. Evidence for moiré excitons in van der Waals heterostructures. *Nature*, 2019, 567: 71–75, arXiv: [1807.03771](#)
- 63 Seyler K L, Rivera P, Yu H, et al. Signatures of moiré-trapped valley excitons in $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$ heterobilayers. *Nature*, 2019, 567: 66–70, arXiv:

1809.04562

- 64 Kim S, Zhang B, Wang Z, et al. Coherent polariton laser. *Phys Rev X*, 2016, 6: 011026, arXiv: [1602.00663](#)
- 65 Byrnes T, Horikiri T, Ishida N, et al. BCS wave-function approach to the BEC-BCS crossover of exciton-polariton condensates. *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 186402, arXiv: [1005.3141](#)
- 66 Yamaguchi M, Kamide K, Nii R, et al. Second thresholds in BEC-BCS-laser crossover of exciton-polariton systems. *Phys Rev Lett*, 2013, 111: 026404, arXiv: [1301.4838](#)
- 67 Horikiri T, Yamaguchi M, Kamide K, et al. High-energy side-peak emission of exciton-polariton condensates in high density regime. *Sci Rep*, 2016, 6: 25655, arXiv: [1511.03786](#)
- 68 Schneider C, Rahimi-Iman A, Kim N Y, et al. An electrically pumped polariton laser. *Nature*, 2013, 497: 348–352
- 69 Bhattacharya P, Frost T, Deshpande S, et al. Room temperature electrically injected polariton laser. *Phys Rev Lett*, 2014, 112: 236802

Progress on exciton polariton photonics

ZHANG Long & CHEN ZhangHai*

Department of Physics, College of Physical Science and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China

Control of light-matter interactions is crucial for the development of cavity quantum electrodynamics. In the 1950s, Huang developed a model to describe photon-phonon interactions in solid-state systems. In this model, when a phonon and a photon exchange energy continuously and coherently, the system can reach a strong coupling regime and a new quasiparticle called “polariton” can be formed. Huang’s theory also describes the dispersion of phonon polaritons. This theory has been applied to semiconductors by Hopfield, wherein an exciton and a photon can couple with each other, reaching new eigenmodes called “exciton-polaritons”. Subsequently, vacuum Rabi splitting has been observed in a microcavity that is strongly coupled to a single atom or a single quantum dot. Microcavities of a higher quality factor display macroscopic quantum phenomena such as polariton condensation, superfluidity, and vortices. By applying nanofabrication techniques on the cavity or controlling the beam profile of a pumping laser, various potentials can be induced in polariton systems that enable the manipulation of macroscopic quantum states. Excitons exhibit much larger binding energies and oscillator strengths in emerging materials such as organic semiconductors, perovskites, and two-dimensional semiconductors, providing a new platform to extend polariton physics to room-temperature devices. Microcavity exciton-polaritons are the leading candidate systems for studying quantum optics and condensed matter physics. This review first introduces microcavity exciton-polaritons, including the formation of exciton-polaritons, energy-momentum dispersion of exciton-polaritons, and polariton systems classified by the gain medium. We then introduce several systems to achieve strong coupling and a microspectroscopic technique to investigate exciton-polaritons. The third section provides an analysis of the macroscopic quantum states of exciton-polaritons and describes how to manipulate the quantum state using nanofabrication and optical pumping techniques. The fourth section summarizes several new materials that have been used to study exciton-polaritons at room temperature. The last section summarizes this review, and provides perspectives in both theories and experiments.

exciton polariton, optical microcavity, Bose-Einstein condensation

PACS: 03.75.Lm, 03.75.Nt, 42.55.Sa, 71.35.-y, 42.55.Px

doi: [10.1360/SSPMA-2020-0465](#)