



微纳光子学与激光专题编者按

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 71, 020101 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.020101

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.020101>

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

专题: 微纳光电子与激光

微纳光电子与激光专题编者按

DOI: [10.7498/aps.71.020101](https://doi.org/10.7498/aps.71.020101)

微纳光电子技术是目前发展迅速、研究活跃、应用性强的前沿交叉领域之一. 人们利用亚波长尺度微纳结构对电磁波振幅、偏振、相位、角动量等进行调控, 设计出多种功能性器件, 例如: 完美吸波器、反射镜/偏折器、光学相控阵天线、超材料/超表面器件、超透镜、轨道角动量 (OAM) 器件、光频率梳、片上激光器等. 可用于微纳光电子器件设计和分析的理论包括微腔谐振、等效介质模理论, 严格耦合波理论, 传输线理论, 导模共振、Mie 谐振、Fano 谐振等理论; 用于微纳光电子器件结构设计和模拟仿真的方法有时域有限差分 (FDTD), 有限元 (FEM), 频域有限差分 (FDFD) 等. 随着分子束外延生长 (MBE)、原子层沉积 (ALD)、化学气相沉积 (CVD)、电子束蒸发、磁控溅射等材料生长手段的发展, 以及电子束曝光 (EBL)、光刻、激光直写、纳米压印、3D 打印等微纳制备工艺的成熟, 人们制备出了各种微纳结构及其功能器件, 并进行了实验验证. 微纳光电子器件与激光器也在光通信、芯片设计、激光雷达、全息技术、3D 显示、虚拟现实/现实增强 (VR/AR)、光镊、光学伪装/隐身/欺骗、辐射制冷和太阳能利用等方面得以广泛应用.

我们基于“2021 光子技术前沿论坛 (FOPT)”, 选取部分文章组成“微纳光电子与激光”专题在《物理学报》刊登, 希望对读者了解此前沿领域有所帮助.

(客座编辑: 杨俊波 国防科技大学; 于洋 国防科技大学; 闫培光 深圳大学)

SPECIAL TOPIC—Micro-nano photoelectron and laser

Preface to the special topic: Micro-nano photoelectron and laser

DOI: [10.7498/aps.71.020101](https://doi.org/10.7498/aps.71.020101)

高损伤阈值可饱和吸收体锁模脉冲光纤激光器的研究进展

崔文文 邢笑伟 肖悦嘉 刘文军

Research progress of mode-locked pulsed fiber lasers with high damage threshold saturable absorber

Cui Wen-Wen Xing Xiao-Wei Xiao Yue-Jia Liu Wen-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 024206 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20212442

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212442>

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

基于二维材料异质结可饱和吸收体的超快激光器

Ultrafast pulse lasers based on two-dimensional nanomaterial heterostructures as saturable absorber

物理学报. 2020, 69(18): 188102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201235>

基于铋可饱和吸收体的超快激光产生

Generation of ultra-fast pulse based on bismuth saturable absorber

物理学报. 2020, 69(9): 094203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191995>

MnPS₃可饱和吸收体被动锁模掺铒光纤激光器双波长激光

Dual-wavelength self-starting mode-locking Er-doped fiber laser with MnPS₃ saturable absorber

物理学报. 2020, 69(18): 184208 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200342>

基于二维纳米材料可饱和吸收体的中红外超快光纤激光器

Two-dimensional material as a saturable absorber for mid-infrared ultrafast fiber laser

物理学报. 2020, 69(18): 188101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200472>

基于等离激元纳米结构非线性响应的超快光开关及脉冲激光器

Ultrafast optical switches and pulse lasers based on strong nonlinear optical response of plasmon nanostructures

物理学报. 2020, 69(18): 189101 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200456>

基于单壁碳纳米管调Q锁模低阈值Tm,Ho:LiLuF₄激光器

Passively Q-switched mode-locked low threshold Tm, Ho: LLF laser with an single walled carbon nanotubes saturable absorber

物理学报. 2018, 67(1): 014201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171748>

专题: 微纳光电子与激光

高损伤阈值可饱和吸收体锁模脉冲光纤激光器的研究进展*

崔文文 邢笑伟 肖悦嘉 刘文军†

(北京邮电大学理学院, 信息光子与光通信国家重点实验室, 北京 100876)

(2021 年 12 月 31 日收到; 2022 年 1 月 11 日收到修改稿)

光纤激光器作为推动各领域发展的基础硬件, 在轨道交通、光纤通信、新材料制造、动力电池加工、军事国防和医疗等领域都有广泛的应用价值. 光纤激光器被动锁模技术的核心器件是可饱和吸收体, 它对光纤激光器实现高能量、窄脉宽、大功率的激光输出起决定性作用. 依托传统材料和传统结构的可饱和吸收体, 由于无散热机制, 光作用到材料上的光斑大小与光纤出射直径几乎相同, 容易超过可饱和吸收体的损伤阈值而造成损坏. 因此, 调整可饱和吸收体制备工艺和结构, 对于提高可饱和吸收体的损伤阈值, 实现性能优良、稳定性高的脉冲激光具有重要意义. 本文综述了高损伤阈值可饱和吸收体国内外研究现状, 指出了高损伤阈值可饱和吸收体可能的发展方向.

关键词: 超快光纤激光器, 可饱和吸收体, 高损伤阈值**PACS:** 42.55.Wd, 42.65.Re, 42.70.Hj**DOI:** 10.7498/aps.71.20212442

1 引言

超快激光技术相比传统脉冲和连续激光技术具有高功率、窄脉宽、高精度的独特优势^[1-5]. 近年来, 超快光纤激光器在通信、军事、医疗以及工业制造等诸多领域内均获得了大规模的应用^[6,7]. 超快光纤激光器结合了超快技术与光纤激光技术的优势, 实现了脉冲光与材料之间的快速相互作用, 电子吸收与运动方式在瞬间注入作用区的高能量密度下发生改变, 快速的相互作用降低了能量转移、转化和热扩散^[8], 因此, 超快光纤激光器能够实现高能量大功率的锁模脉冲激光输出. 然而, 高能量的注入对材料的损伤阈值提出了更高的要求.

锁模技术的出现开辟了超快激光的时代. 早在 1990 年, 改进后的被动锁模光纤激光器实现了飞秒量级的锁模脉冲输出^[9]. 锁模技术主要分为主

动锁模技术与被动锁模技术. 主动锁模技术利用电光、声光调制器通过同步调制频率与纵模间隔频率来实现对脉冲振幅的调制, 从而达到锁模的目的, 由于其重复频率可调谐, 可与外部电脉冲信号合成, 易于获得高重频光脉冲序列, 被广泛应用于光纤通信领域. 但主动锁模器件引入了周期性的损耗, 脉宽仅能达到皮秒量级. 因此, 被动锁模成为产生飞秒激光的首选方案.

被动锁模技术一般包括两种: 基于真实材料的可饱和吸收体 (saturable absorber, SA) 与等效 SA 的结构. 利用这两种不同的 SA 实现对脉冲的窄化, 避免了光学调制器的引入, 简化了光纤激光器, 使得锁模激光状态更稳定. 然而, 由于高能量激光与材料的快速相互作用, 容易造成锁模器件的损坏. 因此, 通过对 SA 损伤机制的研究, 制备不同特性的高损伤阈值 SA 对光纤激光器被动锁模的发展具有重要意义. 对于 SA, 最常用的结构为半导体可饱和

* 国家自然科学基金 (批准号: 11875008, 12075034) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jungliu@bupt.edu.cn

吸收镜 (semiconductor saturable absorber mirror, SESAM). 1990 年, Keller 等^[10]就对其可饱和吸收效应进行了研究, SESAM 目前是商业和科研领域较成熟的锁模器件, 但由于其可饱和吸收带宽窄等缺点, 研究人员不断寻找能够进行等效替代的新型材料. 以石墨烯、碳纳米管、过渡金属二卤化物^[11]、钙钛矿薄膜、拓扑材料^[12]等为代表的 SA 均取得了较好的锁模效果, 但制备的 SA 器件的低损伤阈值限制了其应用, 且它的锁模能量与等效 SA 结构相比普遍较低. 因此, 对于光纤激光器 SA 的优化方向一方面是探索高损伤阈值的 SA, 另一方面是从等效 SA 入手, 对于其脉冲偏振过程进行可控制制.

2 高损伤阈值 SA 的全光纤激光器

2.1 高损伤阈值 SA 的制备方法

目前, 高损伤阈值 SA 作为光纤激光器被动锁模技术中的核心器件, 具有损伤阈值高、能实现更高功率和更大能量的激光输出的特点. 基于材料的高损伤阈值 SA 主要利用的是材料本身与光强相关的非线性效应. 早在 20 世纪 70 年代, SA 已被用于被动锁模中, 当入射光脉冲照射到 SA 表面时, 载流子从基态跃迁到激发态, 在激发态下, 基态离子逐渐被耗尽, 激发态离子达到饱和, 此时吸收达到了饱和^[13], 随后激发态离子伴随热稳定过程回到基态, 发出相应光脉冲. 脉冲光在经过 SA 时, 由于 SA 对光强的选择透过性, 使得高强度部分的光通过而低强度的光被滤除, 实现窄化光脉冲的作用.

激光在与材料短时间相互作用的过程中, 容易出现由于 SA 损伤阈值低导致锁模器件损坏的现象, 而通过制备不同特性的高损伤阈值 SA 可解决这一问题. 以二维材料为代表的 SA 因其高损伤阈值特性进入研究者的视野. 传统二维材料制备可由层状材料剥离获得, 由于其只有单原子层厚度或少数原子层厚度, 决定了电子只能从二维平面上运动, 也因此奠定了其优异的物理性质. 随着材料层数的减少, 材料的能带结构及载流子迁移率都会发生相应的改变, 二维材料的原子结构将直接影响材料的线性和非线性光学性能.

目前获得单层或少层二维材料的方法有机械剥离法 (mechanical exfoliation, ME)^[14]、化学气相沉积法 (chemical vapor deposition, CVD)^[15]、脉

冲激光沉积 (pulsed laser deposition, PLD)^[16]、磁控溅射法 (magnetron sputtering, MS)^[17] 和分子束外沿法 (molecular beam epitaxy, MBE)^[18] 等. 迄今为止使用最广泛的方法是 ME 和 CVD. ME 的材料通常具有良好的性能, 通过 ME 得到的单层石墨烯电子迁移率较高. 然而, ME 的方法不适于调控材料的面积和厚度, 无法批量生产. 但 CVD 可以简便地大面积生产二维材料薄膜, 较多研究团队利用 CVD 方法制备了单一材料高损伤阈值的 SA, 并实现了高功率、窄脉宽的激光输出. 为了结合多种二维材料的优异光学特性, 规避材料带隙或能带结构差异巨大带来的缺点, 根据需要定制个性化器件, 较多研究团队进行了异质结材料的研究. 异质结构的提出也有利于实现高损伤阈值 SA 的可控制备. 2018 年, Liu 等^[19]采用 MS 技术制备了 $\text{MoS}_2\text{-Sb}_2\text{Te}_3\text{-MoS}_2$ 异质结, 实现了脉宽 286 fs 的高损伤阈值、高功率、大调制深度、具有良好稳定性的脉冲激光输出.

除了传统材料制备方法外, 有关材料制备中的溶胶-凝胶法因分子水平均匀性较好而引起关注. 2019 年, Chen 等^[20]采用溶胶-凝胶方法制备固态氧化石墨烯—— SiO_2 SA, 其光学损伤阈值高达 50.69 GW/cm^2 , 实现了脉宽 582 fs、最大输出功率 17.58 mW 的脉冲激光. 2020 年, Chen 等^[21]同样将溶胶-凝胶法用于 CNT- SiO_2 测得其损伤阈值为 52.05 GW/cm^2 , 并实现了 456 fs 的孤子锁模脉冲激光输出. 通过溶胶-凝胶法制备出的 SA 很明显具备高损伤阈值的特性, 也将是未来光纤激光器 SA 提高损伤阈值的方法之一.

除了溶胶-凝胶法制备高损伤阈值 SA 之外, 关于无机物衬底的选择也影响着 SA 的特性. 2021 年, Liu 等^[22]通过以氟云母 (fluormica, FM) 为衬底采用 MS 技术制备氮化硼的方法实现了高损伤阈值 SA 的制备, 利用 FM 良好散热性能和较低插入损耗的特点输出了脉宽 237 fs、平均输出功率 35.39 mW 的脉冲激光. 2015 年, Li 等^[23]通过制备硫化钨/FM SA 发现其损伤阈值高达 406 MW/cm^2 , 是硫化钨/聚合物吸收体的 2 倍. 2020 年, Liu 等^[24]也通过制备 $\text{Mo}_2\text{C-FM}$ SA 实现了激光脉冲脉宽和平均输出功率分别为 313 fs 和 64.74 mW 的输出, 并在近红外波段传输率达到 90%. 因此, FM 作为 SA 的衬底不仅极大地提高了 SA 的损伤阈值, 而且对激光脉冲的各项指标优化具有重要意义. 像无机物 SiO_2 除了作为提高损伤阈值的衬底以外, 对

于光纤激光器的非线性效应也具有重要作用, 2020 年, Zhang 等^[25]报道了一种具有多层放大自发辐射 (ASE) 吸收膜的连续波端面泵浦 Nd:YV₀₄ 激光器, 其中的涂层采用的是 SiO₂-Ti-SiO₂-Ti-Au 五层结构, 实验测试显示出良好的 ASE 控制性能. 无论是 SiO₂ 还是 FM, 通过选取不同的耐高温无机物作为 SA 衬底的方法在目前看来可有效提高 SA 的损伤阈值, 对光纤激光器的发展起着关键基础性作用.

无机物衬底与溶胶凝胶法可以有效提高 SA 的损伤阈值, 这一结论在 2021 年得到了进一步的认证. Zhang 等^[26]将无机物二氧化铪与溶胶凝胶技术进行了结合, 研究了其在高温退火情况下的激光损伤阈值表现, 如图 1 所示, 损伤阈值在 353 K 下退火后达到了 31.6 J/cm², 即使 573 K 下退火后, 损伤阈值也可以达到 21.7 J/cm². 这些数据均表明薄膜具有很强的抗激光损伤能力, 并且在高温中可保持较好的稳定性.

2.2 高损伤阈值 SA 的插入腔结构

不同材料作为 SA 材料实现被动锁模的过程中, 与材料自身物理特性相比, SA 插入腔的结构

对于实现锁模具有重要意义, 不同插入腔的结构直接决定了不同 SA 的损伤阈值. 通常实现具有可饱和吸收特性的 SA 有以下方法: “三明治”透射式结构、拉锥光纤式、D 型光纤式、光子晶体光纤式等. SA 插入腔结构如图 2 所示.

“三明治”透射式结构是指材料、法兰、光纤跳线之间形成的结构, 材料有两种形式与光纤跳线结合: 一种是将生成的材料薄膜夹在法兰中间, 另一种是利用光沉积法在光诱导下使材料溶液沉积在跳线表面. 这两种形成“三明治”透射式结构的方法制作简单、成本低、可重复性高, 但其损伤阈值低, 通过采取不同的材料制备方法可进一步提高“三明治”结构 SA 的损伤阈值. 2013 年, Liu 等^[27]采用在光纤端面周围沉积环形 CNT 的方法, 用于倏逝场相互作用, 这种 CNT-SA 将损伤阈值提高了 130%, 实现了脉宽 680 fs、平均功率 30 mW 的锁模脉冲激光输出. 2019 年, Han 等^[28]通过物理气相沉积 (physical vapor deposition, PVD) 方法以 In₂Se₃ 薄片作为 SA 实现了双端面泵浦高功率被动锁模激光器, PVD-In₂Se₃ SA 表现出高于 24 mJ/cm² 的损伤阈值. 同年, Ma 等^[29]采用 CVD 方法制备了

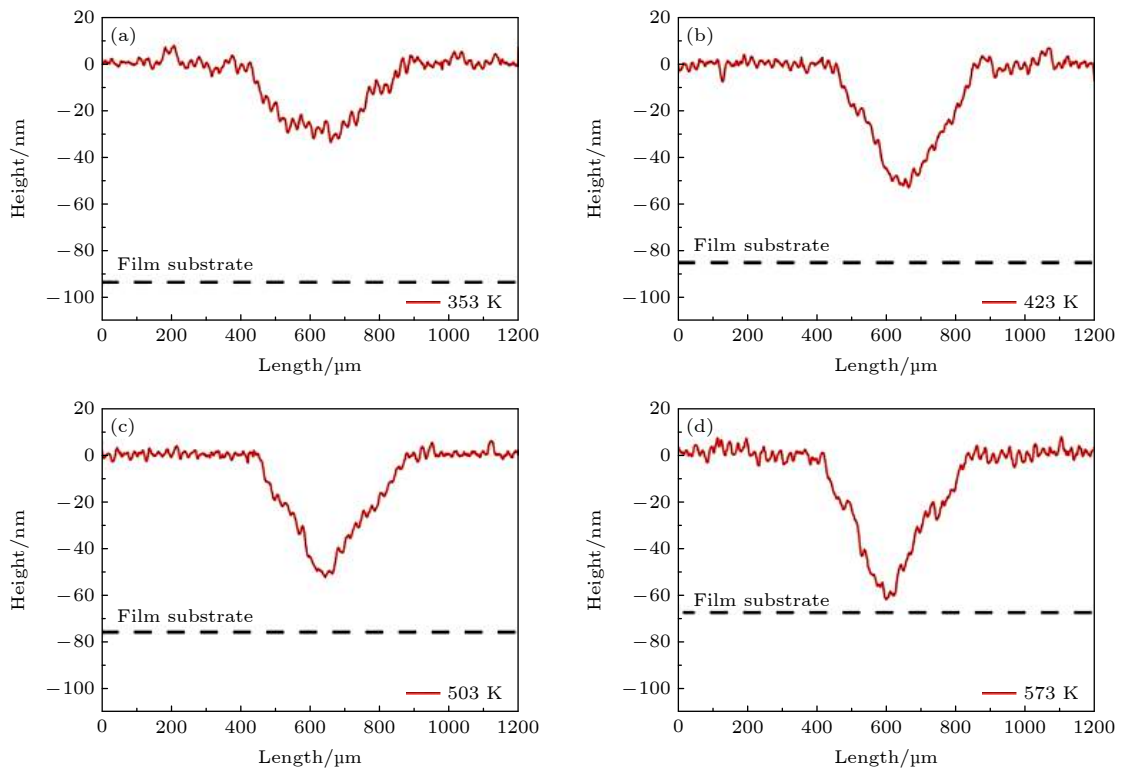


图 1 HfO₂ 薄膜的损伤点深度图 (a) 353 K, 39.2 J/cm²; (b) 423 K, 38.6 J/cm²; (c) 503 K, 36.6 J/cm²; (d) 573 K, 31.7 J/cm²^[26]

Fig. 1. Damage spot depth map of the HfO₂ films: (a) 353 K, 39.2 J/cm²; (b) 423 K, 38.6 J/cm²; (c) 503 K, 36.6 J/cm²; (d) 573 K, 31.7 J/cm²^[26].

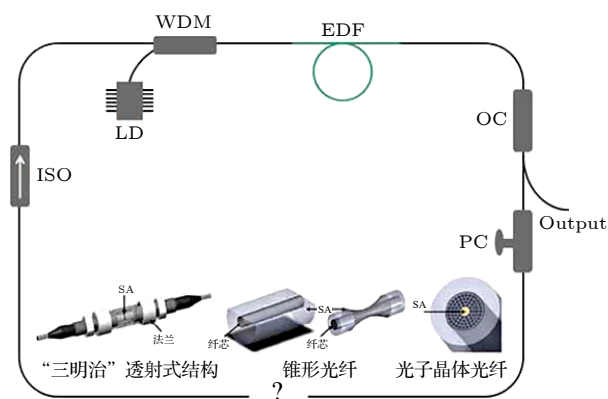


图2 不同SA插入结构的环形腔示意图

Fig. 2. Schematic diagram of annular cavity with different saturable absorber insertion structures.

玻璃-材料-玻璃“三明治”结构,制备了损伤阈值大于 26 mJ/cm^2 的 MoS_2 SA,实现了大功率、高能量锁模光纤激光器. 2021年, Wang等^[30]采用溶胶-凝胶方法,将 Ti-SiO_2 以“三明治”结构插入掺铒光纤激光器,基于溶胶-凝胶玻璃的SA比基于有机薄膜的SA在稳定性方面有了明显改进,其损伤阈值提高了近1个数量级.“三明治”结构的SA由于非线性作用区域较短并且沉积方法存在差异使激光器更易运转在调Q状态,不利于产生锁模超短脉冲.对调Q激光器而言,高损伤阈值SA的选取对于实现可调谐脉冲输出也是研究者关注的重点之一. 2021年, Salam等^[31]基于 Alq_3 在调Q光纤激光器中采用三明治结构,实现了高损伤阈值的多波长可调谐脉冲输出,其覆盖波长范围为 $1520\text{--}1563.5 \text{ nm}$,信噪比达 53 dB .

拉锥光纤和D型光纤是由于光纤制作工艺不同而形成的不同光纤结构,通过利用沉积在光纤锥区材料的光倏逝波效应,增加了光纤非线性作用面积,具有易于散热、可输出高功率激光脉冲的特点,并且少部分光与材料在倏逝场相互作用降低了锁模器件的调制深度,也存在光纤制作难度大、材料沉积不均匀等缺点,但是在很大程度上克服了SA损伤阈值低的问题,也是目前研究者提高SA损伤阈值的方法之一.以拉锥光纤为代表的可饱和吸收体技术较为成熟,2019年, Wu等^[32]通过在拉锥光纤上沉积 $\text{MXene-Ti}_3\text{C}_2\text{T}_x$ 材料制备了简单紧凑的全光纤掺铒孤子和色散管理飞秒孤子激光器,在孤子振荡工作区实现了 597.8 fs ,弱正常色散腔 104 fs 的脉冲激光输出.更为新颖的D型光纤,不仅增大

了与材料间的接触面积,也表现出了很好的性能指标. 2008年, Song等^[33]利用D型光纤倏逝场与CNT结合,实现了 6.5 nJ 的皮秒脉冲输出,该锁模器件可承受 27.7 dBm 的功率. 2020年, Nizamani等^[34]采用抛光轮技术制备D型光纤,并将锡锡氧化物与D型光纤结合,实现了稳定的暗脉冲锁模激光器.为了提高SA的损伤阈值,从而获得高功率高能量脉冲输出,研究人员还将D型光纤与溶胶-凝胶法结合. 2021年, Liu等^[35]采用磁控溅射技术与溶胶-凝胶技术相结合,将 Mo_2C 埋在溶胶凝胶制备的二氧化硅与D型光纤之间,该方法有效解决了材料老化、脱落问题,提高了激光器的损伤阈值和稳定性,实现了脉宽 199 fs 、最大脉冲能量 430.47 nJ 、输出功率 54.13 mW 的锁模脉冲输出.

光子晶体光纤内镶嵌结构是指将材料注入光子晶体光纤内部,有利于增加光纤内部与材料的非线性作用面积,但因其制备工艺难度大、插入损耗大、容易在光子晶体光纤孔隙部分产生模式失真等缺点限制了光子晶体光纤的广泛应用. 2004年, Michaille等^[36]对比了 $8 \mu\text{m}$ 芯径的实芯光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 和空芯光子带隙光纤 (photonic bandgap fiber, PBG) 的激光损伤阈值,发现纤芯为 $8 \mu\text{m}$ 的PBG损伤阈值发生在脉冲能量近 1 mJ 时,其损伤阈值是 $8 \mu\text{m}$ 的PCF的4倍,因此选取合适的PBG对于进一步提高SA的损伤阈值具有重要意义,PCF在提高SA损伤阈值的研究领域内还有较大研究潜力.

目前来看,“三明治”透射式结构的损伤阈值相较于锥形光纤较低,但因制作成本低、制作流程简便的特点依然被广泛使用.“三明治”透射式结构可以通过改变材料衬底和材料的制备工艺入手提高激光器损伤阈值.锥形光纤中的D型光纤中增加了非线性相互作用面积,损伤阈值较高,但是D型光纤存在制备难度大的问题.因此,拉锥光纤是目前较为常用且方便的方法,但是对于锥区长度的精准控制也是未来要关注的方向.而光子晶体光纤因为要将材料注入光纤内部,制备困难,并不是一种非常理想的插入腔结构,但因其大接触面积的特点在其他非线性效应的研究中依然有着不可替代的作用.所以,通过插入腔结构优化SA的损伤阈值更为简便的方法应从两方面入手:一是“三明治结构”优化衬底和材料工艺,二是通过拉锥光纤探索优化方法.

3 高损伤阈值等效 SA 的光纤激光器

等效 SA 主要利用了光纤的非线性效应和光学器件之间的相互作用, 包括非线性偏振旋转^[37] (nonlinear polarization evolution, NPE)、非线性光环形镜^[38] 和非线性多模干涉^[39] 等. 由于等效 SA 自身结构特性使等效 SA 具备高损伤阈值的特点, 为了利用好这一特性并进一步提高损伤阈值, 研究人员对等效 SA 进行了广泛研究.

3.1 非线性偏振旋转

被动锁模技术中, NPE 是附加脉冲锁模 (additive pulse mode locking, APM) 技术的一种, 即两束信号光相干附加而实现锁模. NPE 利用的是光纤中的克尔效应, 通过调节波片来调节光的偏振态, 不同偏振态的激光会产生不同的非线性相移, 利用这种非线性相移差实现可饱和吸收效应进而锁模. NPE 锁模结构如图 3 所示, 由偏振器件、波片和双折射光纤构成^[40].

在空间振荡腔中, 当入射光脉冲经过第一个偏振器后, 光脉冲的偏振态会转换为线偏振态, 再通过 1/4 波片后偏振态由线偏振态转换为椭圆偏振态. 椭圆偏振态的光脉冲在双折射光纤处累积随光强逐渐增大的非线性相移, 光脉冲中心高光强处经历非线性相移后偏振态会发生相应变化, 而光脉冲边翼处由于光强较低, 几乎没有经历非线性相移, 因此偏振态没有发生改变. 当光脉冲再次通过 1/4 波片和第二个偏振器后, 将光强相关的偏振态转换为与光强相关的透过率, 实现调整两个波片间的相对角度达到调节相对透过率的效果. NPE 锁模脉宽可达飞秒量级, 其脉冲宽度可接近增益介质带宽极限, 但存在受环境影响较大、损伤阈值有待

进一步提高的问题.

目前, 为解决 NPE 锁模环境不稳定的问题, 近几年出现了两种解决方案. 一种是采用全保偏 NPE 锁模, 另一种是自动控制 NPE 锁模. 全保偏 NPE 锁模的基本思想是采用全保偏光纤替换激光腔中的标准单模光纤, 通过交叉熔接方法补偿了保偏光纤的双折射效应, 解决了脉冲走离问题, 从而实现稳定锁模^[41]. 2017 年, Szczepanek 等^[42] 通过熔接不同角度的多段保偏光纤达到了全保偏光纤 NPE 锁模的效果. 自动控制 NPE 锁模的基本思想是通过算法与自动控制结合, 通过监测腔内偏振态的变化情况即时反馈到自动偏振控制器件, 根据相应算法进行自动调节. 近几年, 提出的自动控制锁模 NPE 受到广泛关注. 自动控制锁模 NPE 结构是通过调节外部电压, 利用电压对液晶可变器的控制作用, 实现激光器的运转^[43]. 通过演化算法^[44]、类人算法^[45]、深度学习算法^[46] 等寻找锁模状态, 实现自动控制锁模. 自动控制锁模利用色散傅里叶变换技术快速分析光谱, 并与相应算法结合直接观测脉冲切换的过渡态^[47]. 通过以上两种方案, 可以进一步解决 NPE 易受环境影响的问题.

为提高 NPE 损伤阈值, 基于 SA 发展过程中的优势和劣势提出了一种实现 SA 被动锁模的新方法——混合锁模. 基于 NPE 锁模技术的光纤激光器结构简单、输出效率较高、偏振态可控, 但也存在锁模阈值高、难以实现自锁模的缺点, 而通过选取弥补这一缺点的 SA 材料可以实现集成后 SA 损伤阈值的提高和更优的锁模激光输出. 2017 年, Liu 等^[48] 利用 WS_2 高损伤阈值的特性, 提出了将 WS_2 SA 与 NPE 结合的新型混合锁模结构, 如图 4 所示, 实现了 67 fs 的超短锁模脉冲输出, 脉冲光谱 3 dB 带宽达 114 nm.

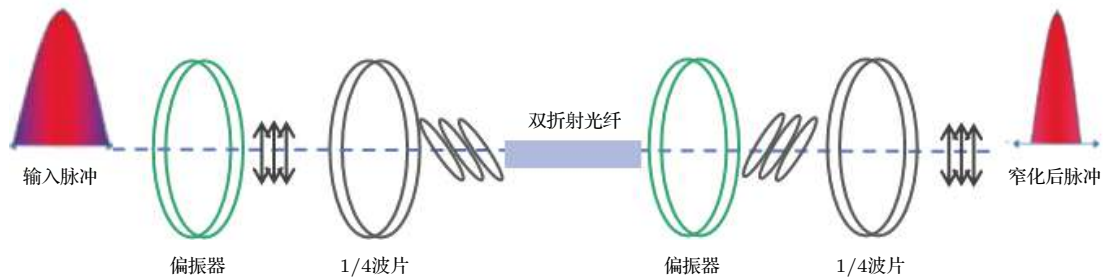


图 3 NPE 锁模偏振态示意图

Fig. 3. Schematic diagram of nonlinear polarization evolution mode-locked polarization state.

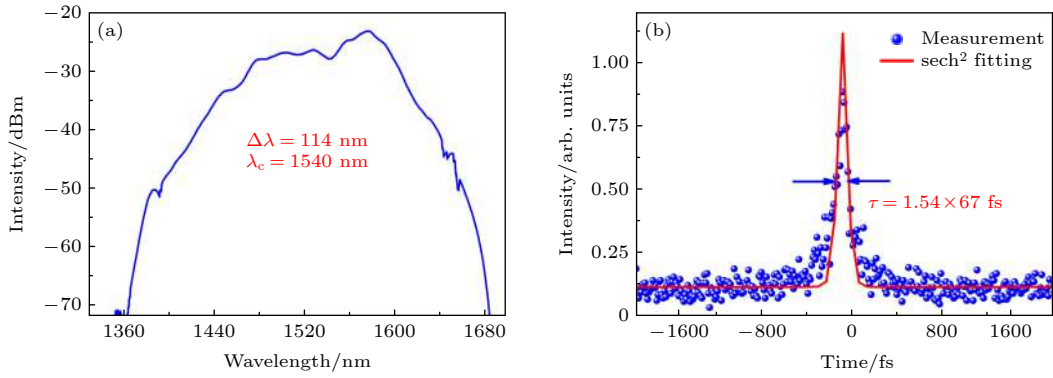


图 4 拉锥光纤 WS_2 SA 被动锁模掺铒光纤激光器的实验结果 (a) 脉冲光谱, 中心波长 1540 nm 的 3 dB 带宽为 114 nm; (b) 脉冲宽度为 67 fs^[48]

Fig. 4. Experimental results of the passively mode-locked EDF laser with the fiber-taper WS_2 SA: (a) Optical spectrum of the generated pulses. The 3 dB spectral width is 114 nm at 1540 nm. (b) Intensity autocorrelation trace with 67 fs pulse duration^[48].

混合锁模的结构原理图如图 5 所示. 利用混合锁模结构的高损伤阈值特性实现飞秒量级脉冲已经被研究人员广泛关注. 2017 年, Chernysheva 等^[49]通过双壁 CNTs 和 NPE 实现了锁模掺铒光纤激光器中多孤子复合物的产生, 利用双壁 CNTs 的高损伤阈值特性, 产生了 560 fs 双孤子束缚态孤子脉冲. 2020 年, Ma 等^[50]利用 V_2CT_x 纳米片高损伤阈值特性将其作为新型 MXene 制备 SA, 通过使用 V_2CT_x 纳米片与 NPE 实现混合被动锁模, 产生 72 fs 的脉宽、71 dB 的信噪比脉冲输出, 实现了 NPE 稳定锁模. 同年, Pang 等^[51]采用零维材料 Fe_3O_4 纳米颗粒与 NPE 结合作为快饱和和吸收体实现了掺铒光纤激光器自启动混合锁模, 产生了 361 fs 的锁模激光. 但是由于 PVA 是一种有机材料, 在高功率激光照射下很容易损坏^[52], 其损伤阈值低的特点限制了激光器的发展. 因此, 为解决 Fe_3O_4 /PVA 的激光损伤阈值低的特点, 对于衬底材料的选取将是接下来的优化方向. 混合锁模结构可以充分利用等效 SA 结构高损伤阈值的特点, 结

合具有大调制深度的材料, 从而实现综合性能优异的脉冲激光输出.

3.2 非线性光环形镜

非线性光环形镜 (nonlinear optical loop mirror/nonlinear amplifying loop mirror, NOLM/NALM) 是一种性能优异的等效 SA 结构, NOLM 和 NALM 具有响应时间短、损伤阈值高、可实现全保偏等优点, 是光纤激光器中具有发展潜力的锁模器件之一. NOLM 锁模激光器是通过光脉冲在 Sagnac 环中运行时产生的非线性相移差来实现锁模, 结构如图 6 所示. 当输入脉冲经过分光比为 $C : (1 - C)$ 的耦合器后被分为 Pc1 和 Pc2 两束强度不同的光脉冲, 两束光脉冲在经过环形腔汇聚到耦合器输出端时累积了不同大小的非线性相移. 此时, NOLM 结构具备了 SA 的作用, 对不同光强具有选择通过性, 耦合器对高光强的脉冲透光率更高, 低光强脉冲被滤除, 因此可等效为 SA^[53].

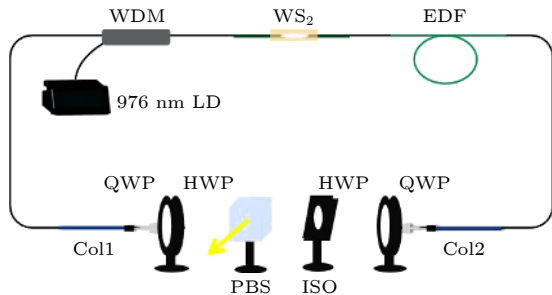


图 5 混合锁模结构示意图

Fig. 5. Schematic diagram of hybrid mode locking structure.

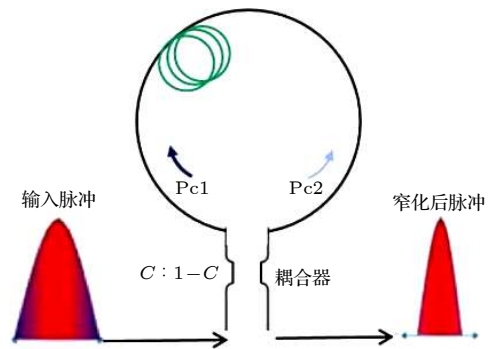


图 6 NOLM 可饱和吸收原理图

Fig. 6. Schematic diagram of nonlinear optical loop mirror saturable absorption.

耦合器不同的分光比配置会影响脉冲能量大小, 非线性环形镜的非线性相移来源于光脉冲光强大小的差异. 若非线性相移来自增益光纤的放大作用, 则称作非线性放大镜. 若非线性相移来源于增益光纤的吸收作用, 则称作非线性光吸收镜. 基于 NOLM 的锁模技术对激光脉冲的偏振态非常敏感, 但 NOLM 具有高损伤阈值的优点, 其受环境影响小、满足多波段锁模等优点被广泛研究. 2012 年, Agüergaray 等^[54]对 NOLM 全保偏锁模结构进行了研究, 实现了 10 MHz 重复频率、344 fs 脉宽、0.3 nJ 单脉冲能量的锁模激光输出. 次年, 该团队通过优化腔内参数实现了 10 MHz 重复频率、120 fs 脉宽、4.2 nJ 单脉冲能量的脉冲输出, 脉冲宽度明显被窄化, 实现了单脉冲能量 14 倍的提升, 并提出了增加单模光纤长度、降低重复频率以实现高能量激光输出的方案^[55]. 2018 年, Yu 等^[56]通过优化环形腔主环路的单模光纤长度, 实现了 93 fs 脉宽、10 nJ 单脉冲能量、6 MHz 重复频率的锁模激光输出. 2020 年, Deng 等^[57]通过搭载 NALM 环, 优化泵浦参数, 实现了 191 mW 的平均输出功率、22 nJ 的单脉冲能量、195 fs 的超窄脉宽、8.7 MHz 重复频率的锁模激光输出. 2021 年, Deng 等^[58]基于 NALM 锁模全正色散激光器研究了脉冲孤子起振的非线性动力学方程, 发现并记录了脉冲孤子的建立过程.

3.3 非线性多模干涉

渐变多模光纤 (graded index multimode fiber, GIMF) 由于其本身的非线性效应、时空光孤子以及非线性多模干涉效应等引起研究人员的关注. 2013 年, Nazemosadat 和 Mafi^[59]对 GIMF 中的非线性多模干涉效应进行了研究, 并采用单模光纤-渐变多模光纤-单模光纤 (SMF-GIMF-SMF) 的结构, 指出该结构可用于非线性调制、光信号处理、激光器 SA. 其结构如图 7 所示.

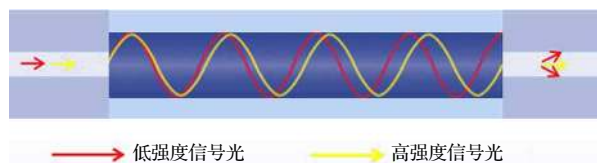


图 7 非线性多模干涉可饱和吸收原理图

Fig. 7. Schematic diagram of saturable absorption of nonlinear multimode interference.

当入射光从标准单模光纤 (single mode fiber, SMF) 传输到 GIMF 时, 因为光纤端面处发生模式耦合激发出高阶模, GIMF 中由于不同模式强度的光会受到不同的 SPM (self-phase modulation), XPM (cross-phase modulation) 调制从而发生多模干涉. 当激光通过该器件时能够发生稳定的 NL-MMI (nonlinear multimode interference), 使高强度的光进入 SMF, 并在激光腔中振荡形成脉冲输出, 而低强度的光没有发生多模干涉效应的光从 SMF 的包层中渗透出去. NL-MMI 的存在使 SMF-GIMF-SMF 结构具有可饱和吸收效应, 对光强具有选择透过性, 可以使发生 NL-MMI 的强光透过, 弱光被滤除. 到目前为止, GIMF 长度的调控限制了非线性多模干涉发展, 但通过匹配不同光纤引发非线性多模干涉效应可以观察到多种孤子分子动力学现象. 2018 年, Tegin 等^[60]采用 SMF-GIMF-SMF 的结构在全正色散光纤锁模光纤激光器中实现了经腔外压缩后脉宽 276 fs、重复频率 44.25 MHz 的锁模脉冲输出. 同年, Zhao 等^[61]通过实验观察基于非线性多模干涉的饱和吸收体束缚孤子, 利用阶跃折射光纤 SIMF (step-index multimode fiber) 和渐变折射光纤作为 SA 观察到同相和反相双孤子束缚态. 2021 年, Chen 等^[62]基于 NL-MMI 效应给出了金兹堡-朗道方程的激光物理模拟方法, 揭示了从暗脉冲到亮脉冲的转换以及谐波脉冲产生的基本原理, 在掺铒光纤激光器中实现了暗脉冲到单亮脉冲和谐波亮脉冲的过渡. 同年, Gan 等^[63]通过制备具有高损伤阈值的 GIMF-SIMF-GIMF SA, 将 SA 插入一个具有负色散的掺铒光纤激光腔中, 产生了脉宽 540 fs 的孤子, 并解释了连续可调的高阶孤子的产生. 通过近些年来的实验研究可以发现, 以 NL-MMI 效应为代表的等效 SA 与激光脉冲质量以及孤子动力学现象都具有密不可分的联系^[64], 从根本上提高等效 SA 的损伤阈值将有助于光纤激光相关领域的全面推进.

4 结 论

光纤激光器在国家基础设施的各个领域都起到了重要作用, SA 作为光纤激光器核心器件, 其性能指标的优化对于激光器发展具有重大意义. 本文重点介绍了高损伤阈值 SA 国内外研究现状. 新技术的产生和原有技术的优化都对实现超快激光

起到了非常大的推动作用, 光纤激光器损伤阈值的不断优化将进一步拓宽其应用范围. 激光器更窄的脉冲宽度、更高的输出功率、更高的重复频率、脉冲形状的优化、脉冲波长范围的拓展都依赖于SA损伤阈值的提高, 未来高损伤阈值SA将是研究人员关注的重点领域. 同时, 光纤激光器的全光纤化、小型化、集成化和全国产化解决“卡脖子”难题也是未来的发展方向, 多元化的高损伤阈值SA结构将为光纤激光器的发展提供更多的技术支撑.

参考文献

- [1] Wang X Z, Wang Z H, Wang Y Y, Zhang X, Song J J, Wei Z Y 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 074202
- [2] Jiang J W, Fang S B, Zhang Z Y, Zhu J F, Han H N, Chang G Q, Wei Z Y 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 054201
- [3] Ning F J, Li Z Y, Tan R Q, Hu L M, Liu S Y 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 034203
- [4] Xing Z Q, Zhou Y J, Liu Y H, Wang F 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 027302
- [5] Ni X, Jia K P, Wang X H, et al. 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 064201
- [6] Keller U 2003 *Nature* **424** 831
- [7] Wang J S, Zhang Y, Wang J L, Wei Z Y, Chang G Q 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 034206 (in Chinese) [王井上, 张瑶, 王军利, 魏志义, 常国庆 2021 物理学报 **70** 034206]
- [8] Lv R C, Teng H, Song J J, Kang R Z, Zhu J F, Wei Z Y 2021 *Chin. Phys. B* **30** 094206
- [9] Fermann M E, Hofer M, Haberl F, Craig-Ryan S P 1990 *Electron. Lett.* **26** 1737
- [10] Keller U, Knox W H, Roskos H 1990 *Springer Berlin Heidelberg* **53** 69
- [11] Yu Q, Guo K, Chen J, Wang T, Wang J, Shi X Y, Wu J, Zhang K, Zhou P 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184208 (in Chinese) [俞强, 郭琨, 陈捷, 王涛, 汪进, 史鑫尧, 吴坚, 张凯, 周朴 2020 物理学报 **69** 184208]
- [12] Hao Q Q, Zong M Y, Zhang Z, Huang H, Zhang F, Liu J, Liu D H, Su L B, Zhang H 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 184205 (in Chinese) [郝倩倩, 宗梦雨, 张振, 黄浩, 张峰, 刘杰, 刘丹华, 苏良碧, 张晗 2020 物理学报 **69** 184205]
- [13] Valdmanis J A, Fork R L 1986 *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 112
- [14] Novoselov K S, Geim A K, Morozov S V, et al. 2004 *Science* **306** 666
- [15] Delhaes P 2002 *Carbon* **40** 641
- [16] Ji D X, Cai S H, Paudel T R, et al. 2019 *Nature* **570** 87
- [17] Cicily Rigi V J, Jayaraj M K, Saji K J 2020 *Appl. Surf. Sci.* **529** 147158
- [18] Arthur J R 1980 *At & T Tech. J.* **10** 157
- [19] Liu W J, Zhu Y N, Liu M L, Wen B, Fang S B, Teng H, Lei M, Liu L M, Wei Z Y 2018 *Photonics Res.* **6** 220
- [20] Chen Z, Wang H, Wang Y, Lv R, Yang X, Wang J, Li L, Ren W 2019 *Carbon* **144** 737
- [21] Chen Z, Wang Y, Lv R, Liu S, Wang Y 2020 *Opt. Fiber Technol.* **58** 102189
- [22] Liu S C, Lv R D, Wang Y G, Shang S G, Ren W, Xu Q 2021 *J. Mater. Chem. C* **9** 9021
- [23] Li L, Jiang S Z, Wang Y G, Wang X, Duan L N, Mao D, Li Z, Man B Y, Si J H 2015 *Opt. Express* **23** 28698
- [24] Liu S, Wang Y, Lv R, Wang J, Duan L 2020 *Nanophotonics* **9** 2523
- [25] Zhang Z F, Li S, Li Y, Kou Y, Liu K, Lin Y Y, Yuan L, Xu Y T, Peng Q J, Xu Z Y 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 064203
- [26] Zhang M, Zhu Y, Li D, Feng P, Xu C 2021 *Appl. Surf. Sci.* **554** 149615
- [27] Liu H H, Yang Y, Chow K K 2013 *Opt. Express* **21** 18975
- [28] Han X, Zhang H, Jiang S, Zhang C, Li D, Guo Q, Gao J, Man B 2019 *Nanomaterials* **9** 1216
- [29] Ma P, Lin W, Zhang H, Xu S, Yang Z 2019 *IEEE Photonics J.* **11** 1
- [30] Wang Y, Song C, Zhang H, Jin L, Xu Y, Ma X, Zou Y 2022 *Opt. Laser Technol.* **145** 107542
- [31] Salam S, Nizamani B, Yasin M, Harun S W 2021 *Results Opt.* **2** 100036
- [32] Wu Q, Jin X, Chen S, Jiang X, Hu Y, Jiang Q, Wu L, Li J, Zheng Z, Zhang M, Zhang H 2019 *Opt. Express* **27** 10159
- [33] Song Y W, Yamashita S, Maruyama S 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 137
- [34] Nizamani B, Salam S, Jafry A A A, et al. 2020 *Chin. Phys. Lett.* **37** 054202
- [35] Liu S, Shang S, Lv R, Wang Y, Wang J, Ren W, Wang Y 2021 *ACS Appl. Mater. Interfaces* **13** 19128
- [36] Michaille L F, Taylor D M, Bennett C, Shepherd T J, Jacobsen C, Hansen T P 2004 *Physica A* **5618** 30
- [37] Fermann M E, Andrejco M J, Silberberg Y, Stock M L 1993 *Opt. Lett.* **18** 894
- [38] Doran N J, Wood D 1988 *Opt. Lett.* **13** 56
- [39] Qi Y, Liu M, Luan N, Yang S, Bai Z, Yan B, Lu Z 2022 *Infrared Phys. Technol.* **121** 104017
- [40] Zhao L M, Lu C, Tam H Y, Wai P, Tang D Y 2009 *Appl. Opt.* **48** 5131
- [41] Wang Y Z, Zhang L Q, Zhuo Z, Guo S Z 2016 *Appl. Opt.* **55** 5766
- [42] Szczepanek J, Karda's T M, Radzewicz C, Stepanenko Y 2017 *Opt. Lett.* **42** 575
- [43] Wang Y, Wang C, Zhang F, Guo J, Ma C, Huang W, Song Y, Ge Y, Liu J, Zhang H 2020 *Rep. Prog. Phys.* **83** 116401
- [44] Andral U, Fodil R S, Amrani F, Billard F, Hertz E, Grelu P 2015 *Optica* **2** 275
- [45] Pu G, Yi L, Zhang L, Hu W 2019 *Optica* **6** 362
- [46] Baumeister T, Brunton S L, Kutz J N 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 617
- [47] Pu G, Yi L, Zhang L, Luo C, Li Z, Hu W 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 1
- [48] Liu W J, Pang L H, Han H N, Liu M L, Lei M, Fang S B, Teng H, Wei Z Y 2017 *Opt. Express* **25** 2950
- [49] Chernysheva M, Bednyakova A, Al Araiimi M, et al. 2017 *Sci. Rep.* **7** 1
- [50] Ma C, Huang W, Wang Y, Adams J, Wang Z, Liu J, Zhang H 2020 *Nanophotonics* **9** 2451
- [51] Pang L, Wang R, Li L, Wu R, Lv Y 2020 *Infrared Phys. Technol.* **110** 103444
- [52] Dou Z Y, Zhang B, Cai J H, Hou J 2020 *Chin. Phys. B* **29** 094201
- [53] Santiago-Hernandez H, Pottiez O, Duran-Sanchez M, et al. 2015 *Opt. Express* **23** 18840
- [54] Agueraray C, Broderick N G, Erkintalo M, Chen J S, Kruglov V 2012 *Opt. Express* **20** 10545
- [55] Agueraray C, Hawker R, Runge A F, Erkintalo M, Broderick N G 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 3550
- [56] Yu Y, Teng H, Wang H B, Wang L N, Zhu J F, Fang S B,

- Chang G Q, Wang J L, Wei Z Y 2018 *Opt. Express* **26** 10428
 [57] Deng D, Zhang H, Gong Q, He L, Li D, Gong M 2020 *Opt. Laser Technol.* **125** 106010
 [58] Deng D, Zhang H, Zu J, Chen J 2021 *Opt. Lett.* **46** 1612
 [59] Nazemosadat E, Mafi A 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 1357
 [60] Te'gin U, Orta c B 2018 *Opt. Lett.* **43** 1611
 [61] Zhao F Y, Wang H S, Hu X H, Wang Y S, Zhang W, Zhang T, Sun C D, Yan Z J 2018 *Laser Phys. Lett.* **15** 115106
 [62] Chen G W, Wang H G, Zhu J, Li H Y, Zhu L Q 2021 *Infrared Phys. Technol.* **112** 103607
 [63] Gan Y P, Wu Q C, Yao Y, Liu C Y, Fu Y P, Yang Y F, Tian J J, Xu K 2021 *Opt. Commun.* **479** 126441
 [64] Huang L, Zhang Y S, Cui Y D 2021 *Chin. Phys. B* **30** 114203

SPECIAL TOPIC—Micro-nano photoelectron and laser

Research progress of mode-locked pulsed fiber lasers with high damage threshold saturable absorber^{*}Cui Wen-Wen Xing Xiao-Wei Xiao Yue-Jia Liu Wen-Jun[†]

(State Key Laboratory of Information Photonics and Optical Communications, School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

(Received 31 December 2021; revised manuscript received 11 January 2022)

Abstract

As the basic hardware to promote the development of various fields, fiber laser has great development potential in rail transit, optical communication, new material manufacturing, power battery processing, military defense, medical treatment, and other fields. As the core device of passively mode-locked fiber laser, a high damage threshold saturable absorber plays a decisive role in achieving high power, ultrashort pulse duration, and high energy laser output for a fiber laser. For saturable absorbers of traditional materials and structures, the spot size of light acting on the material is almost the same as the exit diameter of the optical fiber, which is easy to exceed the damage threshold of the saturable absorber and lead to damage. To improve the damage threshold of saturable absorbers, the structure of saturable absorbers based on both real materials and traditional saturable absorbers can be optimized. On the one hand, the preparation technology of the saturable absorber is adjusted, such as using the sol-gel method, which has a good effect on improving the damage threshold of the saturable absorber. Moreover, different materials are selected and used as substrates, such as the use of inorganic materials as material substrates and the selection of a variety of insertion cavity structures, such as “sandwich” transmission structures, tapered fibers, and photonic crystal fibers. These methods are of great significance in improving the damage threshold of the real material saturable absorber and realizing pulsed laser with excellent performance and high stability. On the other hand, the equivalent saturable absorber structure is used to improve the damage threshold and optimize the laser performance, such as hybrid mode-locked structure and nonlinear multimode interference. The continuous optimization of the fiber laser damage threshold will further expand its application range. Therefore, it is important to adjust the preparation process and insert the cavity structure of saturable absorbers for improving the damage threshold of the saturable absorber and achieving high performance and stability of the pulsed laser. This paper reviews the research status of high damage threshold saturable absorbers at home and abroad, summarizes the latest methods to improve material damage threshold and the latest research progress of equivalent saturable absorbers, and also points out the future development direction of high damage threshold saturable absorbers.

Keywords: ultrafast fiber laser, saturable absorber, high damage threshold**PACS:** 42.55.Wd, 42.65.Re, 42.70.Hj**DOI:** 10.7498/aps.71.20212442^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11875008, 12075034).[†] Corresponding author. E-mail: junglin@bupt.edu.cn



脊型悬浮波导布里渊激光器

王武越 于宇 李云飞 王永 李凯 王志永 宋长禹 李森森 李宇海 刘彤宇 闫秀生 王雨雷 吕志伟

Ridge-type suspended waveguide Brillouin laser

Wang Wu-Yue Yu Yu Li Yun-Fei Wang Gong Li Kai Wang Zhi-Yong Song Chang-Yu Li Sen-Sen
Li Yu-Hai Liu Tong-Yu Yan Xiu-Sheng Wang Yu-Lei Lü Zhi-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 024203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211539

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211539>

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

基于一维耦合腔光子晶体的声光可调谐平顶滤波器的研究

Acousto-optic tunable flat top filter based on one-dimensional coupled-cavity photonic crystals

物理学报. 2021, 70(5): 054208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201461>

内腔亚波长光栅液晶可调谐垂直腔面发射激光器

Liquid crystal tunable vertical cavity surface emission laser with inner cavity sub-wavelength grating

物理学报. 2021, 70(22): 224208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210957>

高精度双斜坡辅助式混沌布里渊光纤动态应变传感

High-accuracy dual-slope-assisted chaotic Brillouin fiber dynamic strain measurement

物理学报. 2021, 70(10): 100704 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201892>

广义布里渊区与非厄米能带理论

Generalized Brillouin zone and non-Hermitian band theory

物理学报. 2021, 70(23): 230307 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211908>

基于声学超材料的低频可调吸收器

A kind of tunable acoustic metamaterial for low frequency absorption

物理学报. 2019, 68(3): 034301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181908>

铅卤钙钛矿法布里-珀罗谐振腔激光器

Lead halide perovskites Fabry-Pérot resonant cavity laser

物理学报. 2021, 70(5): 054205 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201302>

专题: 微纳光电子与激光

脊型悬浮波导布里渊激光器*

王武越¹⁾²⁾ 于宇^{1)2)†} 李云飞¹⁾²⁾ 王秉¹⁾²⁾ 李凯¹⁾²⁾ 王志永¹⁾²⁾宋长禹¹⁾²⁾ 李森森³⁾ 李宇海³⁾ 刘彤宇³⁾ 闫秀生³⁾王雨雷¹⁾²⁾ 吕志伟¹⁾²⁾

1) (河北工业大学, 先进激光技术研究中心, 天津 300401)

2) (河北省先进激光技术与装备重点实验室, 天津 300401)

3) (光电信息控制和安全技术重点实验室, 天津 300308)

(2021 年 8 月 22 日收到; 2021 年 9 月 14 日收到修改稿)

众所周知, 具有高布里渊增益的片上波导在光子学领域具有广泛的应用. 硅基片上布里渊激光器被广泛应用到频率可调谐激光发射、锁模脉冲激光器、低噪声振荡器和光学陀螺仪等领域. 然而, 在硅基布里渊激光器中实现布里渊激光输出往往需要较长的波导长度, 不利于片上集成. 本文提出了一种新型的波导结构, 由硫族化物 As_2S_3 矩形和一个空气细缝组成. 由于空气细缝的存在, 辐射压力使布里渊非线性的增强远远超过了仅由材料非线性产生的增强. 使得布里渊增益达到了 $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 相比之前报道的后向受激布里渊散射 (SBS) 增益 ($2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$) 扩大了将近 10 倍, 产生了 4.2—7.0 GHz 范围的声子频率调谐, 该方法为设计用于前向 SBS 的纳米级光波导提供了新的思路, 同时这种增强的宽带相干声子发射为片上 CMOS 信号处理技术的混合铺平了道路.

关键词: 布里渊增益, 空气细缝, 可调谐

PACS: 42.65.Es, 42.65.Wi, 42.82.Bq, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.71.20211539

1 引言

受激布里渊散射 (SBS) 是一种三阶非线性光学过程, 是利用介质内的两种光子相互作用产生新的光子和声子, 因此利用 SBS 效应可以实现声波和光波之间的相互作用, 从而产生更高频率的光子和声子. 自 20 世纪 50 年代以来, SBS 效应已经应用于许多光学领域, 并取得了重大突破, 例如, 基于 SBS 效应的分布式传感^[1,2]、慢光和快光^[3,4]、微波光子学^[5-7]、窄线宽布里渊激光器^[8,9]等各种应用. 但是, 目前用来实现 SBS 效应的传统光纤波导, 往往都具有较远的传输距离, 传统光纤波导不

仅消耗了大量的资源, 同时也不符合小型化、集成化的发展理念. 在集成光子学的设计中, 硅是纳米光子器件最理想的平台, 因为它与互补金属氧化物半导体 (CMOS) 兼容, 后者提供大规模制造技术^[10]. 2014 年, Laer 课题组^[11]提出一种硅狭缝波导的理论最大值可达到 $1.1 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. 2018 年, Jouybari^[12]采用了带衬底的狭缝波导, 实现了 $12127 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 的布里渊增益. 2019 年, 路元刚课题组^[13]设计了一种新型的硅-硫空气细缝结构, 尺寸达到 μm 量级, 实现了较高的布里渊增益, 达 $2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. 但是由于硅高硬度的性质, 声波很难在绝缘层上硅 (SOI) 波导中被引导^[12]. 因此抑制了声子和光子之间的相互作用, 进而影响了 SBS

* 国家自然科学基金 (批准号: 62075056, 62004059, 62005074, 61927815) 和重点实验室基金 (批准号: 61421070302) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yuyu1990@hebut.edu.cn

效应. 由于 As_2S_3 的光弹性系数 $p_{11} = 0.25$, $p_{12} = 0.24$, 因此在横向力和纵向力都会产生 SBS 增益, 导致 As_2S_3 产生了相比于其他材料更高的增益. 为了更好地激发强光子-声子相互作用, 研究人员提出了多种不同的光波导模型结构, 包括脊型波导、悬浮波导、带 Er^{3+} 的圆环、以及靶心模型, 这些模型使得 FSBS 效应可以在微纳米级尺寸下实现, 但脊型波导一般需要设计成跑道的形状, 因此达到了 cm 的量级, 不利于小型化. 因此, 需要提出一种更完善的设计方案来获得更高的布里渊增益, 尤其是高集成、可调谐性强的片上布里渊激光器^[13].

因此本文设计了一种特殊的悬浮波导, 通过正向布里渊散射 (受激多模态布里渊散射), 将光场以不同的光学空间模式进行耦合, 由于该波导结构的特殊性, 使得 As_2S_3 的外表面全是空气层, 较大的折射率差距将光场更好地限制在空气细缝中内, 实现了较大的布里渊增益, 达到 $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$. 此外, 该波导系统具有更好的集成性, 利用光子-声子的转换, 实现频率的可调谐性, 在通信方面产生新型信号源开辟了一条新的途径.

2 物理模型

前向布里渊散射 (FSBS) 波导中 FSBS 是泵浦光、Stokes 光或 anti-Stokes 光和声波直接发生的相互作用^[14,15], 更具体来说, 在 FSBS 过程中, 光场是同向传播的, 散射过程中声子的传播方向与光场的传播方向是相互垂直的^[16–18]. 在 FSBS 过程中, 应满足相位匹配条件, 即能量和动量守恒应满足如下条件:

$$k_A = k_p - k_s, \quad (1)$$

$$\Omega = \omega_p - \omega_s. \quad (2)$$

对于 FSBS 过程, 假设泵浦光和 Stokes 光的传播方向均为 z 轴, 因此泵浦光和 Stokes 光的光波场可以写成:

$$E_p(z, t) = \tilde{E}_p(x, y) e^{i(k_p z - \omega_p t)}, \quad (3)$$

$$E_s(z, t) = \tilde{E}_s(x, y) e^{i(k_s z - \omega_s t)}, \quad (4)$$

其中 $E_p(z, t)$ 为泵浦光场, $E_s(z, t)$ 为 Stokes 光场. 利用小信号近似, 假设在波导中泵浦功率大于 Stokes 信号光功率条件下, 泵浦光和 Stokes 信号光之间的耦合作用应该满足^[19]:

$$\frac{dP_p}{dz} = -(\alpha + \beta P_p + \gamma P_p^2) P_p, \quad (5)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = (\alpha - g P_p + 2\beta P_p + \gamma P_p^2) P_s, \quad (6)$$

式中 P_p 和 P_s 为泵浦光和 Stokes 光的功率, α 为光波的线性损耗, β 和 γ 分别为由双光子吸收引起的非线性损耗系数和由自由载流子吸收效应引起的非线性损耗系数, 在 (6) 式中 g 表示所有单个声学模式的 SBS 增益谱之和, 具有洛伦兹形状, 可表示为^[17]

$$g(\Omega) = \sum_m G_m \frac{(\Gamma_m/2)^2}{(\Omega - \Omega_m) + (\Gamma_m/2)^2}, \quad (7)$$

其中 Ω_m 表示没有声损时, 声学模式本征方程的本征频率. Γ_m 是包含声损时的声膜损耗系数^[13], Γ_m 值取决于机械质量系数 Q_m , 表达式可以表示为 $Q_m = \Omega_m / \Gamma_m$ ^[20], 下标 m 代表第 m 次声学模式 ($m = 1, 2, 3 \dots$)^[13].

考虑声损耗的情况, 每个 u_m 的 SBS 增益系数谱的峰值可以简化为^[20]

$$G_m = \frac{2\omega Q_m}{\Omega_m^2 V_{gp} V_{gs}} \frac{|\langle f, u_m \rangle|^2}{\langle E_p, \varepsilon E_p \rangle \langle E_s, \varepsilon E_s \rangle \langle u_m, \rho u_m \rangle}, \quad (8)$$

其中 V_g 代表的是光学群速度, ε 和 ρ 分别是电导率和质量密度, f 是泵浦波和 Stokes 波总光学力, $\langle f, u_m \rangle = \int f^* \cdot u_m ds$ 是总光学力^[21] 和第 m 个光学本征模之间的重叠积分, 代表了光学机械耦合的强度^[22].

声位移场由总光学力引起^[13], 应满足 (1) 式和 (2) 式^[13] 的相位匹配条件. 要计算 u_m , 在各向同性介质中可忽略弹性损耗, 理想的声学方程应该满足:

$$-\rho \partial_t^2 u_i + \sum_{jkl} \partial_j c_{ijkl} \partial_k u_l = -f_i, \quad (9)$$

其中 c_{ijkl} 表示光弹张量, u_i 和 f_i 分别为声场位移分量和总光力. 方程中 ∂_j 为沿 j 方向的第 j 个空间方向的导数, 其中 $j \in \{x, y, z\}$ ^[13]. 当 (9) 式中没有驱动力 f_i 时, 可以获得不同模式下的声场位移分量 u_{mi} . 混合声波 (HAW), 包括剪切波和在波导结构中激励纵向位移分量.

为了进一步清楚表示 (8) 式, 可以将 (8) 式改写为

$$G_m = C_{OT_m} |Q_{Cm}|^2, \quad (10)$$

其中, $Q_{Cm} = \langle f, u_m \rangle$ 表示光机械耦合作用对 G_m 的影响, 而 $C_{OTm} = C_{FVm} C_{EFm}$ 为其他因素 (包括光群速度、材料质量因子、光能流和声能流) 对 G_m 的影响作用. (10) 式中,

$$C_{FVm} = \frac{2\omega Q_m}{\Omega_m^2 \nu_{gp} \nu_{gs}}$$

$$C_{EFm} = \frac{1}{\langle E_p, \varepsilon E_p \rangle \langle E_s, \varepsilon E_s \rangle \langle u_m, \rho u_m \rangle}.$$

从上面表达式中的两个参数可以看到, 在波导结构中, 角频率和群光波的速度, 光波和声波的能量流, 以及波导材料的因素均与 C_{OTm} 有关.

在脊型波导结构中, 光机耦合过程中单个光力 f^n [13] 与单个 m 阶声本征模之间所有重叠积分的线性和可以表示为

$$Q_{Cm} = \sum_n \langle f^n, u_m \rangle. \quad (11)$$

值得注意的是, 单个重叠积分的贡献依赖于不同类型的光力, 它们的相对位相直接受干涉效应的影响. 要计算 (8) 式并得到纳米级光波导中的 SBS 增益系数, 需要考虑电致伸缩力和辐射压力两个主要因素, 即 $F_{\text{Total}} = F_{\text{PE}} + F_{\text{MB}}$. 电致伸缩是外加电场激发的机械应变的二次响应. 电致伸缩力的第 i 个分量定义为 [23]

$$F_{\text{PE}} = - \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial j} \sigma_{ij}, \quad (12)$$

其中 σ_{ij} 为电致伸缩张量, 可以将其表示为 [24]

$$\sigma_{ij} = -\frac{1}{4} \varepsilon_0 \varepsilon_r^2 p_{ijkl} (E_{pk} E_{sl}^* + E_{pl} E_{sk}^*), \quad (13)$$

其中, p_{ijkl} 是材料光弹性张量的元素, ε_r 和 ε_0 为相对介电常数和真空介电常数. 辐射压力作用于 ε_r 的梯度不等于零的边界. 可以由两种材料之间的麦克斯韦应力张量 (MST) 推导出, 可以表示为

$$T_{ij} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left(E_i E_j - \frac{1}{2} \sigma_{ij} E^2 \right). \quad (14)$$

对于水平方向不变的波导, 只有该力的横向分量才对 SBS 增益系数有贡献.

3 结果讨论

基于上面所推导的公式基础, 本文设计了一种带有空气细缝的悬浮波导, 采用铌酸锂作为中间介质来实现光子-声子相互作用. 利用 COMSOL 来

模拟模间 FSBS 效应, 其中主要的影响因素是电致伸缩力和辐射压力. 电致伸缩体力激发起频率为 Ω 的声波在传播时会导致体介质内部的介电常数发生改变 $\Delta\varepsilon$, 这会使得传播的泵浦光波产生散射的 Stokes 波, 在这个过程中声光相互作用主要发生在介质内部. 电致伸缩力是由介质对光的动态机械响应产生的, 通过介质的应变自由度作用. 辐射压力主要集中在两种不同介质之间的边界, 声波在传播的过程中同样会改变材料 2 的介电常数 ε_2 , 这也会造成泵浦光波产生散射的 Stokes 波. 辐射压力引起的光学力是光在边界处散射的结果, 产生的力精确定位于阶跃折射率波导的不连续电介质边界. 如图 1(c) 所示, 其中悬浮波导系统结构的示意图如图 1(a) 所示, 将整个 As_2S_3 置于空气中, 由于空气与 As_2S_3 中较大的折射率差距, 光子被更好地

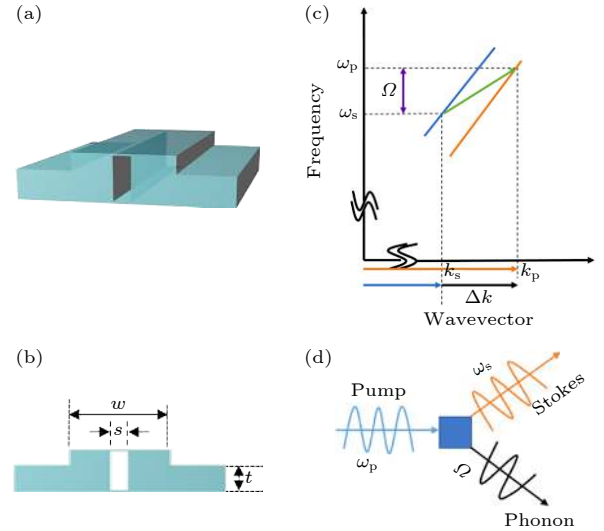


图 1 (a) 悬浮波导系统的结构示意图; (b) 悬浮波导设计图, $t = 215$ nm, $w = 800$ nm, 空气细缝长度 $s = 2$ nm, 高度 $h = 213$ nm; (c) 光学色散图示意图, 光共振由沿着整体色散曲线 (实线) 的离散点 (红色和蓝色) 表示; (d) 泵浦光转换为 Stokes 光和声子示意图. 图中 k_s 和 k_p 分别代表 Stokes 光和泵浦光的波矢; ω_s , ω_p , Ω 分别代表 Stokes 光、泵浦光以及产生的声子频率

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the structure of the suspended waveguide system; (b) design drawing of floating waveguide, $t = 215$ nm, $w = 800$ nm, air slit length $s = 2$ nm, height $h = 213$ nm; (c) schematic diagram of optical dispersion diagram, optical resonance is represented by discrete points (red and blue) along the overall dispersion curve (solid line); (d) schematic diagram of pump light conversion to Stokes light and phonons. In the figure, k_s and k_p represent the wave vectors of stoke light and pump light, respectively. ω_s , ω_p , and Ω represent Stokes light, pump light, and generated phonon frequencies, respectively.

束缚在空气细缝中,同时,声子在 As_2S_3 中传播的速度与声子在空气中传播速度的巨大差异,也将声子限制在空气细缝中,使得强光子-声子相互作用有效地进行. 由于此模型设计的为悬浮波导,因此需要在两侧加上固定约束力,让其悬浮在空气中,这就限制了部分移动边界效应 (MB 效应),但是由于空气细缝的存在,使得 MB 效应产生几十个量级的增大,相对于 MB 效应的增强,由于固定约束而减小的 MB 效应可以忽略不计. 布里渊散射的大致过程由图 1(d) 所示.

在模间 FSBS 中,泵浦波和 Stokes 波以不同的模式射入光波导,根据相位匹配条件,此时入射的泵浦波矢和频率与 Stokes 波矢和频率以及产生的声子波矢和频率满足 (1) 式和 (2) 式,在空气细缝 $s = 2 \text{ nm}$, $w = 800 \text{ nm}$ 的情况下,假定光学质量因子 $Q = 1000$ 来进行仿真,可以观察到所产生的电场分布如图 2(b)–(d) 所示,图 2(b)–(d) 分别代表了 3 个方向的电场分布情况,电场被完美地限制在空气细缝中. 从图 2(a) 观测到,产生的光学力由空气细缝处的辐射压力占据主导性地位,使得 MB 效应得到了巨大的提高.

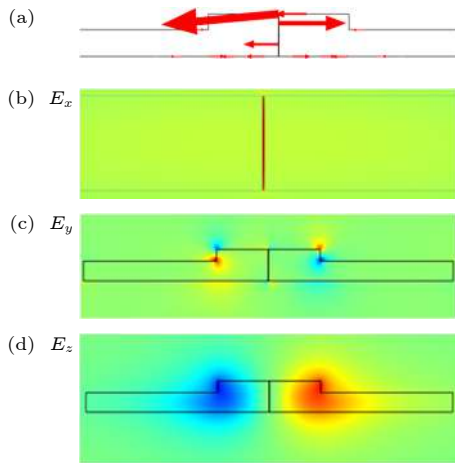


图 2 波导的光学模式和辐射压力分布 (a) 左侧辐射压力分布示意图; (b)–(d) E_x , E_y 和 E_z 场分量的基本光学模式的导向横向轮廓

Fig. 2. Optical mode and radiation pressure distribution of the waveguide: (a) Schematic diagram of the radiation pressure distribution on the left; (b)–(d) guiding lateral profiles of the fundamental optical modes of the E_x , E_y and E_z field components.

由于光场的空间对称性,因此只有具有对称模式或反对称模式的声子才能与光场进行耦合,产生布里渊共振,图 3(a) 是 6 种声学模式的声子振

型图,不难看出只有具有良好对称性的声子才可以产生强的布里渊增益. 由图 3(b) 可知,在一阶声学模式处布里渊增益达到最大,为 $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$,在二阶声学模式下,布里渊增益逐渐降低,但也达到了 $1.44 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$,在更高阶的模式下,由于模型结构的复杂性抵消了大部分重叠积分,从而布里渊增益减小,如图 4 所示. 同时也可以观察到,在高阶声学模式处,分增益 (MB) 要高于总的增益,这是由于结构的特殊性、光弹效应和移动边界效应的自抵消现象产生的.

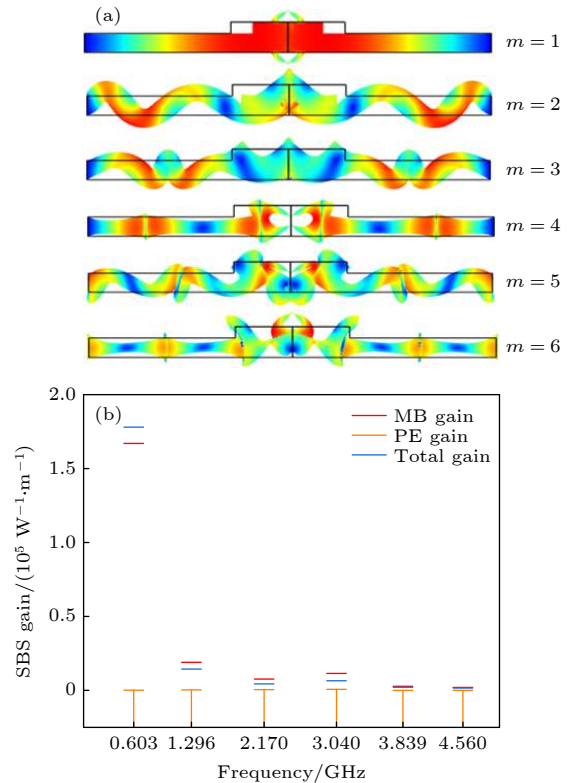


图 3 (a) 不同声学模式下的声子振型图; (b) $Q = 1000$ 时,不同声学模式下对应的布里渊增益

Fig. 3. (a) Phonon shape diagram under different acoustic modes; (b) when $Q = 1000$, the corresponding Brillouin gain under different acoustic modes.

从图 4 可以看出,在一阶声学模式下,此时的电场均匀地分布在空气细缝的两侧,其模态分布和光学力分布非常符合,声子与位移光学力的重叠积分基本上完全重合,产生了巨大的布里渊增益. 随着模式的增加,重叠积分逐渐减小,导致布里渊增益逐渐降低.

如图 3(a) 所示,对应波导模型具有均匀位移对称性的声子产生有效的布里渊耦合. 如图 5 所示,悬浮波导尺寸的改变,实现了 4.9–7.0 GHz 的

频率共振, 实现了非线性可调谐性. 同时在光学质量因子 $Q = 1000$, 波导宽度 $w = 800$ nm 的情况下, 进行了前向布里渊增益的仿真, 如图 3(b) 所示, 可以看出, 在 E_1 模式下, 布里渊增益达到了 $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, 此时巨大的布里渊增益主要由 MB 效应产生, PE 效应所产生的布里渊增益很小. 通过图 5 也可以看出, 在 E_2 声学模式下, 耦合率非常小, 基本为零. E_3, E_4, E_5 高阶模式下, 由于模型结构的复杂性抵消了大部分重叠积分, 从而布里渊增益减小.

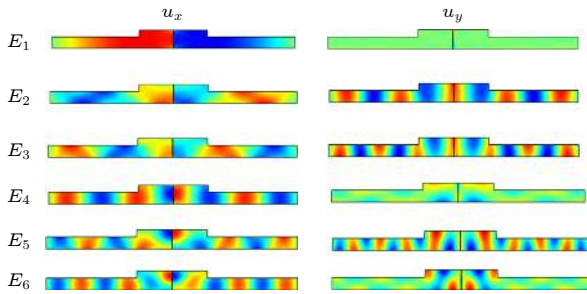


图 4 悬浮波导的 6 种声学模式. 显示了 u_x, u_y 分量的归一化最低一阶至六阶混合声波 (E_1 — E_6) 的横向剖面

Fig. 4. Six acoustic modes of a suspended waveguide, showing the transverse section of the normalized mixed sound waves (E_1 — E_6) of lowest first to sixth order of the u_x and u_y components.

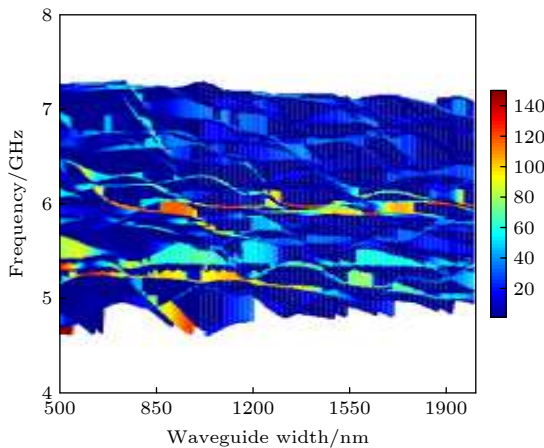


图 5 悬浮波导结构中光声耦合速率随波导长度变化的有限元模拟

Fig. 5. Finite element simulation of the photoacoustic coupling rate varying with the length of the waveguide in the suspended waveguide structure.

4 结 论

本文设计了一种新型的 As_2S_3 波导系统, 提出

了一种带有空气细缝的悬浮波导结构, 利用了空气细缝所产生的巨大的 MB 效应 (移动边界效应) 驱动前向 SBS 效应, 从而产生了高达 $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ 的巨大增益, 实现了 4.2—7.0 GHz 频率可调谐. 同时此波导结构的量级均在纳米量级, 具有较好的集成性和小型性, 为在通信方面产生新型信号源开辟了一条新的途径.

参考文献

- [1] Stiller B, Foaleng S M, Beugnot J C, Lee M W, Delque M, Bouwmans G, Kudlinski A, Thevenaz L, Maillotte H, Sylvestre T 2010 *Opt. Express* **18** 20136
- [2] Chin S, Primerov N, Thevenaz L 2012 *IEEE Sens. J.* **12** 189
- [3] Chin S, Gonzalez H M, Thevenaz L 2006 *Opt. Express* **14** 10684
- [4] Boyd R W, Gauthier D J 2009 *Science* **326** 1074
- [5] Chin S, Thevenaz L, Sancho J, Sales S, Capmany J, Berger P, Bourderionnet J, Dolfi D 2010 *Opt. Express* **18** 22599
- [6] Sancho J, Chin S, Sagues M, Loayssa A, Lloret J, Gasulla I, Sales S, Thevenaz L, Capmany J 2010 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **22** 1753
- [7] Sancho J, Primerov N, Chin S, Antman Y, Zadok A, Sales S, Thevenaz L 2012 *Opt. Express* **20** 6157
- [8] Gundavarapu S, Brodnik G M, Puckett M, Huffman T, Bose D, Behunin R, Wu J F, Qiu T Q, Pinho C, Chauhan N, Nohava J, Rakich P T, Nelson K D, Salit M, Blumenthal D J 2018 *Nat. Photonics* **13** 60
- [9] Tow K H, Leguillon Y, Besnard P, Brilland L, Troles J, Toupin P, Mechin D, Tregoeat D, Molin S 2012 *Opt. Lett.* **37** 1157
- [10] Eggleton B J, Poulton C G, Pant R 2013 *Adv. Opt. Photonics* **5** 536
- [11] Laer R V, Kuyken B, Thourhout D V, Baets R 2014 *Opt. Lett.* **39** 1242
- [12] Jouybari S N 2018 *Photonics Nanostruct.* **29** 8
- [13] Zhou L, Lu Y G, Fu Y Y, Ma H X, Du C L 2019 *Opt. Express* **27** 24953
- [14] Parameswaran K R, Route R K, Kurz J R, Roussev R V, Fejer M M, Fujimura M 2002 *Opt. Lett.* **27** 179
- [15] Miller G D, Batchko R G, Tulloch W M, Fejer M M, Byer R L 1997 *Opt. Lett.* **22** 1834
- [16] Eggleton B J, Poulton C G, Rakich P T, Steel M J, Bahl G 2019 *Nat. Photonics* **13** 1
- [17] Agrawal G P 2005 *Lect. Notes Phys.* **18** 1
- [18] Damzen M J, Vlad V I, Babin V, Mocofanescu A 2010 *CRC Press* **33** 26
- [19] Mirnaziry S R, Wolff C, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2016 *Opt. Express* **24** 4786
- [20] Qiu W, Rakich P T, Shin H, Dong H, Soljačić M, Wang Z 2013 *Opt. Express* **21** 31402
- [21] Aryanfar I, Wolff C, Steel M J, Eggleton B J, Poulton C G 2014 *Opt. Express* **22** 29270
- [22] Yu Z, Sun X 2018 *Opt. Express* **26** 1255
- [23] Rakich P T, Davids P, Wang Z 2010 *Opt. Express* **18** 14439
- [24] Chiao R, Townes C, Stoicheff B 1964 *Phys. Rev. Lett.* **12** 592

SPECIAL TOPIC—Micro-nano photoelectron and laser

Ridge-type suspended waveguide Brillouin laser*Wang Wu-Yue¹⁾²⁾ Yu Yu^{1)2)†} Li Yun-Fei¹⁾²⁾ Wang Gong¹⁾²⁾ Li Kai¹⁾²⁾Wang Zhi-Yong¹⁾²⁾ Song Chang-Yu¹⁾²⁾ Li Sen-Sen³⁾ Li Yu-Hai³⁾Liu Tong-Yu³⁾ Yan Xiu-Sheng³⁾ Wang Yu-Lei¹⁾²⁾ Lü Zhi-Wei¹⁾²⁾1) (*Center for Advanced Laser Technology, Hebei University of Technology, Tianjin 300401, China*)2) (*Hebei Key Laboratory of Advanced Laser Technology and Equipment, Tianjin 300401, China*)3) (*Science and Technology on Electro-Optical Information Security Control Laboratory, Tianjin 300308, China*)

(Received 22 August 2021; revised manuscript received 14 September 2021)

Abstract

As is well known, the on-chip waveguide with high Brillouin gain has many applications in the field of photonics. Brillouin lasers on silicon substrates are widely used in frequency tunable laser emission, mode-locked pulsed lasers, low-noise oscillators and optical gyroscopes. However, in a silicon-based Brillouin laser, a long waveguide length is still used to achieve Brillouin laser output, which is not conducive to on-chip integration. In this work is proposed a new type of waveguide structure consisting of chalcogenide As_2S_3 rectangles and an air slit. Owing to the existence of the air gap, the radiation pressure makes the enhancement of Brillouin nonlinearity much higher than the enhancement caused only by the material nonlinearity. This makes the Brillouin gain reach $1.78 \times 10^5 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, which is nearly 10 times larger than the previously reported backward SBS gain of $2.88 \times 10^4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$, resulting in phonon frequency tuning in a 4.2–7.0 GHz range. This method provides a new idea for designing nano-scaled optical waveguides for forward stimulated Brillouin scattering, and at the same time, this enhanced broadband coherent phonon emission paves the way for improving the hybrid on-chip CMOS signal processing technology.

Keywords: Brillouin gain, air slit, tunable**PACS:** 42.65.Es, 42.65.Wi, 42.82.Bq, 42.82.Et**DOI:** 10.7498/aps.71.20211539

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62075056, 62004059, 62005074, 61927815) and the Key Laboratory Fund Project, China (Grant No. 61421070302).

† Corresponding author. E-mail: yuyu1990@hebut.edu.cn



基于相变与悬链线连续相位调控的超构光子开关

宋睿睿 邓钦玲 周绍林

Photonic meta-switch based on phase change and catenary-enabled continuous phase regulation

Song Rui-Rui Deng Qin-Ling Zhou Shao-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 029101 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211538

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211538>

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

相变材料与超表面复合结构太赫兹移相器

Terahertz phase shifter based on phase change material-metasurface composite structure

物理学报. 2021, 70(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201495>

基于相变材料超表面的光学调控

Tunable metasurfaces based on phase-change materials

物理学报. 2020, 69(15): 154202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200453>

声学超材料与超表面研究进展

Research advances in acoustic metamaterials and metasurface

物理学报. 2018, 67(19): 194301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180963>

基于超构材料的Cherenkov辐射

Cherenkov radiation based on metamaterials

物理学报. 2020, 69(15): 154103 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200260>

利用连续激光抽运-太赫兹探测技术研究单晶和多晶二氧化钒纳米薄膜的相变

Study of phase transition of single crystal and polycrystalline vanadium dioxide nanofilms by using continuous laser pump-terahertz probe technique

物理学报. 2020, 69(20): 204205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20201188>

双光腔光机械系统的动力学相变和选择性能量交换

Dynamical phase transition and selective energy exchange in dual-cavity optomechanical systems

物理学报. 2021, 70(14): 140301 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210178>

专题: 微纳光子电子与激光

基于相变与悬链线连续相位调控的超构光子开关

宋睿睿¹⁾²⁾ 邓钦玲¹⁾²⁾ 周绍林^{1)2)†}

1) (华南理工大学微电子学院, 广州 510640)

2) (琶洲实验室, 广州 510335)

(2021 年 8 月 22 日收到; 2021 年 10 月 26 日收到修改稿)

针对超表面相位调控中的无源及离散特性, 本文拟将等宽悬链线超构单元与非易失性相变介质结合, 探索研究一种高效连续相位调制的双稳态相变有源波前超构开关. 首先在 9—10 μm 之间的宽带中红外波段实现了可动态切换的波前偏转开关; 当相变层在非晶态和晶态之间切换时, 入射光波前分别呈现异常反射和正常的镜面反射, 即“开”或“关”两个偏转状态. 其次展示了一种可动态切换的高阶贝塞尔光束开关: 非晶态时, 9.6 μm 波长垂直入射下交叉极化转换效率接近 100%, 产生正常的几何相位调控与二阶贝塞尔聚焦, 即“开”态; 而相变至晶态时, 交叉极化与几何相位调控被“关”闭. 本质上, 自旋-轨道相互作用具有无色散的相位调控保证了该类器件的宽波段工作特性, 在未来的有源光子集成、光通讯等应用领域中具有重大潜力.

关键词: 相变, 超材料与超表面, 超构器件, 光子开关**PACS:** 91.60.Hg, 78.67.Pt, 42.65.Pc, 73.40.Rw**DOI:** 10.7498/aps.71.20211538

1 引言

截止目前, 多功能高效电磁控制仍然是一个永恒的话题, 涵盖从可见光到微波以下的波段. 作为平面或二维 (2D) 超材料, 超表面具有深亚波长厚度, 近十年来几乎应用于任意电磁调控中, 其超薄特性有利于紧凑架构的光电集成. 与传统光子器件不同, 超表面旨在通过周期性或随机分布的亚波长亚原子, 例如纳米棒、纳米光栅、纳米梯形、悬链线、 LC 谐振单元、开口谐振环等, 以逐像素的方式调节入射光振幅、相位和偏振态, 引入可控的局部相位与振幅突变, 取代传统方法通过 3D 分布调节传输相位^[1]. 已报道的各类平面光子器件涵盖可见光到太赫兹波段, 如贝塞尔光束发生器^[2–5]、全息超表面^[6–9]和超透镜^[10–12]等. 特别是由于局部突变相位, 在亚波长尺度上实现了相位分布的任意控制. 在基于共振相互作用的传统等离子体超表面

中^[13–15], 所产生的相位延迟高度色散. 为了获得无色散的相位调制, 各向异性元件中的偏振转换得到广泛研究, 例如众所周知的 Pancharatnam-Berry (P-B) 相位^[16,17]. 基于几何相位的超构器件可以实现灵活和多功能的波前调控, 但仍然存在一些可解决的问题.

首先是器件的无源特性, 导致其缺乏可重构或动态调控机制. 因此, 人们在超表面基础上引入有源介质材料或动态调控机制, 实现有源的多功能光子器件, 如微电子机械系统 (MEMS)^[18]、二维材料 (如石墨烯^[19]、二硫化钼 (MoS_2)^[20] 等)、液晶^[21]、半导体^[22]和相变材料^[23,24]等. 其中, 硫系化合物是一种很有前景的相变材料, 尤其是其非易失性、便于工艺集成等优势, 为新型有源光子器件提供了有效途径. 具体来说, GeSbTe 合金作为一种典型的相变材料已经在光盘存储中使用了多年^[25,26], 最近广泛用于构建可重构光子器件^[27–29]. GeSbTe 合金可以通过适当的电^[30]、光^[31]或热^[32]等激励在非晶

† 通信作者. E-mail: ccszlzhou@scut.edu.cn

态、晶态及中间状态间可逆切换. 此外, 由于状态之间的高折射率对比度以及近中红外光谱范围内的低损耗, GeSbTe 合金是可重构器件的理想材料, 如动态全息^[33]、菲涅耳波带片^[34]、超透镜^[35,36].

其次, 根据衍射理论^[37], 有限且不连续的空间相位采样对于大角度均匀偏折或光弯曲是一个巨大的挑战. 为了克服离散超构单元的限制, 一些新型结构广泛用于宽光谱范围内的连续相位调控, 如金属或介质悬链线结构^[38–40], 尽管目前相位和振幅响应还不够理想、效率较低^[41]. 近年来, 拓扑优化作为一种提高连续结构性能的有效手段^[42], 尽管数值计算工作量较大, 但可实现周期结构或小面积器件. 最近, 张飞等^[43]基于优化悬链线提出了一种宽频带、高效率、超广角波前的全介质光学超表面及其相位流水线优化设计策略.

本文旨结合基于相变的有源控制与悬链线连续相位调控, 构造了基于 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ -悬链线混合超构单元连续波前调制的有源超表面相位开关, 分别实现光束偏转和高阶 (拓扑电荷数 $l = 2$) 贝塞尔光束动态切换. 在基于 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 的超构集成单元中, 利用几何相位与传输相位实现动态波前调控. $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 处于非晶态时, 交叉极化与异常反射被“打开”, 在 9–10 μm 波段内平均效率达 80%. 当 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 转变为晶态时, 异常反射几乎被“关闭”, 仅产生正常的镜面反射, 即实现光束偏转的“开”和“关”态. 进一步, 展示了一种高阶 ($l = 2$) 贝塞尔光束开关器件. 特别地, 在 9.6 μm 波长处, 非晶态下的器件极化转换效率 (PCR) 接近 100%. 相关结果为光电集成、波前重构等应用提供了新的有源集成光调控思路.

2 基本原理

2.1 线宽渐变悬链线连续波前调控

悬链线光学是近年来亚波长光学和电磁学中一个新兴的研究点, 在最近的一篇综述中介绍了其历史、理论和应用^[44]. 作为一种连续波前或相位调控超构单元, 如图 1(a) 所示, 可优化流水线型悬链线^[43]设计, 实现 9.6 μm 入射时沿 $-x$ 方向光偏转最大至 40° , 沿 x 轴方向的相位分布应为 $2\pi x/\Lambda$, 其中 $\Lambda = 9.6/\sin(40^\circ)$ 是横向排列周期, 曲线轨迹可以用“等强度悬链线”^[38]表示为

$$y = \frac{\Lambda}{\pi} \ln |\sec(\pi x/\Lambda)|. \quad (1)$$

当 $x = \pm\Lambda/2$ 时, y 值趋于无穷大, 曲线两端由一个截断系数 $f = 0.375$ 决定, 因此, 光学悬链线的水平跨度为 $(-f\Lambda/2, f\Lambda/2)$.

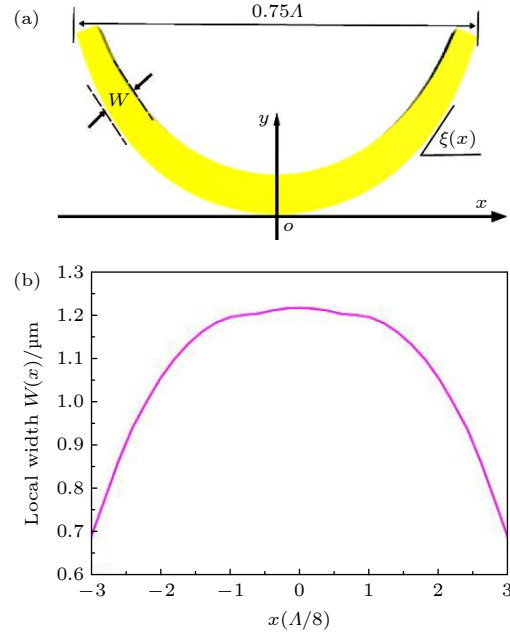


图 1 优化后的悬链线特征^[43] (a) 水平长度为 0.75Λ 的单个悬链线结构; (b) 经流水线优化算法得到的悬链线局部宽度 $W(x)$ 随 x 的变化

Fig. 1. Schematic of the catenary atom^[43]: (a) Single catenary structure with a horizontal length of 0.75Λ ; (b) the locally varied width $W(x)$ of the catenary by streamlined optimization algorithm along x -axis.

沿悬链线切线方向与 x 轴的倾角 $\xi(x)$ 从 $-\pi/2$ 到 $\pi/2$ 在左右端点之间变化, 根据几何相位关系, 将产生连续、局域的几何相位 $\Phi(x) = 2\sigma\xi(x)$, 其中 $\sigma = \pm 1$ 表示左旋和右旋圆极化 (分别为 LCP 和 RCP) 入射光. 其中, 倾角 $\xi(x)$ 可以表示为

$$\xi(x) = \tan^{-1}\left(\frac{dy}{dx}\right) = \frac{\pi}{\Lambda}x. \quad (2)$$

因此, 沿悬链线产生的几何相位分布 (调制) 可以写成

$$\Phi(x) = 2\sigma\pi x/\Lambda, \quad (3)$$

即沿着 x 轴的线性相位梯度为 $2\pi/\Lambda$, 相当于等效的局域单向波矢量^[45]. 进一步, 通过调节悬链线周期 Λ 和垂直于悬链线切线方向的线宽 $W(x)$ 变化, 可优化单向局域等效波矢分量对应的局域场分布、波前偏转. 经过优化, 本次拟采用线宽 $W(x)$ 随 x 轴变化关系, 如图 1(b) 所示^[43] 的悬链线单元.

2.2 基于悬链线单元的几何相位调控原理分析

几何相位, 又称为 Pancharatnam-Berry(P-B) 相位^[16,17], 一般产生于圆偏振光与等离子体或谐振单元相互作用的交叉偏振(或极化)分量中, 其值为 $\varphi = 2\xi$, 其中 ξ 是单元结构的平面内取向角, 如图 2(a) 所示. 根据单元结构排列方式的不同, 几何相位调控方式可以直观地分为两类, 即生成离散几何相位和连续几何相位. 一般来说, 离散几何相位是从离散排列的单元结构中获得, 如同对波前在亚波长尺度进行离散采样; 连续几何相位, 则由具有空间上连续相位调控模式的谐振结构产生, 例如本文的悬链线原子, 如图 2(b) 中所示. 改变悬链线排布方式, 可对入射光实现特定的连续波前调控, 如本文展示的异常偏折与贝塞尔光束.

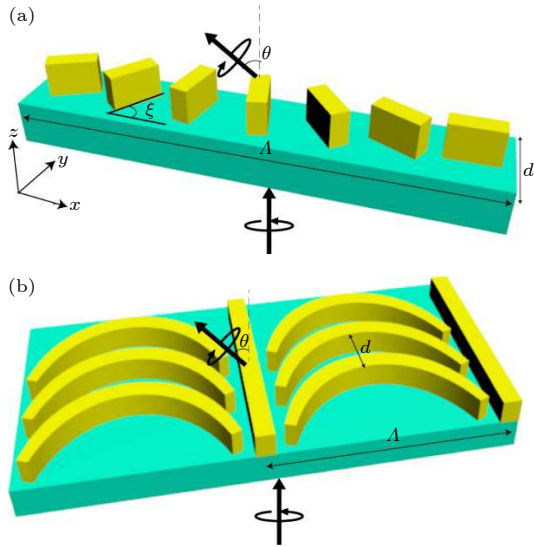


图 2 (a) 离散几何相位实现异常偏折; (b) 连续几何相位实现异常偏折

Fig. 2. (a) Discrete geometric phase for abnormal deflection; (b) continuous geometric phase for abnormal deflection.

首先, 异常光束偏折或折射, 需产生线性相位分布 $\varphi(x)$ 或常数梯度 $d\varphi(r)/dx$,

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{2\pi}{\Lambda_d} \sin \theta. \quad (4)$$

根据广义折反射定律^[13], (4) 式可理解为所有子波前, 在设计波长 λ_d 下以相同的角度 θ 出射, 如图 2 所示. 形成的沿着 x 方向相位梯度为 $2\pi/\Lambda$, 折射角为 θ , 满足公式 $\theta = \arcsin(\lambda_d/\Lambda)$.

为了实现零阶贝塞尔光束, 需要产生径向的线

性相位分布 $\varphi(r)$,

$$\frac{d\varphi}{dr} = -\frac{2\pi}{\Lambda_d} \sin \theta. \quad (5)$$

对 (5) 式两边积分, 并且代入 $r = (y^2 + x^2)^{1/2}$ 可得

$$\varphi(x, y) = -2\pi - \frac{2\pi}{\Lambda_d} \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \cdot \sin \theta. \quad (6)$$

在此基础上, 如需产生高阶贝塞尔光束, 需要添加沿角向(或弧向)的额外相位 $n\phi$, 这里 $\phi = \tan^{-1}(y/x)$, 表示 xoy 面内的弧向方位角, 即引入涡旋相位后

$$\varphi(x, y) = -2\pi - \frac{2\pi}{\Lambda_d} \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \cdot \sin \theta + n\phi. \quad (7)$$

因此, 针对特定波前调控, 如贝塞尔光束生成, 与线性相位决定的波前偏转类似, 需产生圆对称的螺旋或同心相位分布. 具体地, 悬链线可以在极坐标系中排列, 便于同时实现沿径向、角向的相位调控. 如图 2(b) 所示, 单元结构两端的相位差为 $\pm 2\pi$, 可单个结构直接形成梯度为 $2\pi/\Lambda$ 的线性相位调控. 对于悬链线的同心圆排列, 将沿径向直接产生梯度为 $2\pi/\Lambda$ 的线性相位分布, 且与位于相同半径圆上的悬链线端点对应的参考相位 $k_r r$ (k_r 表示径向波矢量) 一致; 同时, 沿角向(或弧向)悬链线逐渐旋转, 将进一步在相应转角 ϕ 处引入 2 倍于转角的几何相位 2ϕ . 因此, 其综合相位分布呈现螺旋分布(见图 3(d)), 旋转一周引起相位变化为 4π , 形成贝塞尔分布阶数或涡旋光拓扑电荷数 $l = 2$.

类似地, 对于悬链线的螺旋排列, 如产生 $l = 0$ 的零阶贝塞尔分布, 即相位呈现同心圆分布, 需悬链线端点对应的参考相位 $k_r r$ 引入附加相位 $k_r r = -2\phi$ (即 (7) 式中 $n = -2$), 进而与悬链线沿角向旋转产生的几何相位 2ϕ 抵消, 产生所述的同心圆分布(见图 3(c)). 因此, 综上分析, 悬链线端点的轨迹满足^[46]

$$r = \frac{(l-2)\phi + (2m+1)\pi}{k_r}, \quad (8)$$

式中, l 为拓扑电荷数或贝塞尔分布阶数, $m = 1, 2, 3 \dots$ 表示初始相位. 图 3(a) 为 $l = 0$ 的贝塞尔光束设计分布, 即悬链线双螺旋排列; 图 3(b) 为 $l = 2$ 的贝塞尔光束设计分布, 悬链线同心排列; 图 3(c), (d) 分别展示了图 3(a), (b) 中设计的相位分布. 悬链线的其他排列具有不同的轨道角动量^[38]. 值得注意的是, 该设计可以超越离散的亚波长光栅结构限制, 形成理想的复杂相位分布^[40].

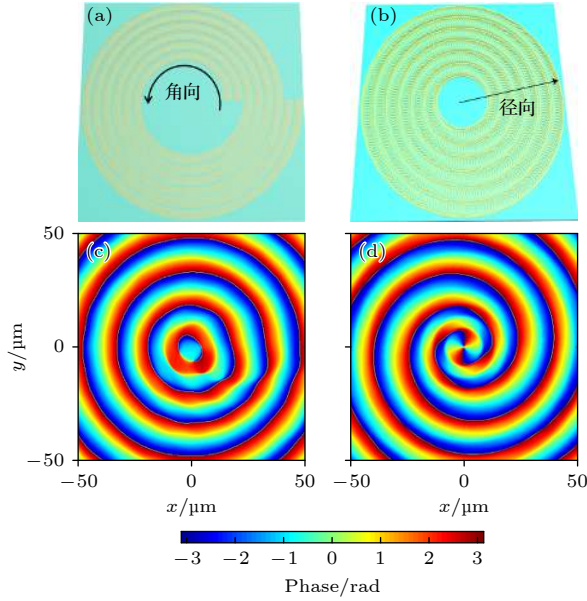


图 3 (a) 基于螺旋悬链线排列的零阶贝塞尔光束发生器 ($l=0$); (b) 基于同心圆悬链线排列的高阶贝塞尔光束发生器 ($l=2$); (c) $9.6\ \mu\text{m}$ 右旋圆光垂直入射图 (a) 中结构得到的相位分布图; (d) $9.6\ \mu\text{m}$ 左旋圆光垂直入射图 (b) 所示结构得到的相位分布图

Fig. 3. (a) The zero-order Bessel beam generator based on spiral catenary arrangement ($l=0$); (b) high-order Bessel beam generator based on concentric circular catenary arrangement ($l=2$); (c) phase distribution for the arrangement in (a) at the incidence of $9.6\ \mu\text{m}$ RCP waves; (d) phase distribution for the arrangement in (b) at the incidence of $9.6\ \mu\text{m}$ LCP waves.

2.3 基于相变集成的有源超构开关

基于悬链线单元的几何相位调控效率, 决定于整体器件的交叉极化效率. 为了提高交叉极化分量的能量转换效率, 本次拟采用反射模式的金属-绝缘层-金属 (MIM) 优化单元模型. 如图 4(a) 所示, 绝缘体层由 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 和 MgF_2 薄膜组成, 夹在金衬底和金悬链线阵列之间. $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 薄膜作为有源介质, 可动态调节不同状态实现超表面动态相位调制, 如光束偏转. 在 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 表面沉积 MgF_2 薄膜作为氧化缓冲层. 同时, MgF_2 层用作高折射率 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 和空气之间的折射率匹配层, 以保证在给定波长处较高的交叉极化效率. 如图 4(b) 所示, 悬链线超构单元具有相同尺寸, 同时被截断的悬链线水平跨度为 0.75Λ . 为保证相位连续性和振幅均匀性, 在截断区域增加宽度为 w_1 的垂直结构, 且沿 y 方向两个悬链线原子的间隔设置为 d .

作为有源调控机制, 将 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 薄膜引入 MIM 结构, 便于引入基于相变的附加传输相位调控. 以波前偏转为例, 超表面产生的相位分布直接决定了器件的水平波矢 [14,47], 如图 4(c) 所示, 沿悬链线 x 方向不同位置处得到反射波 (x 分量) 的相位突变分布. 显然, 在右旋 RCP 平面波正入射下, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 非晶态时悬链线在一个周期或一系列中

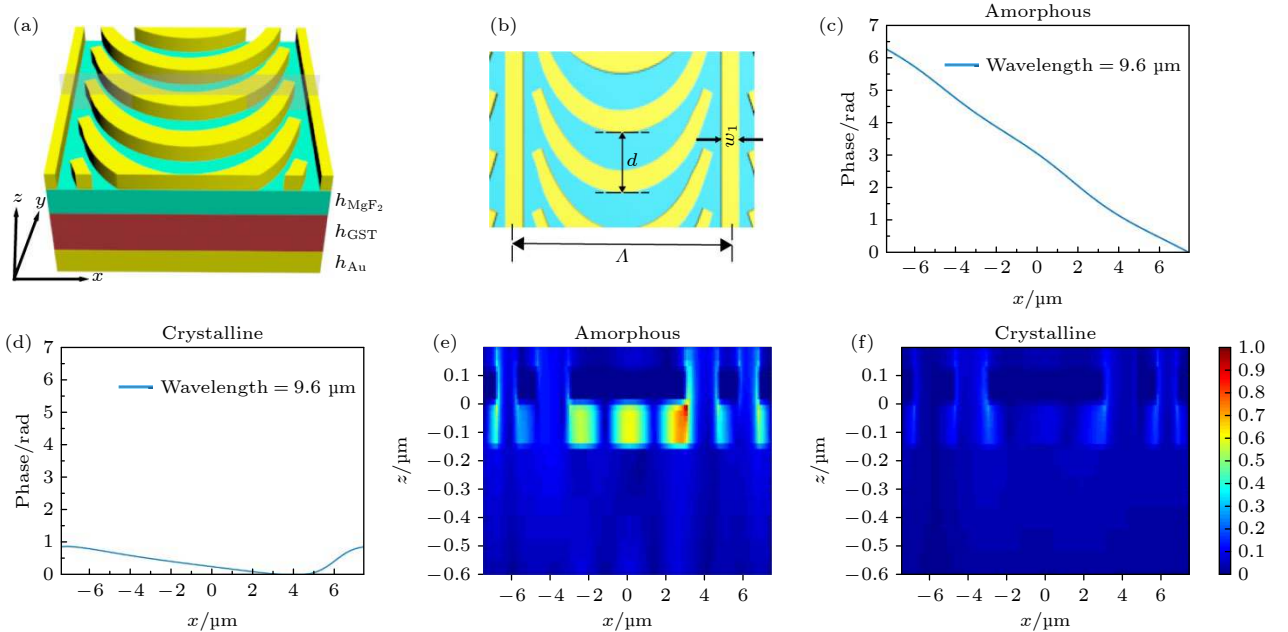


图 4 悬链线结构单元模型及其特性 (a) 悬链线结构单元横截面图; (b) 前视图; (c) $9.6\ \mu\text{m}$ 处非晶态和 (d) 晶态沿位置 x 的相位变化; (e) $9.6\ \mu\text{m}$ 处非晶态和 (f) 晶态归一化横截面强度分布

Fig. 4. A catenary-based atom and its characteristic: (a) The cross-sectional view; (b) the top view of one atom. The phase change with respect to position x (c) in the amorphous state and (d) the crystalline state at $9.6\ \mu\text{m}$. The normalized cross-sectional intensity distribution at $9.6\ \mu\text{m}$ in (e) amorphous and (f) crystalline states.

产生从 0 到 2π 的线性相移, 进而产生由常数相位梯度或波矢决定的反射平面波. 这种整体范围连续的相移, 使得异常偏转效率高于那些通过离散单元结构引入的不连续相位采样效率, 与先前报道结果预测一致^[43]. 然而, 如图 4(d) 所示, $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变至晶态时, 仅在给定波长 (如 $9.6\ \mu\text{m}$) 附近产生振幅极小的交叉极化分量, 剩下以共极化为主导的正常镜面反射, 因此几乎不能产生有效的几何相调控. 通过优化提取 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 两种状态下 x - z 平面强度分布, 可直观描述有源相位调控与波前偏转机制. 以 $9.6\ \mu\text{m}$ 垂直入射为例, 结果如图 4(e), (f) 所示, 非晶态时 (图 4(e)) F-P 模式表现出局域增强的电场分布, 并与悬链线结构有效地耦合, 产生图 4(c) 中覆盖 $[0, 2\pi]$ 的全范围的线性几何相位, 进而产生由常数相位梯度决定的定向波前偏转. 晶态时 (图 4(f)) 工作在非共振模式, 几乎没有局域场耦合, 因而交叉极化和几何相位调制幅度几乎可忽略.

3 结果与讨论

3.1 动态波前偏转控制

为验证上述主动波前控制方法的可行性, 用有限时域差分法 (FDTD) 对 MIM 单元模型进行了数值计算. 首先, 如图 5(a) 所示, 建立了用于宽带线性相位调制的悬链线- $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 偏转混合模型. 沿 x 轴和 y 轴使用周期边界条件, 沿 z 轴使用完美匹配层. 其中, 相变介质 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 厚度 $h_{\text{GST}} = 0.6\ \mu\text{m}$, 以确保在热或电刺激下发生可逆相变, 同时保证足够厚度实现的 F-P 模式的正常关闭. 其次, 选择合适厚度的二氟化镁 $h_{\text{MgF}_2} = 0.15\ \mu\text{m}$ 阻挡空气与 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 接触. 悬链线足够薄 ($h_{\text{Au}} = 0.12\ \mu\text{m}$) 以便于制造、减小计算量. $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 的光学常数采用文献^[48] 中的数值. 特别地, 在工作波长 $9.6\ \mu\text{m}$ 处非晶态的折射率为 3.46 , 晶态的折射率为 $4.92 + i0.17$. 如图 4(b) 所示, 悬链线在 x 方向上的周期为 $0.75\lambda = 11.14\ \mu\text{m}$, 在 y 方向上的间距为 $d = 3.5\ \mu\text{m}$.

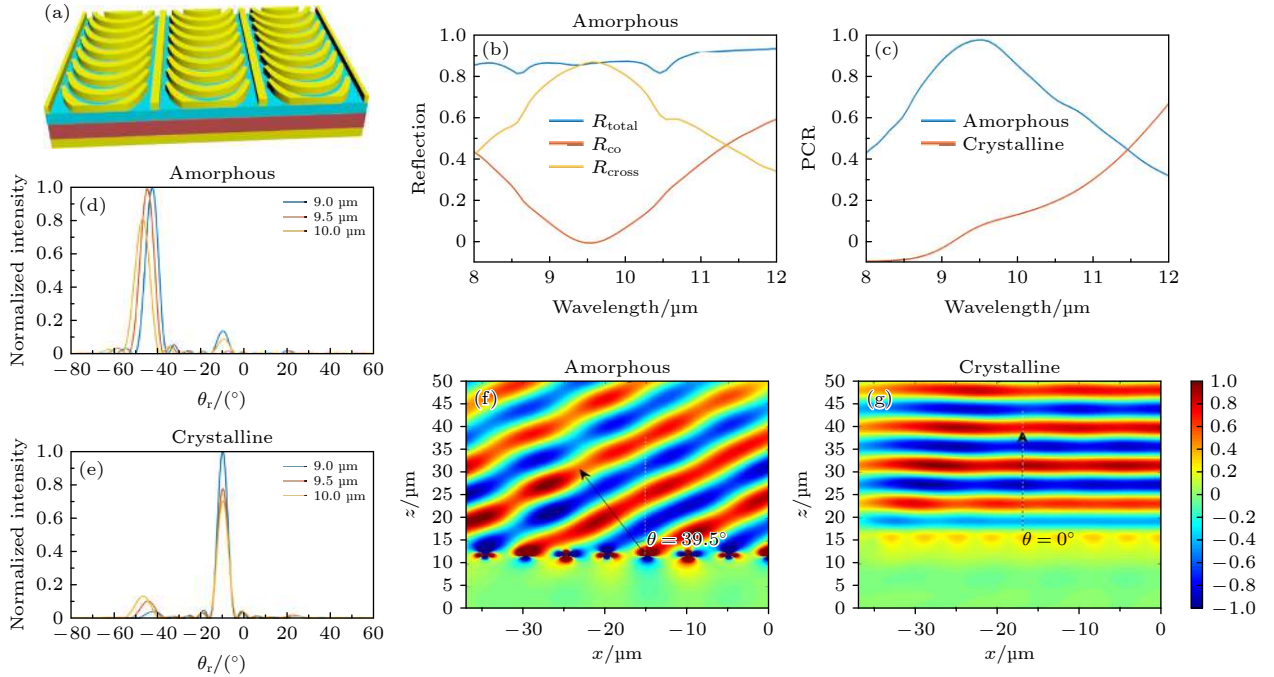


图 5 可切换的超构阵列偏折器件 (a) 基于悬链线- $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 集成的有源光束控制连续超表面; (b) 非晶态共偏振和交叉偏振反射率的仿真结果; (c) 极化转换效率 (PCR) 谱; (d) 非晶态和 (e) 晶态下 $9.0\ \mu\text{m}$, $9.5\ \mu\text{m}$ 和 $10.0\ \mu\text{m}$ 波长光束以不同偏折角反射; (f) 非晶态和 (g) 晶态下 $9\ \mu\text{m}$ 右旋光入射时 x - z 平面内的反射电场 (E_x) 归一化振幅分布

Fig. 5. The switchable meta-array for deflectable devices. (a) The Catenary- $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ integrated quasi-continuous metasurface for active beam control. (b) The simulated results of the co-polarized and cross-polarized reflectivity in the amorphous state. (c) Polarization conversion efficiency (PCR) spectrum. The beams with different wavelengths of $9.0\ \mu\text{m}$, $9.5\ \mu\text{m}$, and $10.0\ \mu\text{m}$ are reflected/deflected to distinctly different angles in the (d) amorphous state and (e) crystalline state. The normalized amplitude distribution of the reflected electric field (E_x) for RCP incidence ($9\ \mu\text{m}$) in the (f) amorphous and (g) crystalline state in the x - z plane.

如图 5(b) 所示, 在 9—10 μm 的宽光谱范围内, 在非晶态下整体反射率由交叉极化分量 ($>75\%$) 主导, 而共极化反射率被抑制 ($<10\%$). 特别地, 定义并计算了极化转换比 PCR ($\text{PCR} = R_{\text{cross}}/(R_{\text{cross}} + R_{\text{co}})$) 来表征交叉极化效率. 图 5(c) 显示了两种状态下波长的仿真 PCR 谱. 结果表明, 在 9—10 μm 的宽带光谱范围内, 非晶态的 PCR 大于 90%, 晶态的 PCR 小于 20%, 并且在 9.6 μm 处, 非晶态下极化转换效率接近 100%. 此外, 图 5(d), (e) 分别给出了两种状态下不同波长不同角度相关的强度分布. 显然, 在非晶态中, 交叉极化被“打开”, 产生异常偏转 (或反射), 而在晶态中偏转被“关闭” (只有镜面反射). 值得注意的是, 如图 5(f), (g) 所示, 在 9.6 μm 入射时, 非晶态下, 观察电场分布可知, 光束向 39.5° 的角度异常反射, 与 $\theta = \sin^{-1}(\lambda/\Lambda)$ 的理论值 40.27° 基本一致; 而在晶态时, 几乎为镜面反射, 这与图 5(d), (e) 结果一致.

3.2 高阶贝塞尔光开关

根据解析设计, 在仿真中制作了拓扑电荷数 $l = 2$ 的高阶贝塞尔光束发生器. 基底金膜厚度为

120 nm, $l = 2$ 主视图图像如图 6(a) 所示. 所有样品径向周期 Λ 均为 14.85 μm , 由 $k_r = 2\pi/\Lambda$ 确定衍射光束的径向波矢量. $r_1 = 30.0 \mu\text{m}$, $r_2 = 119.1 \mu\text{m}$. 图 6(b) 为图 6(a) 的局部放大图, 这样的排布方式会在径向产生关于中心对称的线性相位分布, 并在弧向产生对应的涡旋相位分布, 进而产生高阶贝塞尔光束 [49]. 非晶态下, 9.6 μm 波长的右旋圆极化垂直入射时, 得到的高阶贝塞尔光束的 x - z 场分布, 如图 6(c) 所示. 特别地, 高阶贝塞尔光束的特点是中心空心, 携带典型的轨道角动量. 如图 6(d), (e) 所示, 对于相同的径向波矢量和波长, 光斑尺寸 (定义为贝塞尔光束最内环的半径) 随拓扑电荷数 l 增加而变大. 同时, 还可以通过改变微/亚微尺度光栅的周期 Λ 来控制光斑大小. 减小 Λ 值后, 贝塞尔光束光斑半径可达到亚波长量级, 这是传统空间光调制器 (SLM) 器无法实现的 [46]. 如图 6(f) 所示, 从非晶态至晶态相变时, 高阶贝塞尔光束被“关闭”, 对应聚焦分布消失. 超高效率贝塞尔光束使非晶态 (最大) 和晶态间产生较大的汇聚光强对比, 对于大开关比的有源光子器件非常理想.

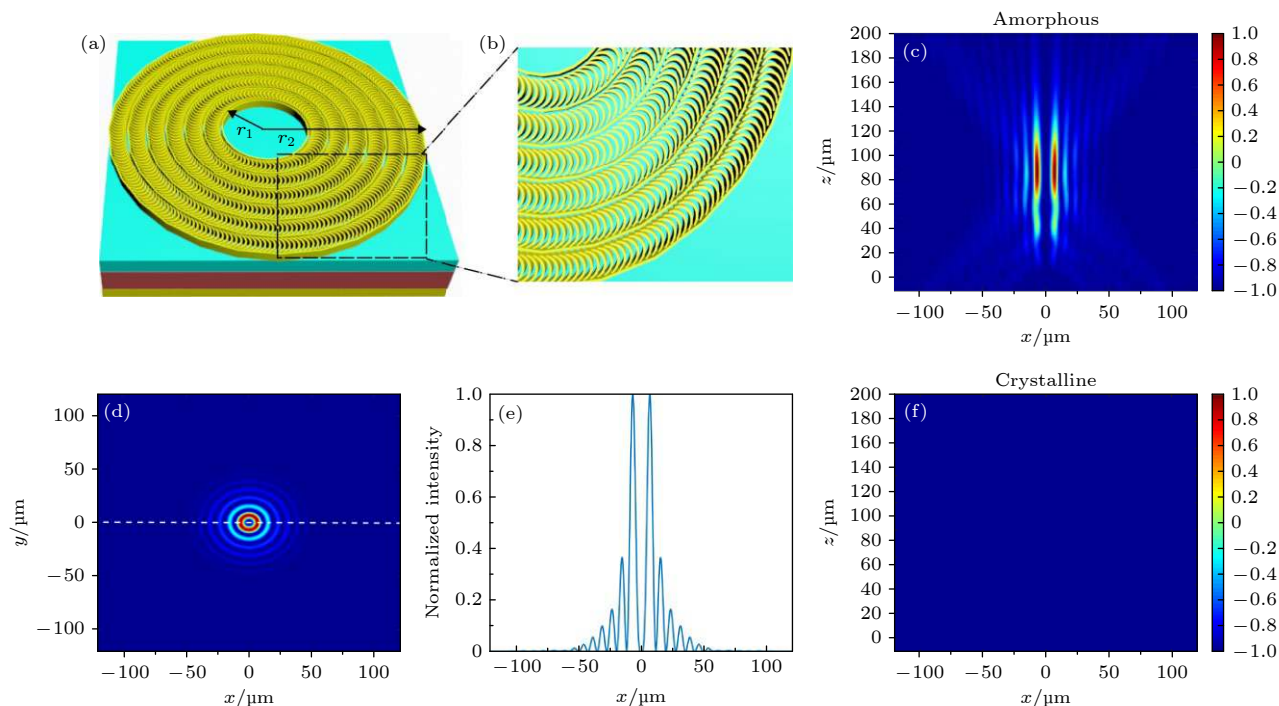


图 6 可切换高阶贝塞尔光束器件 ($l = 2$) (a) 具有同心悬链线排列的可切换高阶贝塞尔光束发生器 ($l = 2$) 及 (b) 局部放大图; (c) 非晶态下 x - z 平面 ($y = 0$) 内归一化强度分布; (d) x - y 平面 ($z = 100 \mu\text{m}$) 的归一化强度分布; (e) 沿图 (d) 中虚线的归一化强度; (f) $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 晶态下 x - z 平面 ($y = 0$) 内归一化强度分布

Fig. 6. The switchable high-order Bessel beam device ($l = 2$): (a) The switchable high-order Bessel beam generator with concentric catenary atoms ($l = 2$) and (b) its partially enlarged view; (c) the normalized intensity distribution in the x - z plane ($y = 0$) in the amorphous state; (d) the normalized intensity distribution in the x - y plane ($z = 100 \mu\text{m}$); (e) the normalized intensity along the dotted line marked in (d); (f) the normalized intensity distribution in the x - z plane ($y = 0$) in the crystalline state of $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

4 结 论

综上所述, 本文通过提出基于悬链线连续相位调控和 $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ 相变相结合的 MIM 有源波前调控光子开关器件, 揭示了一种相位可动态重构和连续相位调控超表面的应用潜力. 首先通过一维排列的悬链线单元生成线性相位分布并实现了光束偏转开关或动态切换. 在从非晶态到晶态的相变过程中, 反射波可以在一个特殊的异常反射角与正常的镜面反射之间“打开”或“关闭”. 其次, 通过同心圆排列的悬链线单元展示了携带轨道角动量的贝塞尔光束开关. 在非晶态下, 该器件被“打开”, 产生具有优化前向传播的高阶贝塞尔光束. 当相变至晶态时, 贝塞尔光束完全“关闭”, 没有正向传播. 因此, 希望本文所提出的方案可以为构建相位型光子开关等有源光器件提供切实可行的参考.

参考文献

- [1] Fan Z H, Deng Q L, Ma X Y, Zhou S L 2021 *Materials* **14** 1272
- [2] Cai B G, Li Y B, Jiang W X, Cheng Q, Cui T J 2015 *Opt. Express* **23** 7593
- [3] Chen H, Ling X H, He W G, Li Q G, Yi X N 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 044203 (in Chinese) [陈欢, 凌晓辉, 何武光, 李钱光, 易煦农 2017 物理学报 **66** 044203]
- [4] Akram M R, Mehmood M Q, Tauqeer T, Rana A S, Rukhlenko I D, Zhu W R 2019 *Opt. Express* **27** 9467
- [5] Luan J, Yang S K, Liu D M, Zhang M M 2020 *Opt. Express* **28** 3732
- [6] Ni X, Kildishev A V, Shalaev V M 2013 *Nat. Commun.* **4** 2807
- [7] Zheng G, Muhlenbernd H, Kenney M, Li G, Zentgraf T, Zhang S 2015 *Nat. Nanotechnol.* **10** 308
- [8] Zhang F, Pu M, Gao P, Jin J, Li X, Guo Y, Ma X, Luo J, Yu H, Luo X 2020 *Adv. Sci. (Weinh)* **7** 1903156
- [9] Shen Y Z, Xue S, Yang J W, Hu S M 2021 *Adv. Mater. Technol.* **6** 2001047
- [10] Khorasaninejad M, Capasso F 2017 *Science* **358** aam8100
- [11] Wang S, Wu P C, Su V C, et al. 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 227
- [12] Li Z, Wang C, Wang Y, Lu X, Guo Y, Li X, Ma X, Pu M, Luo X 2021 *Opt. Express* **29** 9991
- [13] Yu N, Genevet P, Kats M A, Aieta F, Tetienne J P, Capasso F, Gaburro Z 2011 *Science* **334** 333
- [14] Sun S L, Yang K Y, Wang C M, et al. 2012 *Nano. Letters* **12** 6223
- [15] Liu T J, Xi X, Ling Y H, Sun Y L, Li Z W, Huang L R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 094203 (in Chinese) [易煦农, 李瑛, 刘亚超, 凌晓辉, 张志友, 罗海陆 2014 物理学报 **63** 094203]
- [16] Huang L, Chen X, Muhlenbernd H, Li G, Bai B, Tan Q, Jin G, Zentgraf T, Zhang S 2012 *Nano Lett.* **12** 5750
- [17] Khorasaninejad M, Chen W T, Devlin R C, Oh J, Zhu A Y, Capasso F 2016 *Science* **352** 1190
- [18] Arbabi E, Arbabi A, Kamali S M, Horie Y, Faraji-Dana M, Faraon A 2018 *Nat. Commun.* **9** 812
- [19] Ahmadivand A, Gerislioglu B, Ramezani Z 2019 *Nanoscale* **11** 8091
- [20] Lee B, Park J, Han G H, Ee H S, Naylor C H, Liu W J, Johnson A T C, Agarwal R 2015 *Nano Lett.* **15** 3646
- [21] Shrekenhamer D, Chen W C, Padilla W J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 177403
- [22] Chen H T, Padilla W J, Zide J M O, Gossard A C, Taylor A J, Averitt R D 2006 *Nature* **444** 597
- [23] Gholipour B, Zhang J F, MacDonald K F, Hewak D W, Zheludev N I 2013 *Adv. Mater.* **25** 3050
- [24] Li P, Yang X, Mass T W, Hanss J, Lewin M, Michel A K, Wuttig M, Taubner T 2016 *Nat. Mater.* **15** 870
- [25] Wuttig M, Yamada N 2007 *Nat. Mater.* **6** 824
- [26] Lencer D, Salinga M, Grabowski B, Hickel T, Neugebauer J, Wuttig M 2008 *Nat. Mater.* **7** 972
- [27] Leitis A, Heßler A, Wahl S, Wuttig M, Taubner T, Tittel A, Altug H 2020 *Adv. Funct. Mater.* **30** 2070122
- [28] Kim I, Ansari M A, Mehmood M Q, Kim W S, Jang J, Zubair M, Kim Y K, Rho J 2020 *Adv. Mater.* **32** e2004664
- [29] Huang Y, Xiao T, Xie Z, Zheng J, Su Y, Chen W, Liu K, Tang M, Li L 2021 *Materials (Basel)* **14** 2212
- [30] Kato T, Tanaka K 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 7340
- [31] Lei K, Wang Y, Jiang M, Wu Y 2016 *J. Appl. Phys.* **119** 173105
- [32] Lyeo H K, Cahill D G, Lee B S, Abelson J R, Kwon M H, Kim K B, Bishop S G, Cheong B K 2006 *Appl. Phys. Lett.* **89** 151904
- [33] Zhou C, Xie Z, Zhang B, Lei T, Li Z, Du L, Yuan X 2020 *Opt. Express* **28** 38241
- [34] Wang Q, Rogers E T F, Gholipour B, Wang C M, Yuan G, Teng J, Zheludev N I 2015 *Nat. Photonics* **10** 60
- [35] Zhou S, Wu Y, Chen S, Liao S, Zhang H, Xie C, Chan M 2020 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **53** 204001
- [36] Shalaginov M Y, An S, Zhang Y, et al. 2021 *Nat. Commun.* **12** 1225
- [37] Northover F H 1971 *Applied Diffraction Theory* (New York: American Elsevier Pub. Co.) p632
- [38] Pu M B, Li X, Ma X L, et al. 2015 *Sci. Adv.* **1** e1500396
- [39] Guo Y H, Huang Y J, Li X, Pu M B, Gao P, Jin J J, Ma X L, Luo X G 2019 *Adv. Opt. Mater.* **7** 1900503
- [40] Zhang F, Zeng Q, Pu M, Wang Y, Guo Y, Li X, Ma X, Luo X 2020 *Nanophotonics* **9** 2829
- [41] Song R, Deng Q, Zhou S, Pu M 2021 *Opt. Express* **29** 23006
- [42] Xu M, Pu M, Sang D, Zheng Y, Li X, Ma X, Guo Y, Zhang R, Luo X 2021 *Opt. Express* **29** 10181
- [43] Zhang F, Pu M, Li X, Ma X, Guo Y, Gao P, Yu H, Gu M, Luo X 2021 *Adv. Mater.* **33** e2008157
- [44] Luo X G, Pu M B, Guo Y H, Li X, Zhang F, Ma X L 2020 *Adv. Opt. Mater.* **8** 2001194
- [45] Guo Y H, Pu M B, Li X, Ma X L, Luo X G 2018 *Appl. Phys. Express* **11** 092202
- [46] Li X, Pu M, Zhao Z, Ma X, Jin J, Wang Y, Gao P, Luo X 2016 *Sci. Rep.* **6** 20524
- [47] Sun S, He Q, Xiao S, Xu Q, Li X, Zhou L 2012 *Nat. Mater.* **11** 426
- [48] Zhang M, Pu M B, Zhang F, Guo Y H, He Q, Ma X L, Huang Y J, Li X, Yu H L, Luo X G 2018 *Adv. Sci. (Weinh)* **5** 1800835
- [49] Chen W T, Khorasaninejad M, Zhu A Y, Oh J, Devlin R C, Zaidi A, Capasso F 2017 *Light Sci. Appl.* **6** e16259

SPECIAL TOPIC—Micro-nano photoelectron and laser

Photonic meta-switch based on phase change and catenary-enabled continuous phase regulation

Song Rui-Rui¹⁾²⁾ Deng Qin-Ling¹⁾²⁾ Zhou Shao-Lin¹⁾²⁾[†]

1) (*School of Microelectronics, South China University of Technology, Guangzhou 510640, China*)

2) (*Pazhou Lab, Guangzhou 510335, China*)

(Received 22 August 2021; revised manuscript received 26 October 2021)

Abstract

Aiming at the characteristics of passive and discrete phase regulations inherent in current metasurfaces, we combine optimized isowidth catenary with non-volatile phase change dielectrics and explore a type of bistable phase-change-based wavefront meta-switch of continuous phase tuning and active switching. First, the switchable wavefront deflector is demonstrated in the mid-IR range between 9 μm and 10 μm . Upon phase transition between crystalline state and amorphous state, the incident wave can be switched into anomalous reflection and regular reflection, i.e. the “on” state and “off” state of wave deflection. Further, a type of dynamically tunable Bessel beam switch is demonstrated. In the amorphous state, the polarization conversion efficiency approaches to 100% with an incident wave of 9.6 μm in wavelength. Therefore, the normal geometrical phase and the second-order Bessel focus are switched “on”. However, the cross-polarization and geometrical phase are switched “off” upon phase changing into crystallized state. Intrinsically, non-dispersive spin-orbit interaction ensures that this kind of device possesses the broadband characteristics. Such a device has great potential applications in active optoelectronic integration, optical communications, etc.

Keywords: phase transition, metamaterials and metasurface, meta-devices, photonic switch

PACS: 91.60.Hg, 78.67.Pt, 42.65.Pc, 73.40.Rw

DOI: 10.7498/aps.71.20211538

[†] Corresponding author. E-mail: eeslzhou@scut.edu.cn