

基于飞秒激光直写的单向单模耦合微腔

魏伟华 李木天 刘墨南

Coupled microcavities with unidirectional single mode via femtosecond laser direct-writing

Wei Wei-Hua Li Mu-Tian Liu Mo-Nan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 064203 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172395

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172395>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I6>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[利用高阶拉盖尔-高斯横模精确测量法布里-珀罗腔内原子的运动轨迹](#)

Precision measurement of single-atom trajectories in higher-order Laguerre-Gaussian transverse modes of a Fabry-Perot cavity

物理学报.2015, 64(22): 224214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.224214>

[基于回音壁微腔拉曼激光的纳米粒子探测](#)

Nano-particle sensing based on Raman laser in the whispering gallery mode microresonators

物理学报.2015, 64(16): 164212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.164212>

[强耦合腔量子电动力学中单原子转移的实验及模拟](#)

Single-atom transfer in a strongly coupled cavity quantum electrodynamics: experiment and Monte Carlo simulation

物理学报.2014, 63(24): 244205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244205>

[激光回馈引起的微片 Nd:YAG 激光器频差调制](#)

Frequency difference modulation of microchip Nd:YAG laser induced by laser feedback

物理学报.2014, 63(10): 104208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.104208>

[超高精细度微光学腔共振频率及有效腔长的精密测量](#)

Precision measurement of resonance frequency and the effective cavity length of the high finesse optical micro-cavity

物理学报.2013, 62(19): 194203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.194203>

综述

基于飞秒激光直写的单向单模耦合微腔*

魏伟华¹⁾ 李木天¹⁾ 刘墨南^{2)†}

1)(吉林大学电子科学与工程学院, 集成光电子学国家重点实验室, 长春 130012)

2)(吉林大学物理学院凝聚态物理系, 长春 130012)

(2017年11月7日收到; 2017年11月28日收到修改稿)

对具有高 Q 值的回音壁模式微腔进行调制来获得单向单模输出, 对研究腔光力学和开发高质量的微激光具有重要意义. 本文对利用飞秒激光直写加工的耦合回音壁模式微腔的研究进行了简要回顾, 具体介绍了微腔结构设计、加工过程、激射和耦合机制研究等. 利用飞秒激光直写加工的强大三维图案化能力, 灵活地设计实现了具有集成功能的单个微腔和具有不同空间组合位置的多个耦合微腔. 基于耦合微腔的微激光具有低阈值, 同时显示出良好的单模特性和单向性. 结合理论模拟可以证实, 微腔与微腔/光栅之间的耦合, 一方面支持游标效应和集成滤波两种选模方式, 另一方面能够破坏微腔的旋转对称性从而获得单向输出, 从而实现了微腔输出的有效调控.

关键词: 耦合微腔, 飞秒激光直写, 单模, 单向激光

PACS: 42.55.Sa, 42.60.Fc, 42.55.Mv

DOI: 10.7498/aps.67.20172395

1 引言

光学微腔具有小体积和高 Q 值等优点^[1-22], 一直以来都是光与物质相互作用的重点研究对象, 具体涉及腔光力学^[23,24]、腔量子电动力学^[25,26]和量子信息^[27,28]等学科. 而在应用方面, 光学微腔也是构成微调制器^[29,30]、微滤波器^[31]和微传感器^[32,33]等众多集成光子器件的基本元件. 近年来, 回音壁模式微腔因其低损耗、高 Q 值和对介电环境的高敏感度而受到广泛关注^[34-38]. 回音壁模式可经由具有旋转对称性的介电微腔产生, 光在微腔边缘经历多次全反射而最终形成分立的共振模式^[34,39-41]. 用于产生回音壁模式的微腔, 可以是微盘、微球等微结构^[42]. 除了上述光波段激发的微腔以外, 人们发现通过特殊的腔结构设计, 低频波段(远红外、微波和太赫兹)同样能够激发回音壁模式. 这一系列腔结构以褶皱圆盘为代表, 其周期性的褶皱结构支持低频波激发人工等离子激元(spoof surface plasmons)^[8,21]. 在此基础上, 进一步结合

波导耦合^[43]或破坏腔的结构对称性^[44,45]等手段, 同样可以激发回音壁模式. 由于人工等离子激元具有与局域性等离子激元相似的场增强等效应及独特的多极模式, 低频波腔具有很大的应用潜力. 基于上述优势, 回音壁模式微腔在非线性光学^[46]、量子电动力学^[47]、生物传感^[48]和低阈值激光^[49]等方面有重要应用. 然而, 上述应用往往需要腔具有波长可调的单模输出^[50]. 也就是说, 为了更好地利用回音壁模式微腔独特的光学特性, 需要对其进行模式筛选, 以获得单模激射.

目前, 以光学微腔为例, 对其进行选模的方法主要有三种. 第一种方法, 利用分布式布拉格反射或分布反馈微腔结构^[51-53]来实现单模操作. 如此获得的单模微腔由于受到材料和制备方法的限制, 难以实现目标波长的灵活调控^[54]. 第二种方法, 对回音壁模式微腔可缩减其微腔尺寸以获得单模激射, 即扩大自由光谱区(free spectral range, FSR)使其超出增益介质的谱宽来获得单模激射^[55,56]. 其问题在于获得单模的 Q 值普遍较

* 国家自然科学基金(批准号: 51501070)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: graiel@jlu.edu.cn

低(约 10^3), 因此不适用于各种高效率传感器件的制备与集成^[41,57-61]. 第三种方法, 利用游标效应(vernier effect)制备耦合回音壁式微腔来获得单模辐射. 通过这种方法制备出的单模微腔有耦合微盘、光流环共振腔和二氧化硅/玻璃纤维等^[62-66]. 利用游标效应进行选模的原理即筛选耦合微腔所有模式中的共振模式. 具体地, 当尺寸不同的两个微腔互相耦合时, 共振模式会被限制在微腔内部, 因此损耗很低; 而非共振模式则会在耦合中大量损耗. 因此, 微腔之间经由耦合可以形成共振的单一模式输出^[65]. 这类耦合微腔的优点在于能够保持回音壁模式微腔的高 Q 值, 而相应地对微腔结构的制备工艺有较高的要求. 同时, 为了制备集成光子器件和生物传感器等器件, 除了对微腔进行选模之外, 使其输出激光单向化也是亟需解决的重要问题之一. 研究表明, 在具有旋转对称性的回音壁模式微腔结构中适当引入对称破缺, 能够显著改善输出激光的方向性^[67-71]. 于是, 人们提出可将具有高 Q 值模式的微腔与具有输出单向性的低 Q 值微腔进行耦合, 能够获得兼有高 Q 值和良好单向性的输出^[69]. 由此可见, 为了获得同时具有单向单模输出和高 Q 值的微腔, 需要一种具有高精度和突出成型能力的加工技术来准确实现上述精细、复杂的耦合结构设计.

在此需求下, 我们提出利用飞秒激光直写来制备具有三维耦合结构和单向单模输出的高 Q 值微腔. 基于其特有的非线性特性, 飞秒激光直写技术具有高加工精度和高度三维图案化水平, 是一种理想的无掩膜快速成型技术^[72-76]. 由于耦合微腔的输出模式对微腔质量、尺度、耦合效果、温度和介

电环境等条件均十分敏感, 因此需要利用飞秒激光直写这种精加工技术对耦合结构进行精细调控, 设计实现更多的耦合方式, 并保证耦合微腔的加工质量, 从而实现对微腔输出的理想调制效果^[23,77]. 本文基于近期工作, 介绍通过飞秒激光直写获得的一系列三维耦合微腔结构, 内容具体包括加工方法、结构控制和激光表征. 同时, 对这些耦合微腔作为微激光器的单模操作效果进行比较与总结, 以期对耦合微腔的加工方法和进一步集成光子器件提供新的启示和平台.

2 实验部分

2.1 飞秒激光直写系统

图1为一个典型的飞秒激光直写加工系统, 依据功能可分为四个子系统: 激光光源和光束导向系统(左栏)、光束转向和运动平台(右栏)、计算机图像生成和控制系统(图中未包含)以及实时监控系统(中间栏). 在计算机的控制下, 置于运动载物台上的材料被聚焦的飞秒激光光点照射并发生局域材料性变, 使得该处材料性质与未曝光处截然不同. 而这些性变中最为重要的就是相对于某种溶剂的溶解度的变化. 据此, 材料中无论是未照射还是未曝光的部分都会在后期的清洗环节被完全去除(即显影)^[73]. 此类加工系统所用的激光光源通常为Ti:sapphire激光器, 即以Ti掺杂的蓝宝石作为增益介质, 波长通常在400或800 nm, 脉冲宽度约为200 fs, 重复频率为76 MHz—1 kHz, 脉冲能量在0.1—1000 nJ.

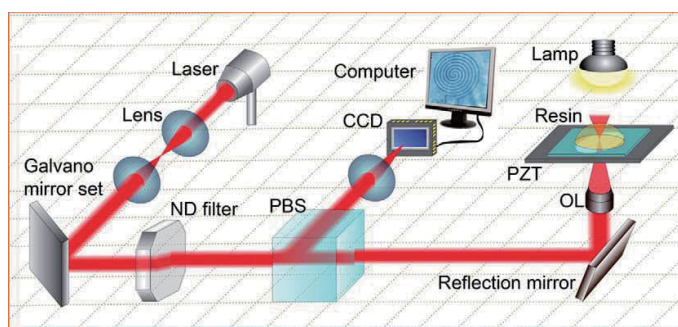


图1 三维飞秒激光直写加工系统的示意图^[73]

Fig. 1. Schematic of three-dimensional femtosecond laser direct-writing system^[73].

2.2 飞秒激光直写制备微腔

制备微腔腔体所用的树脂材料为SU-8 2025负光刻胶(MicroChem Corp.), 使用前以环戊酮以

1:1的体积比进行稀释. 所用微腔增益材料为罗丹明B染料分子, 使用前先将其溶于乙醇得到8%体积浓度的溶液. 随后, 将所得罗丹明B溶液与SU-8光刻胶均匀混合, 得到罗丹明B掺杂质量浓度为

1%的染料-光刻胶混合物. 然后, 将染料-光刻胶混合物滴涂至玻璃或窄带滤光片 (narrow band filter, NBF; 购于Fushen Guangdian Comp.) 衬底上, 在 $95\text{ }^{\circ}\text{C}$ 下前烘 2 h 成膜, 置于加工平台待用. 所用飞秒激光直写加工系统的细节描述详见 2.1 节. 其中加工平台为一个三维移动平台, 其三维移动具体通过光轴角和高度两个参数进行控制, 即平台光轴角由一个二维扫描镜系统控制, 而平台高度(平行于光轴)则由一个压电微型板控制. 加工所用光源的高强度脉冲由飞秒振荡器 (Tsunami, Spectra Physics) 产生, 波长为 790 nm, 脉冲宽度为 120 fs, 重复频率为 80 MHz. 飞秒激光脉冲经由高数值孔径的油浸物镜 ($NA = 1.35$, 倍数 $100\times$) 聚焦到待

加工的染料-光刻胶混合物上. 加工时, 各种结构设计的耦合微腔都通过点扫描的方式来实现, 其光聚合过程均为双光子聚合. 曝光时所用激光功率为 8—12 mW, 曝光时间为 300 μs . 加工完毕后, 对曝光后的光刻胶膜进行后烘 30 min, 并在丙酮中显影 3 min, 最终得到所需耦合微腔结构.

3 结果与讨论

3.1 耦合微盘

单个圆盘微腔具有对应不同角量子数的多个回音壁模式. 当激光垂直入射到微盘上时, 这些模式能够被同时激发. 同时, 不同尺寸的微盘往往具

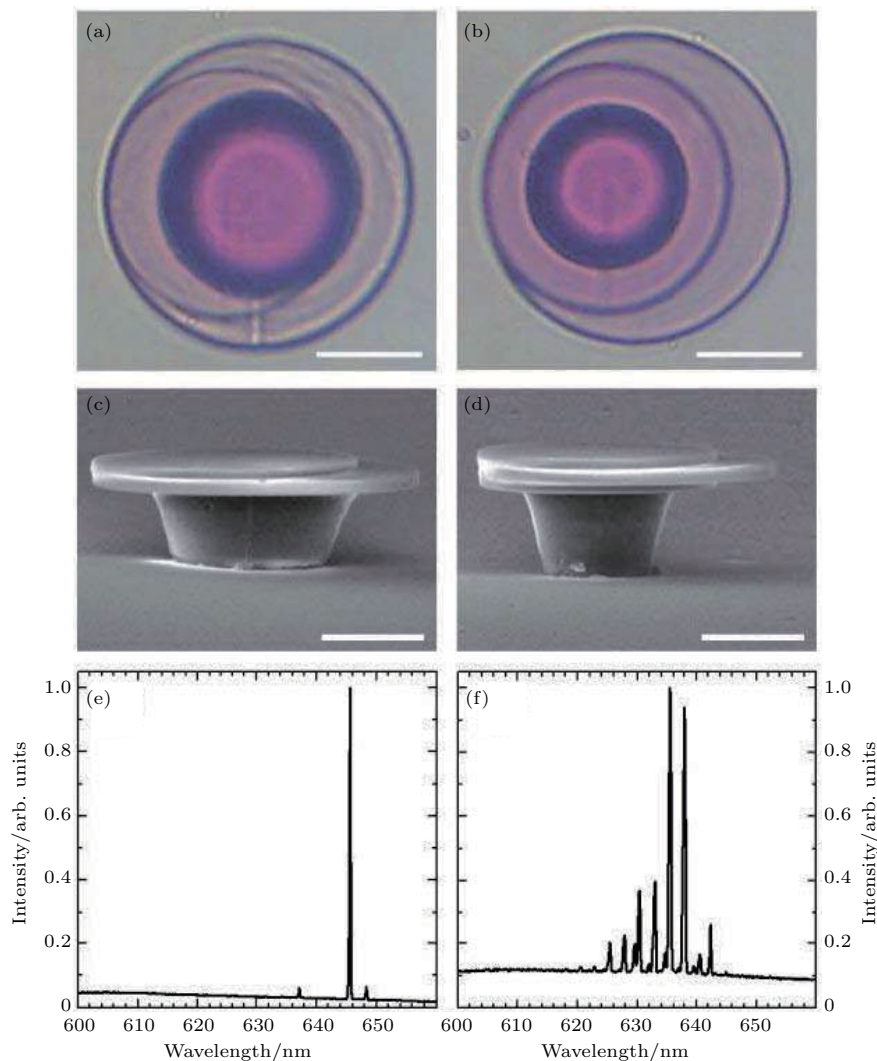


图2 耦合微盘 (a) 双微盘耦合和 (b) 三微盘耦合的俯视 SEM 照片; (c) 双微盘耦合和 (d) 三微盘耦合的侧视 SEM 照片; (e) 三微盘耦合和 (f) 单个微盘的激光光谱^[77]

Fig. 2. Coupled microdisks: top-view SEM images of (a) two coupled microdisks and (b) three coupled microdisks; side-view SEM images of (c) two coupled microdisks and (d) three coupled microdisks; the lasing spectra of (e) three coupled microdisks and (f) a single microdisk^[77].

有不同的FSR. 如果把两个不同直径的微盘按照边缘某点相切的方式进行堆叠, 二者之间将会形成某些共振激光模式, 从而实现单模筛选. 具体地, 对于大小两个微盘, 其分别具有FSR₁和FSR₂, 那么将二者进行相切堆叠后的FSR₁₂满足FSR₁₂ = N₁FSR₁ = N₂FSR₂ 其中N₁和N₂为互质整数. 可见, 两个微盘耦合后的FSR大于任一单个微盘, 即耦合显著增大了微腔的有效FSR(即游标效应), 而增大的FSR最终使得耦合微盘在增益区呈现单模激光. 值得注意的是, 无论是微腔的尺寸还是周围介质的折射率的微小变化, 均会引起其模式的显著变化. 这点对于集成光电子器件的设计极为有用^[77].

依据上述图象和设计, 可利用飞秒激光直写加工出相切堆叠微盘, 进而实现高质量单模操作, 如图2所示. 图2(a)和图2(c)分别为两个相切堆叠的耦合微盘的俯视显微镜照片和侧视扫描电子显微镜(SEM)照片, 图2(b)和图2(d)则分别为三个相切堆叠的耦合微盘的俯视显微镜照片和侧视SEM照片(两个小微盘中间夹着大微盘, 直径依次为24, 30, 24 μm). 其中, 在微盘结构下方加工锥形底座, 是为了支撑耦合微盘使其悬空, 从而保证了形成回音壁模式所需的腔体内外具有较大反射率差. 由图2可见, 飞秒激光直写加工的高加工精度和高度三维图案化能力能够准确实现相切堆叠的耦合方式和多个微腔的耦合, 使得不同尺寸微盘边缘严格重合于一点. 图2(e)和图2(f)分别为三个相切堆叠的耦合微盘和单个大微盘(直径30 μm)的激光光谱. 以三个相切堆叠的耦合微盘为例, 通过与单个微盘的激光光谱的比较, 可以看出耦合微盘的显著单模筛选效果. 即单个微盘被激发后呈现出多个模式, 而经过相切堆叠耦合后, 只有单一模式被激发^[77].

进一步地, 可通过分析多耦合微盘的多模激光光谱对选模机理(即游标效应)进行验证. 以两个相切堆叠微盘构成的耦合微腔为例, 取大小两个微盘的直径尺寸分别为60 μm和36 μm, 对其进行激发, 可获得包含多个模式的激光光谱. 其中, 强度较强的激光峰为峰位在639.1 nm和645.3 nm处的两个峰, 说明经过多个模式的竞争和筛选, 这两个模式最终与两个微盘处于共振状态. 同时, 通过多模激光光谱可以计算出相邻模式之间的波长差(即FSR₁₂)约为6.2 nm, 而这个耦合后的FSR₁₂恰好为大微盘的FSR₁的5倍, 小微盘的FSR₂的3倍. 这一结果与作为选模依据的游标效应完全一致.

3.2 光栅-微盘耦合

回音壁模式微腔通常具有 m 个共振模式 λ_m , 由公式 $2\pi nr = m \cdot \lambda_m$ 决定, 其中, n 为回音壁模式微腔的介质折射率(本文中加工腔体所用的树脂材料 n 值约1.6), r 为微腔半径. 而FSR即为相邻模式 λ_m 和 λ_{m-1} 之间的差值, 其大小依赖于微腔半径 r . 因此, 诸如本文合成的直径为30 μm的微盘共振腔, 其输出模式为由FSR筛出的多个模式, 不能作为需要单色输出的微激光器. 为了对其进行选模, 除了像3.1小节中那样将多个微盘进行相切堆叠耦合之外, 还可以考虑直接将光栅结构与微盘进行耦合, 以获得单模输出, 如图3所示. 我们知道, 当光在微腔中传播时, 在微腔表面处会形成纵深十几到几百纳米的消逝场. 因此, 只要在微盘边缘嵌入一小段光栅结构, 光便会通过消逝场从光栅处向外耦合^[78]. 也就是说, 嵌入的这段光栅结构可作为集成滤波器, 直接从微盘的众多模式中选出某个模式通过, 如图3(a)和图3(b)所示. 所选模式由光栅滤波方程 $d \cdot n(\sin \theta_{in} + \sin \theta_{out}) = m' \cdot \lambda_{m'}$ 决定, 其中 d 为光栅周期, θ_{in} 和 θ_{out} 分别为入射角和出射角(此处均为 $\pi/2$), m' 为光栅级数, $\lambda_{m'}$ 为光栅共振波长. 由此可知, 只有恰当选择光栅周期 d 值, 使得 d , m' 和 $\lambda_{m'}$ 满足上述方程时, 才能实现选模. 按照上述设计, 所制备的光栅-微盘耦合微腔结构如图3(c)和图3(d)所示. 其中, 所加工微盘直径为30 μm, 厚度为1.2 μm, 位于一个高7 μm的去顶倒置锥形底座上(上表面直径8.5 μm, 下表面直径5 μm); 所加工光栅结构的长度占微盘总周长的1/3, 周期约为1.6 μm. 具体的选模结果则由图3(e)给出. 图3(e)为图3(c)和图3(d)中光栅周期为1.6 μm的光栅-微盘耦合微腔的激光光谱, 谱中约641.6 nm出现单模激光, 与不含光栅结构的同样规格的微盘的约641.7 nm模式基本一致. 针对图3(e)中光栅-微盘耦合微激光器的激光峰进行表征, 其半峰宽为0.23 nm. 利用高斯拟合可计算出耦合微腔的 Q 值为2790, 表明光栅-微盘耦合的方式在获得单模输出的同时能够保证高 Q 值^[54].

特别地, 利用光栅-微腔耦合进行集成滤波具有灵活的输出可调性和良好的单向性. 依据光栅滤波方程 $d \cdot n(\sin \theta_{in} + \sin \theta_{out}) = m' \cdot \lambda_{m'}$, 改变嵌入集成至微盘边缘的光栅结构的周期 d , 便可从微盘的多个回音壁模式中筛选出对应的模式 $\lambda_{m'}$, 如图3(e)所示. 图3(e)为直径约30 μm的微盘的多模式激光光谱, 其中FSR为2.6 nm. 而

在此微盘边缘嵌入光栅结构后, 上述每个模式都能被独自筛选出来, 如图 3(e2)—(e6) 所示. 其中, 经由光栅集成滤波后筛出的模式峰位依次约为 636.1, 637.9, 641.6, 644.5 和 647.2 nm, 分别对应原微盘的多模激光谱(图 3(e1))中的约 636.4, 638.8, 641.6, 644.2 和 646.9 nm 峰位, 表明所选出的模式与原多模中的模式偏差很小, 在误差允许范围之内. 此外, 根据图 3(e1) 可计算出滤波前的微盘的多模平均 Q 值为 1280, 远小于滤波后的单模 Q 值 2790, 说明光栅的引入同时缩减了峰宽. 而对光栅-微盘耦合微腔的激光光强分布探测也表明, 其输出具有良好的单向性, 即针对 621.27, 628.15 和 641.60 nm 三个激光模式进行探测时, 其输出光强均沿“微盘中心 → 光栅所在圆弧”的方向分布 [54].

这种定向辐射很可能源自耦合耗散. 也就是说, 当光经过光栅场时, 耦合耗散使得向外耦合发光的概率远远高于无光栅的情形. 进一步结合有限单元法对耦合结构的电场分布进行理论模拟, 能够直观地对光栅选模进行证实. 通过点探测对光栅侧面的电场强度进行模拟, 可得到一个主强峰(频率为 4.7744×10^{14} Hz)和两个次强峰(频率分别为 4.7534×10^{14} Hz 和 4.7974×10^{14} Hz). 通过比较主强峰与次强峰的放大电场分布图可以发现, 两个次强峰所对应的模式在光栅位置处均有严重耗散, 使得二者无法穿过光栅结构. 而主强峰所对应的模式能够轻易穿过光栅结构, 即为最终被筛选出的模式.

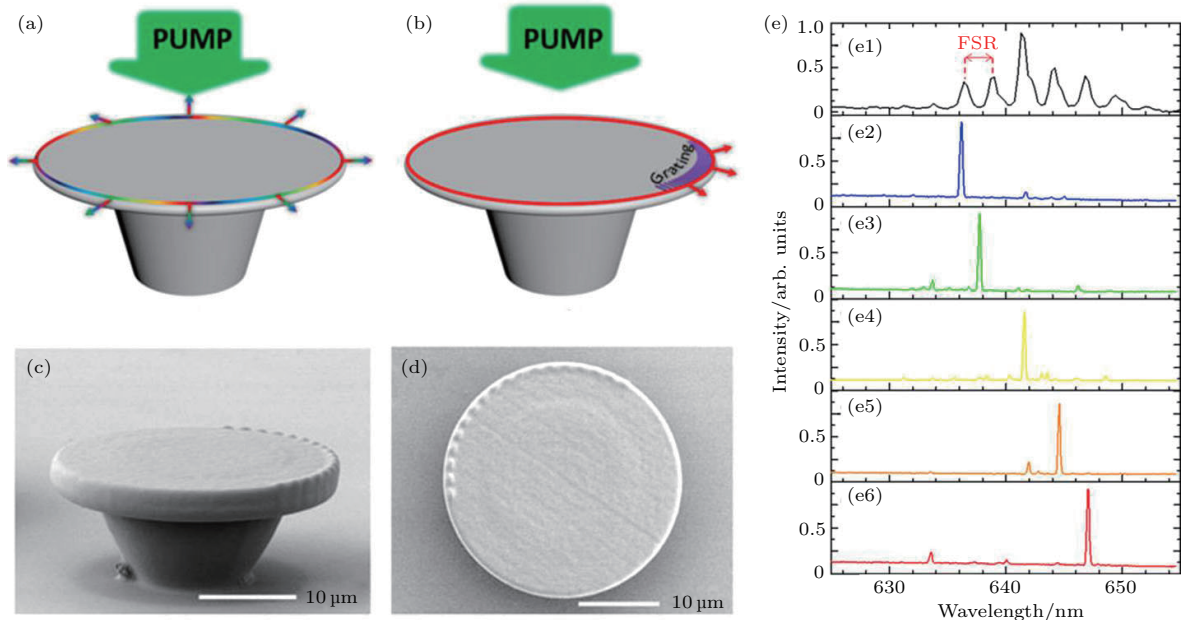


图 3 光栅-微盘耦合 (a) 具有各向同性的多个模式分布的微盘和 (b) 具有定向单模的嵌入光栅的微盘的结构模型; 嵌入光栅的微盘的 (c) 侧视 SEM 照片和 (d) 俯视 SEM 照片; (e) 多模微盘和光栅-微盘耦合的各个单模的激光光谱 [54]

Fig. 3. Grating-coupled microdisk: Structural models of (a) an original microdisk with isotropic multi-mode distribution and (b) a grating-implanted microdisk with a directional single mode; (c) side-view and (d) top-view SEM image of the grating-implanted microdisk; (e) lasing spectra of the multi-mode microdisk and selected single-mode of the grating-coupled microdisk [54].

3.3 螺旋环-圆环与螺旋环-圆盘耦合

除了前文所述的圆盘微腔, 圆环微腔也是一种具有高 Q 值的光学微腔, 并且同样具有各向同性输出. 在考虑了对圆环微腔结构引入对称破缺后, 人们提出了螺旋环微腔 [67,79], 即在圆环微腔外边缘某处引入一个微小槽口. 其二维螺旋环图形可由极坐标方程 $r(\varphi) = r_0 + \varepsilon\varphi/(2\pi)$ 定义, 其中 r_0 为 $\varphi = 0$ 时的半径(此处为螺旋环内径), ε 为形变因

子(决定槽口宽度). 研究表明, 以螺旋环为代表的非对称类共振腔均能显著改善激光的方向性 [67,79]. 基于前文对于将微腔进行三维堆叠耦合来获得单模输出的工作, 进一步地, 可以考虑在耦合体系中引入螺旋环, 从而获得同时具有单模输出和高度单向性的微激光器. 根据上述方案, 设计加工了三维的圆环与螺旋环耦合微腔激光器, 如图 4 所示. 图 4(a)—(c) 依次为所加工的对比如品微腔的 SEM 俯视图, 即单个微盘、圆环和螺旋环微腔, 其中, 微

盘直径和圆环微腔外径均约为 $30.2\ \mu\text{m}$, 圆环内径约为 $12.1\ \mu\text{m}$, 螺旋环的 r_0 为 $12\ \mu\text{m}$, ε 为 0.083 (所致槽口宽约为 $1.0\ \mu\text{m}$). 图 4(d) 和图 4(e) 为所加工的两种螺旋环耦合微腔, 分别为螺旋环-圆环耦合微腔和螺旋环-圆盘耦合微腔, 结构均为螺旋环相切堆叠在圆环/圆盘上方. 为了方便与图 4(a)–(c) 中的样品进行比较, 耦合结构中的螺旋环尺寸均与图 4(c) 完全相同, 而耦合结构中的圆盘和圆环

的尺寸也分别与图 4(a) 和图 4(b) 中的样品一致. 图 4(f) 为所加工的微腔与 NBF 衬底交界处的 SEM 截面图, 可以看到二者之间紧密贴合. 这里采用 NBF 衬底来提供合适的折射率环境, 主要是因为如果在耦合结构下方继续加工前文所述的支撑底座结构会导致整个结构塌陷. 同时, 采用 NBF 衬底来替换微腔底座也使得微激光器结构得到简化, 更利于其集成和应用 [23].

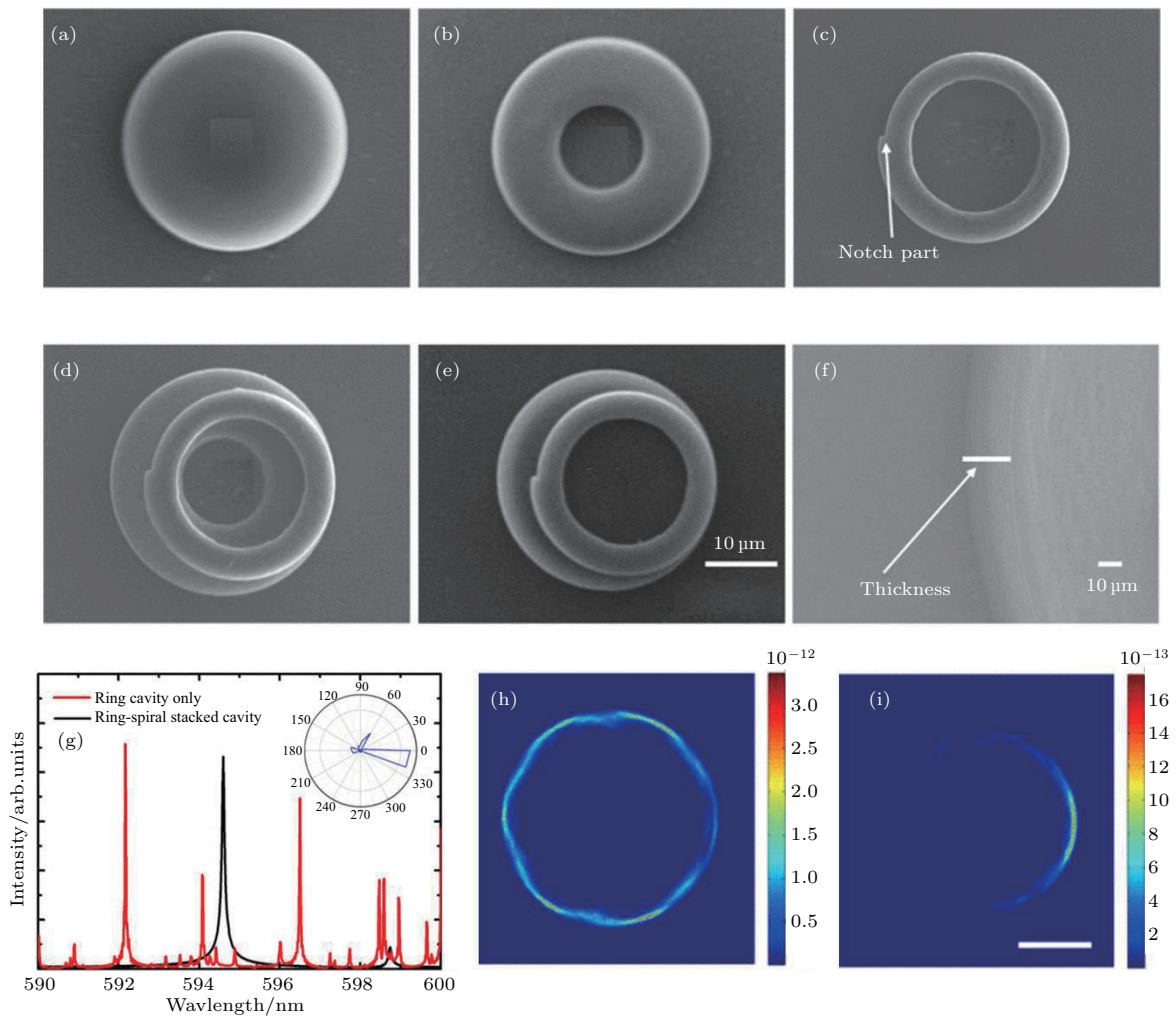


图 4 螺旋环-圆环与螺旋环-圆盘耦合 (a) 圆盘、(b) 圆环、(c) 螺旋环、(d) 螺旋环-圆环耦合和 (e) 螺旋环-圆盘耦合微腔的俯视扫描电镜照片; (f) 耦合螺旋环 [(d) 图中] 的放大倾斜视角扫描电镜照片; (g) 螺旋环-圆环耦合微腔的 FDTD 模拟结果, 插入图为 $594.6\ \text{nm}$ 模式的远场强角分布; (h) 和 (i) 分别为耦合微腔中圆环和螺旋环的模式强度分布, 比例尺为 $5\ \mu\text{m}$ [23]
 Fig. 4. Sipral-ring-coupled ring and disk: Top-view SEM images of (a) a disk, (b) a ring, (c) a spiral-ring, (d) a spiral-ring-coupled ring and (e) a spiral-ring-coupled disk microcavities; (f) magnified tilt-view SEM image of the spiral-ring microcavity coupled to a ring microcavity in (d); (g) FDTD simulation results of the spiral-ring microcavity, and the inset illustrates the far-field intensity angular distribution of the mode at $594.6\ \text{nm}$ from the stacked cavity; (h) and (i) mode intensity distributions in underneath circular-ring cavity and the top spiral-ring cavity, respectively; the scale bar is $5\ \mu\text{m}$ [23].

利用 $532\ \text{nm}$ 的抽运光依次对上述五种微腔结构进行激发并获得激光光谱 (所用光学参数一致). 通过比较发现, 相对于单个圆盘、圆环的多个模式,

单个螺旋环和两种耦合微腔的输出模式均显著减少, 其中单个螺旋环微腔和螺旋环-圆环耦合微腔均实现了单模输出. 其中, 单个螺旋环微腔获得

单模输出源自于其显著缩小的模体积,但同时也一定程度上损耗了 Q 值,导致其激射阈值激增至 $110\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$ (为圆盘和圆环微腔的两倍以上).而通过相切堆叠进行耦合的两种微腔,均显示出与单个圆盘/圆环微腔相近的激射阈值,其中螺旋环-圆环耦合微腔的激射阈值约为 $60\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$,螺旋环-圆盘耦合微腔的激射阈值约为 $70\ \mu\text{J}/\text{cm}^2$,说明三维的相切堆叠的耦合方式在获得单向单模输出的同时能够保证 Q 值.进一步地,为了证实耦合的存在,针对图4(d)中的螺旋环-圆环微腔进行了三维时域有限差分(FDTD)模拟.虽然因为计算能力的限制在模拟时不得不将所模拟的微腔直径减半,但得到的结果在定性分析方面仍然很有价值,并且与实验结果能够较好地符合,如图4(g)–(i)所示.在模式输出方面,图4(g)为模拟的单个圆环微腔和螺旋环-圆环堆叠微腔的电磁场谱.由图4(g)可知:单个圆环微腔在 $590\text{--}600\ \text{nm}$ 的区间呈现多个锐利峰,对应着多个高 Q 值的模式输出;而当螺旋环与该圆环进行相切堆叠时,其旋转对称性的破坏使得多数高 Q 值回音壁模被抑制,而仅剩一个位于 $594.6\ \text{nm}$ 处的单峰.图4(g)内插图所示的远场强角分布图同时印证了耦合微腔的单向输出.在模式分布方面,图4(h)和图4(i)分别为堆叠微腔中位于上方的螺旋环微腔和位于下方的圆环微腔的模式分布图,通过比较分析可证实耦合的猜想.一般地,位于下方的圆环微腔边缘整体呈现近回音壁模式的场强分布,说明在 $594.6\ \text{nm}$ 处存在一个高 Q 值模;而在二者相切堆叠位置处,结构对称破缺的存在引发了非共振.也就是说,能量从具有高 Q 值的圆环微腔耦合至螺旋环微腔时,会因边界散射而耗散,导致微腔模式的高 Q 值受损.然而,在图4(i)的情形下,能量又从上方的螺旋环微腔重新耦合至下方的圆环微腔,于此同时仅有小部分能量从螺旋环槽口出射.因此,此种情形下微腔的 Q 值和单向性才能够同时得到保障.进一步地,所加工的耦合微腔的 Q 值均由计算给出,分别为螺旋环-圆环耦合微腔 $Q = 6.1 \times 10^3$,螺旋环-圆盘耦合微腔 $Q = 7.3 \times 10^3$,表明三维堆叠耦合的方式能够获得兼具良好单向性和高 Q 值的微激光器^[23].

4 结 论

综上所述,本文利用飞秒激光直写技术加工出一系列三维耦合微腔,成功地实现了具有低激射阈值和高度单向型的单模激光输出.飞秒激光的强大

三维图案化能力能够准确实现多种复杂的三维耦合微腔结构,包括相切堆叠的耦合微盘、集成滤波光栅的微盘和螺旋环耦合微环等.通过对激射阈值、 Q 值的比较以及理论模拟,可以证实上述微腔之间、微腔-光栅之间存在耦合.对于耦合微盘而言,耦合使得两微盘的模式之间形成了游标效应,进而能够筛选出某一共振模式;对于光栅耦合微盘和螺旋环耦合微环而言,耦合结构中的二者则分别充当滤波器和输出端口,形成一个初步集成的微激光器.之前所提出的加工耦合微腔激光器的方法主要针对无机材料或无机-有机混合材料,而本文提出的飞秒激光直写快速成型技术能够针对聚合物类材料进行高效而精准的加工.通过结构控制来有效调控耦合效果和折射率环境,为单片式单向单模聚合物微激光器的加工和集成提供了有力支持.在未来的工作中,一方面将会致力于进一步提高 Q 值及相关腔光力学方面的研究,另一方面也会逐步将微激光器集成至生物探测器等相关器件中,针对材料兼容性和探测灵敏度等问题进行探索与解决.与仿生材料和有机二极管技术等进行交叉,我们期待有机聚合物类微腔能够实现突破性的进展和应用.

感谢吉林大学电子科学与工程学院孙洪波教授和王磊博士的指导与帮助.

参考文献

- [1] Gao M, Wei C, Lin X, Liu Y, Hu F, Zhao Y S 2017 *Chem. Commun.* **53** 3102
- [2] Qiu W, Huang Y, Chen H, Qiu P, Tang Y, Wang J X, Kan Q, Pan J Q 2017 *Plasmonics* **12** 39
- [3] Wang H, Liu S, Chen L, Shen D, Wu X 2016 *Sci. Rep.* **6** 38053
- [4] Graf A, Held M, Zakharko Y, Tropf L, Gather M C, Zaumseil J 2017 *Nat. Mater.* **16** 911
- [5] Chen W, Ozdemir S K, Zhao G, Wiersig J, Yang L 2017 *Nature* **548** 192
- [6] Wang M, Lin J T, Xu Y X, Fang Z W, Qiao L L, Liu Z M, Fang W, Cheng Y 2017 *Opt. Commun.* **395** 249
- [7] Gao Y P, Wang T J, Cao C, Wang C 2017 *Photon. Res.* **5** 113
- [8] Pors A, Moreno E, Martin-Moreno L, Pendry J B, Garcia-Vidal F J 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 223905
- [9] Tomazio N B, de Boni L, Mendonca C R 2017 *Sci. Rep.* **7** 8559
- [10] Kushida S, Okada D, Sasaki F, Lin Z H, Huang J S, Yamamoto Y 2017 *Adv. Opt. Mater.* **5** 1700123
- [11] Yang Y D, Xiao Z X, Weng H Z, Xiao J L, Huang Y Z 2016 *Proc. SPIE* **10017** 100170K

- [12] Ma X W, Huang Y Z, Yang Y D, Xiao J L, Weng H Z, Xiao Z X 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 071102
- [13] Heylman K D, Thakkar N, Horak E H, Quillin S C, Cherqui C, Knapper K A, Masiello D J, Goldsmith R H 2016 *Nat. Photon.* **10** 788
- [14] Wang Y, Qin F, Lu J, Li J, Zhu Z, Zhu Q, Zhu Y, Shi Z, Xu C 2017 *Nano Res.* **10** 3447
- [15] Shang J, Cong C, Wang Z, Peimyoo N, Wu L, Zou C, Chen Y, Chin X Y, Wang J, Soci C 2017 *Nat. Commun.* **8** 543
- [16] Choi H, Heuck M, Englund D 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 223605
- [17] Gu F, Xie F, Lin X, Linghu S, Fang W, Zeng H, Tong L, Zhuang S 2017 *Light-Sci. Appl.* **6** e17061
- [18] Tang B, Dong H, Sun L, Zheng W, Wang Q, Sun F, Jiang X, Pan A, Zhang L 2017 *ACS Nano* **11** 10681
- [19] Dusel M, Betzold S, Brodbeck S, Herbst S, Würthner F, Friedrich D, Hecht B, Höfling S, Dietrich C P 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 201113
- [20] Mi Y, Zhang Z, Zhao L, Zhang S, Chen J, Ji Q, Shi J, Zhou X, Wang R, Shi J, Du W, Wu Z, Qiu X, Zhang Q, Zhang Y, Liu X 2017 *Small* **13** 1701694
- [21] Shen X, Cui T J 2014 *Laser Photon. Rev.* **8** 137
- [22] Jiang X F, Zou C L, Wang L, Gong Q, Xiao Y F 2016 *Laser Photon. Rev.* **10** 40
- [23] Zhan X P, Xu Y X, Xu H L, Huang Q L, Hou Z S, Fang W, Chen Q D, Sun H B 2017 *J. Lightwave Technol.* **35** 2331
- [24] Kim K H, Bahl G, Lee W, Liu J, Tomes M, Fan X, Carmon T 2013 *Light-Sci. Appl.* **2** e110
- [25] Park Y S, Cook A K, Wang H 2006 *Nano Lett.* **6** 2075
- [26] Spillane S M, Kippenberg T J, Vahala K J, Goh K W, Wilcut E, Kimble H J 2005 *Phys. Rev. A* **71** 013817
- [27] Wu Y, Yang X X 2001 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **34** 2281
- [28] Wu Y 2000 *Phys. Rev. A* **61** 033803
- [29] Rabiee P, Steier W H, Zhang C, Dalton L R 2002 *J. Lightwave Technol.* **20** 1968
- [30] Batista P D, Drescher B, Seidel W, Rudolph J, Jiao S, Santos P V 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 133502
- [31] Chin M K, Youtsey C, Zhao W, Pierson T, Ren Z, Wu S L, Wang L, Zhao Y G, Ho S T 1999 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11** 1620
- [32] Krioukov E, Klunder D J W, Driessen A, Greve J, Otto C 2002 *Opt. Lett.* **27** 512
- [33] Mehrabani S, Kwong P, Gupta M, Armani A M 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 241101
- [34] Ku J F, Chen Q D, Zhang R, Sun H B 2011 *Opt. Lett.* **36** 2871
- [35] Wu Y, Leung P T 1999 *Phys. Rev. A* **60** 630
- [36] Flatae A M, Burresi M, Zeng H, Nocentini S, Wiegele S, Parmeggiani C, Kalt H, Wiersma D 2015 *Light-Sci. Appl.* **4** e282
- [37] Lu S Y, Fang H H, Feng J, Xia H, Zhang T Q, Chen Q D, Sun H B 2014 *J. Lightwave Technol.* **32** 2415
- [38] Gomez D E, Pastoriza-Santos I, Mulvaney P 2005 *Small* **1** 238
- [39] He L, Oezdemir S K, Yang L 2013 *Laser Photon. Rev.* **7** 60
- [40] Vahala K J 2003 *Nature* **424** 839
- [41] Grossmann T, Wienhold T, Bog U, Beck T, Friedmann C, Kalt H, Mappes T 2013 *Light-Sci. Appl.* **2** e82
- [42] Tian Z N, Yu F, Yu Y H, Xu J J, Chen Q D, Sun H B 2017 *Opt. Lett.* **42** 1572
- [43] Wang D, Chen L, Fang B, Zhu Y 2017 *Plasmonics* **12** 947
- [44] Chen L, Wei Y, Zang X, Zhu Y, Zhuang S 2016 *Sci. Rep.* **6** 22027
- [45] Chen L, Xu N, Singh L, Cui T, Singh R, Zhu Y, Zhang W 2017 *Adv. Opt. Mater.* **5** 1600960
- [46] Matsko A B, Savchenkov A A, Strekalov D, Mohageg N, Ilchenko V S, Maleki L 2005 *Resonators and Beam Control VIII* **5708** 242
- [47] Michler P, Kiraz A, Becher C, Schoenfeld W V, Petroff P M, Zhang L D, Hu E, Imamoglu A 2000 *Science* **290** 2282
- [48] Fan X, White I M, Shopova S I, Zhu H, Suter J D, Sun Y 2008 *Anal. Chim. Acta* **620** 8
- [49] Sandoghdar V V, Treussart F, Hare J, Lefèvre-Seguin V, Raimond J, Haroche S 1996 *Phys. Rev. A* **54** R1777
- [50] Aubry G, Kou Q, Soto-Velasco J, Wang C, Meance S, He J J, Haghiri-Gosnet A M 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 111111
- [51] Li Z Y, Zhang Z Y, Emery T, Scherer A, Psaltis D 2006 *Opt. Express* **14** 696
- [52] Gersborg-Hansen M, Kristensen A 2007 *Opt. Express* **15** 137
- [53] Todescato F, Fortunati I, Gardin S, Garbin E, Collini E, Bozio R, Jasieniak J J, Della Giustina G, Brusatin G, Toffanin S, Signorini R 2012 *Adv. Funct. Mater.* **22** 337
- [54] Yao W G, Guan K M, Tian Z N, Xu J J, Chen Q D, Sun H B 2016 *J. Lightwave Technol.* **34** 4143
- [55] Li K H, Ma Z, Choi H W 2012 *Opt. Lett.* **37** 374
- [56] Gargas D J, Moore M C, Ni A, Chang S W, Zhang Z, Chuang S L, Yang P 2010 *ACS Nano* **4** 3270
- [57] Helbo B, Kristensen A, Menon A 2003 *J. Micromech. Microeng.* **13** 0353074
- [58] Vezenov D V, Mayers B T, Conroy R S, Whitesides G M, Snee P T, Chan Y, Nocera D G, Bawendi M G 2005 *J. Am. Chem. Soc.* **127** 8952
- [59] Galas J C, Torres J, Belotti M, Kou Q, Chen Y 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 264101
- [60] Li Z, Zhang Z, Scherer A, Psaltis D 2006 *Opt. Express* **14** 10494
- [61] Li H, Shang L, Tu X, Liu L, Xu L 2009 *J. Am. Chem. Soc.* **131** 16612
- [62] Xiao Y, Meng C, Wu X, Tong L 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 023109
- [63] Li H, Li J, Qiang L, Zhang Y, Hao S 2013 *Nanoscale* **5** 6297
- [64] Lee W, Li H, Suter J D, Reddy K, Sun Y, Fan X 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 061103

- [65] Shang L, Liu L, Xu L 2008 *Opt. Lett.* **33** 1150
- [66] Xiao Y, Meng C, Wang P, Ye Y, Yu H, Wang S, Gu F, Dai L, Tong L 2011 *Nano Lett.* **11** 1122
- [67] Ben-Messaoud T, Zyss J 2005 *Appl. Phys. Lett.* **86** 241110
- [68] Harayama T, Shinohara S 2011 *Laser Photon. Rev.* **5** 247
- [69] Wiersig J, Hentschel M 2006 *Phys. Rev. A* **73** 031802
- [70] Lacey S, Wang H L 2001 *Opt. Lett.* **26** 1943
- [71] Gmachl C, Capasso F, Narimanov E E, Nockel J U, Stone A D, Faist J, Sivco D L, Cho A Y 1998 *Science* **280** 1556
- [72] Sun H B, Tanaka T, Takada K, Kawata S 2001 *Appl. Phys. Lett.* **79** 1411
- [73] Zhang Y L, Chen Q D, Xia H, Sun H B 2010 *Nano Today* **5** 435
- [74] Zhang R, Lü C, Xiao X Z, Luo Y, He Y, Xu Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 074205 (in Chinese) [张然, 吕超, 肖鑫泽, 骆杨, 何艳, 徐颖 2014 物理学报 **63** 074205]
- [75] Zhang R, Xiao X Z, Lü C, Luo Y, Xu Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 014206 (in Chinese) [张然, 肖鑫泽, 吕超, 骆杨, 徐颖 2014 物理学报 **63** 014206]
- [76] Ran Z, Cao X W, Xu W W, Masanobu H, Gao B R 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 054201 (in Chinese) [张然, 曹小文, 徐微微, Haraguchi Masanobu, 高炳荣 2014 物理学报 **63** 054201]
- [77] Ku J F, Chen Q D, Ma X W, Yang Y D, Huang Y Z, Xu H L, Sun H B 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 1157
- [78] Yang S, Wang Y, Sun H 2015 *Adv. Opt. Mater.* **3** 1136
- [79] Chern G D, Tureci H E, Stone A D, Chang R K, Kneissl M, Johnson N M 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 1710

REVIEW

Coupled microcavities with unidirectional single mode via femtosecond laser direct-writing*

Wei Wei-Hua¹⁾ Li Mu-Tian¹⁾ Liu Mo-Nan^{2)†}

1) (State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, College of Electronic Science and Engineering, Jilin University, Changchun 130012, China)

2) (Department of Condensed Matter Physics, College of Physics, Jilin University, Changchun 130012, China)

(Received 7 November 2017; revised manuscript received 28 November 2017)

Abstract

Optical microcavities play a key role in both fundamental research on light-matter interaction and also applications such as integrated optics and sensors. Among them, whisper gallery mode (WGM) microcavity outstands itself by low loss, high Q -factor and high sensitivity to their dielectric environment. It can be found to have a variety of applications, including nonlinear optics, quantum electrodynamics, bio-sensors, low-threshold lasers, etc. However, the multi-mode nature of WGM microcavity is inconsistent with the basic requirements for these applications, i.e., a single-mode output and tunable wavelength. Therefore, the modulation of whisper gallery mode towards a unidirectional single-mode output is meaningful for both studying cavity dynamics and developing the above-mentioned applications. Here in this paper a brief review is carried out on the study of coupled dye-doped polymer microcavity processed by femtosecond laser direct-writing (FSLDW). The content covers fabrication, microcavity structure design, lasing and coupling mechanism study. The powerful patterning ability of FSLDW can realize complex three-dimensional microcavity structure design, which follows two schemes. One is to integrate a filter port to a microcavity. The other is to bring two or more microcavities in close proximity to each other for coupling. Based on such schemes, three kinds of microcavity structures, which are stacked microdisks, a microdisk integrated with gratings and stacked spiral-ring and circular-ring microcavity, are developed for the mode modulation. It is shown that all the three kinds of structures support unidirectional single-mode emissions with low lasing threshold. For the case of the stacked microdisks, the coupling can have a vernier effect among their modes and hence the mode selection. For the case of the microdisk cavity integrated with gratings, the gratings work as a filter port to select a certain mode according to their own period. For the case of the stacked spiral-ring and circular-ring microcavities, it is the structure asymmetry of the former that leads to the single-mode output. The mode modulations based on the mentioned microcavity structures have successfully maintained the high Q -factor of WGMs, which makes these cavities promising unidirectional single-mode microlasers. Combining with theoretical simulations, it is confirmed that the mode coupling between the microcavities (or between gratings and a microcavity) is responsible for the mode selection. Moreover, the unique structure design can break the rotational symmetry of the microcavity and hence achieve unidirectional laser emission. By careful designing and processing, successful modulations can be achieved on a series of polymer microcavities. With both high Q -factor and good lasing directionality, these microcavity lasers could be well explored in integrated optical systems and organic optoelectronic devices.

Keywords: coupled microcavities, femtosecond laser direct-writing, single mode, unidirectional lasers

PACS: 42.55.Sa, 42.60.Fc, 42.55.Mv

DOI: 10.7498/aps.67.20172395

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 51501070).

† Corresponding author. E-mail: graiel@jlu.edu.cn