

基于低散射和高增益全息液晶/聚合物光栅的 分布反馈式激光器*

刁志辉¹⁾²⁾† 黄文彬¹⁾²⁾ 邓舒鹏¹⁾²⁾ 刘永刚¹⁾ 彭增辉¹⁾ 姚丽双¹⁾ 宣丽¹⁾

1) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 应用光学国家重点实验室, 长春 130033)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

(2012年4月8日收到; 2012年9月4日收到修改稿)

利用低官能度的丙烯酸酯单体进行全息液晶/聚合物光栅的制备, 获得了具有聚合物支撑形貌的光栅结构. 由于这种光栅内部不存在液晶微滴, 当作为分布反馈式激光器的谐振腔时, 可以有效降低光栅内部的散射损失 ($< 4\%$), 降低激光腔损耗. 此外, 选用的高折射率单体提升了光栅的折射率调制量, 增强了光栅的反馈增益. 在以上两种因素的共同作用下, 采用染料 DCM 为激光工作物质, 以 532 nm 的 Nd:YAG 脉冲激光器作为抽运光源, 最终获得了中心波长为 635 nm, 转化效率为 1.2% 的高性能激光, 在以阈值能量 0.8 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ 抽运下获得激光线宽 0.3 nm, 较之国内外同类激光器的报道, 在阈值、线宽、转化效率三方面均有不同程度提升.

关键词: 分布反馈式激光器, 液晶/聚合物光栅, 低散射, 高增益

PACS: 42.55.Mv, 42.40.Pa, 42.55.Tv, 61.30.Pq

DOI: 10.7498/aps.62.034202

1 引言

近年来, 全息液晶/聚合物光栅 (holographic polymer dispersed liquid crystal) 凭借其制备工艺简单、造价低廉、易于控制等优点成为国际研究的热门话题, 已被广泛应用于平板显示^[1]、可调谐棱镜^[2]、光通讯^[3]等领域. 液晶/聚合物光栅具有富液晶层和富聚合物层交替排列的周期结构, 介电常数沿光栅矢量方向周期性变化且周期为波长量级, 属于一维光子晶体, 目前已被国内外多个研究小组应用于分布反馈式激光器这一领域. 这种激光发射器具有体积小、制作简便、便于集成、可电热调谐等优点, 并有可能成为众多领域中现役激光器的替代品, 如可应用于光纤通信系统中作光源^[4]. 然而, 众多报道中提及的激光特性较差, 阈值高 (17.3 $\mu\text{J}/\text{pulse}$)^[5]、线宽大 (1.4 nm)^[5]、转化效率低 (仅在 2% 左右)^[6], 远达不到工程应用水平, 因此其激光性能需要进一步提升和优化.

作为激光器中的核心部件, 光栅的优劣程度直接影响到激光的出射水平. 造成激光特性不佳的原因主要有以下两点: 1) 传统液晶/聚合物光栅内部存在液晶微滴, 其体积约在波长量级 ($\sim 100\text{ nm}$)^[7], 当光栅作为激光器的谐振腔时, 液晶微滴会对光栅内的激光产生强烈的散射作用, 造成严重的散射损失; 2) 液晶/聚合物光栅早期研制的出发点在于实现电开关这一应用功能, 因此在材料体系的选择上着重于液晶和单体材料的匹配^[8], 即液晶的寻常折射率 (n_o) 近似等于聚合物的折射率 (n_p), 所以光栅的折射率调制量 Δn 很低 ($\Delta n = \left| \frac{n_p - n_o}{2} \right|$, 一般在 0.001 左右^[5]). 根据 Kogelnik 的耦合波理论^[9], 光栅的耦合系数和 Δn 成正比, 较低的折射率调制量意味着光栅对光有较差的耦合作用, 所以当激光在光栅内振荡反馈时, 较弱的光栅增益造成了激光的转化效率低下. 因此, 想要获得优秀的激光性能, 需要同时解决上述两个问题. 首先, 对于散射问题, 2002 年 Vardanyan 等^[10]报道了一种不存在液晶微

* 国家自然科学基金 (批准号: 60736042, 11174274, 11174279) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: of_memory@126.com

滴的光栅, 这种光栅采用低官能度的丙烯酸酯单体, 光栅内相邻的聚合物层之间存在一些交联的聚合物链, 液晶分子则以均匀态存在于这些网状结构中, 这种光栅被称为聚合物支撑 (polymer scaffolding) 形貌光栅. 由于该类光栅内部不具有液晶微滴, 因此可以有效降低散射损失. 其次, 为了提升光栅的折射率调制量, 需要选择具有较大折射率的单体进行光栅的制备. 从上述两点不难看出, 单体材料的合理选择是获得优秀激光性能的前提条件.

在本文中, 首先选用双官能度单体乙氧基双酚 *F*-二丙烯酸酯进行液晶/聚合物光栅的制备, 该材料折射率高, 官能度低 (官能度是指单体分子在发生聚合反应时参加化学反应的官能团数, 用以表征单体的反应能力), 能够充分满足前文中提出的要求. 然后以组内之前建立的聚合物支撑模型^[11]为基础, 利用偏振光干涉方法定量计算光栅的折射率调制量. 最后向光栅体系中掺杂激光染料 DCM, 利用 532 nm 的 Nd:YAG 脉冲激光器进行抽运, 从降低光栅内部散射、提高光栅反馈增益两方面入手, 最终获得了窄线宽 (0.3 nm, 受限于光谱仪分辨率)、低阈值 (0.8 $\mu\text{J}/\text{pulse}$)、高转化效率 (1.2%) 的高性能激光.

2 实验

2.1 液晶/聚合物光栅制备

光栅的制备光路如图 1 所示. 所用材料体系包括: 由石家庄永生华清液晶有限公司提供的向列相液晶 TEB30A ($n_o = 1.522$, $n_e = 1.692$, $T_{N-I} = 61.2^\circ\text{C}$), 同为 Aldrich 公司生产的双官能度单体乙氧基双酚 *F* 二丙烯酸酯 (BPFEDA, $n_m = 1.541$)、交联剂 *N*-乙烯基吡咯烷酮 (NVP)、光引发剂 rose bengal (RB)、共引发剂 *N*-苯基甘氨酸 (NPG) 和激光染料 4-(二氰亚甲基)-2-甲基-6-(4-二甲氨基苯乙烯基)-4H-吡喃 (DCM). 各成分的质量分数分别为: 29%, 58%, 9%, 0.5%, 2% 和 1.5%. 样品在暗室下搅拌 12 h 至均匀态, 而后利用毛细作用灌入到液晶盒中. 光栅制备光源为 532 nm 的 Nd:YAG 连续激光器, 利用光强相等的两束 *s* 态偏振光在液晶盒处进行干涉, 光强稳定在 $4\text{ mW}/\text{cm}^2$ 左右. 光栅周期由两束光的夹角 θ 决定: $\Lambda = \frac{\lambda_{532}}{2 \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)}$, 实验中 θ 选取 52° , 因此可以获得的的光栅周期为 606.8 nm. 为了能够观察光栅的表面形貌特征, 样品制备完毕

后将液晶盒打开, 令光栅膜在酒精溶液中充分浸泡 12 h, 使液晶全部溶解, 而后将浸泡后的聚合物膜用高纯氮吹干, 在 Bruker 原子力显微镜 (AFM) 下进行形貌观察.

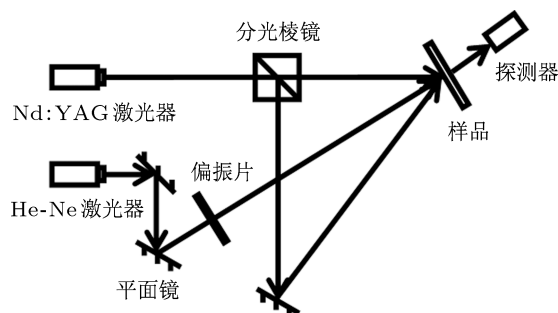


图 1 光栅制备与散射实时测量光路图

2.2 聚合物折射率的测定

将单体材料 BPFEDA, 交联剂 NVP, 光引发剂 RB 和共引发剂 NPG 按 2.1 节中的质量分数混合并在暗室下搅匀. 使混合体系在紫外灯下曝光 5 min 获得成为固态的纯聚合物, 而后利用阿贝折射仪进行测量. 经测定, 纯聚合物折射率为 1.570, 和液晶的寻常光折射率 1.522 相比, 差值为 0.048. 相比于前文提到的折射率匹配条件, 该体系有效增大了聚合物和液晶材料的折射率差值, 为提升光栅的折射率调制量做好准备.

2.3 实时散射测量

为了能够实时监测光栅在制造过程中的散射损失, 测试用光路如图 1 所示. 利用波长为 633 nm 的 He-Ne 激光垂直于液晶盒表面照射, 并利用探测器进行接收, 通过调节偏振片改变探测光的偏振态, 从而获得光栅对 *s*, *p* 偏振光的散射损失. 散射损失的计算方法如下: 利用制栅前透过液晶盒的光强 I_r 作为参照标准, 与光栅制备过程中实时接收到的光强 I_d 相比对, 最终获得光栅的实时散射损失

$$L = \frac{I_r - I_d}{I_r}$$

2.4 激光抽运实验

抽运光路与文献 [5] 相同, 这里不再赘述. 大致过程如下: 抽运光源采用工作波长 532 nm 的倍频 Nd:YAG 脉冲激光器 (脉冲宽度 8 ns, 重复频率 1—10 Hz 可调). 利用柱面镜使抽运光聚焦到液晶/聚合

物光栅处, 形成面积为 $0.1 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$ 的条形光斑并进行横向抽运. 激光染料 DCM 受到抽运光激发后产生荧光, 后者通过光栅的增益反馈和选频作用从液晶盒的一端出射激光, 并分别采用光谱仪 (分辨率 0.3 nm) 和能量计进行接收和探测. 示意图如图 2 所示.

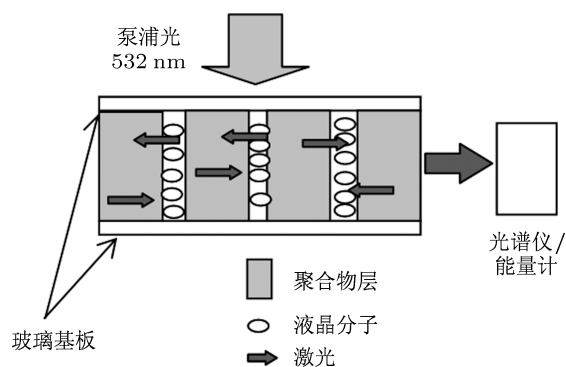


图 2 抽运光路示意图

3 结果与讨论

3.1 低散射液晶/聚合物光栅

图 3(a) 为在原子力显微镜下获得的光栅三维图像, 图中光栅结构成类正弦型, 曲线中的低谷对应为富液晶层. 这是由于光栅在进行原子力测试之前, 光栅中的液晶会因为完全溶于酒精而被“洗掉”, 因此在进行扫描时显微镜探针探测到的低谷为原始光栅的富液晶层. 图中显示光栅周期在 600 nm 左右, 与预定周期 606.8 nm 相近, 测量误差主要是由于光栅因酒精浸泡发生收缩. 图 3(b) 为光栅表面的截面图, 图中发现富液晶层和富聚合物层的界面十分光滑. 如文献 [12] 所述, 光滑的界面表明在富液晶层中并不存在离散的液晶微滴, 而是由连续均匀的液晶分子组成, 这与聚合物支撑形貌相同. 之所以会出现这样的光栅结构, 主要是由于实验中所采用的单体官能度较低. 在全息聚合过程中, 位于干涉亮场的单体发生聚合反应, 伴随着单体的不断消耗, 形成了亮、暗场区的单体浓度差, 这促使未反应的单体由暗场区向亮场区扩散, 并进一步发生聚合反应. 与此同时, 单体所形成的聚合物由于体积收缩, 会将亮场区中的液晶排挤到暗场区, 从而形成富聚合物层和富液晶层交替排布的光栅结构. 对于实验中所采用的光栅体系, 双官能度的单体 BPFEDA 聚合速度慢, 形成的聚合物体系较为疏松,

体系中会包裹较多的液晶, 阻碍了液晶从聚合物层析出, 最终抑制了液晶微滴的形成. 此外, 交联剂 NVP 的添加也有助于无液滴光栅形貌的形成 [13].

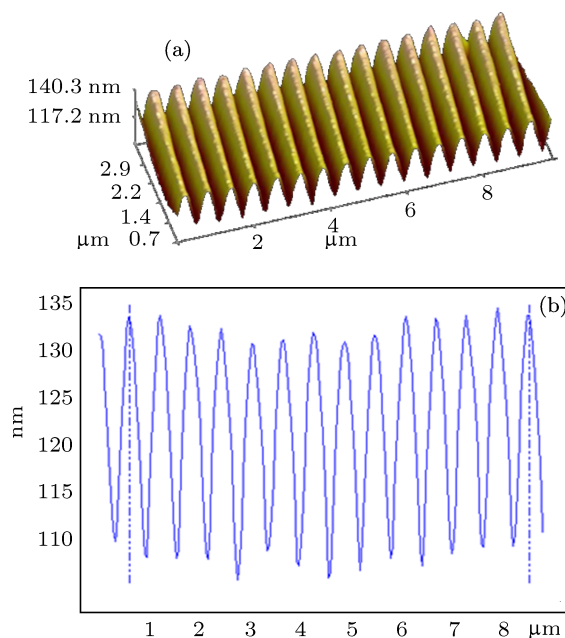


图 3 液晶/聚合物光栅的 AFM 形貌 (a) 立体结构图; (b) 截面图

正是由于该类光栅不存在液晶微滴, 因此可以有效降低光栅的散射损失. 图 4 所示为光栅在制备过程中实时散射的测量情况. 从图中不难发现, 该类光栅散射损失最高不超过 4% , 远低于其他文献中报道的具有液晶微滴的光栅 [14]. 这说明, 利用低官能度单体进行光栅的制备, 通过抑制液晶微滴的形成可以有效降低光栅的散射损失. 值得注意的是, 图中 p 光的散射损失要大于 s 光, 这和液晶在光栅中的自发取向有关 (见 3.2 节). 当 p 光通过光栅时, 液晶层的折射率为 1.690 而 s 光为 1.522 , 相比于聚合物层的折射率 1.570 , 较大的折射率差值导致了光栅对于 p 光有较大的散射作用.

在对光栅的散射损失进行测量后, 需要对光栅的折射率调制量进行表征. 然而, 对于现有的液晶/聚合物光栅, 由于相分离的不彻底, 富聚合物层中会掺杂液晶, 同时, 也有部分聚合物混合在富液晶层中, 此外考虑到液晶的折射率各向异性 [15], 光栅的折射率调制量 Δn 不能单纯地利用两层的折射率相减获得. 所以, 这里将以组内之前建立的聚合物支撑模型为基础, 提出一种利用偏振光干涉的方法对折射率调制量进行测量.

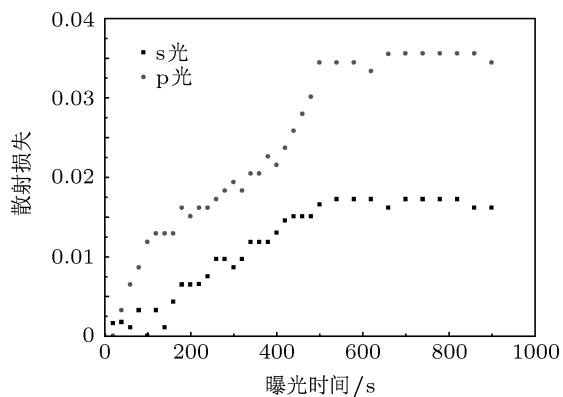


图4 散射损失实时测量曲线

3.2 折射率调制量的计算

聚合物支撑形貌模型如图5所示. 由于液晶和单体的初始体积比大约为1:2, 考虑到液晶的相分离不完全, 会有部分液晶无法析出, 所以富液晶层的体积将小于富聚合物层, 这一点利用原子力图像也可证明. 由于该类模型在文献[11]中已有详细介绍, 这里不再赘述, 直接给出如下结论:

- 1) 设富液晶层在单个周期内所占的体积比为 α ;
- 2) 富聚合物层由混乱排布的液晶和聚合物组成, 其折射率

$$n_{rp} = \frac{n_p \times 0.66 + n_{iso} \times (0.34 - \alpha)}{1 - \alpha}, \quad (1)$$

其中, n_{iso} 为混乱排布状态下液晶的折射率, 大小为1.580, n_p 为纯净聚合物的折射率, 其值为1.570;

- 3) 富液晶层中, 液晶分子沿光栅矢量方向排布^[10], 当激光沿光栅矢量方向振荡时(如图2所示), 无论激光的偏振态如何, 其通过液晶层的折射率均为液晶的寻常折射率 n_o , 即对于在光栅内振荡的激光, 富液晶层的折射率 n_{LC} 为1.522;

- 4) 高、低折射率区面积相同, 其中, 前者由部分富聚合物层组成, 后者由剩余的富聚合物层和富液晶层组成. 因此, 高、低折射率区的折射率可以表示为

$$n_H = n_{rp}, \quad (2)$$

$$n_L = 2\alpha \times n_{LC} + (1 - 2\alpha) \times n_{rp}. \quad (3)$$

综上, 光栅的折射率调制量 $\Delta n = \frac{n_H - n_L}{2}$. 从上述公式中不难看出, 只要获得富液晶层在单个光栅周期内所占的体积比 α , 就能够准确计算出折射

率调制量 Δn 的大小.

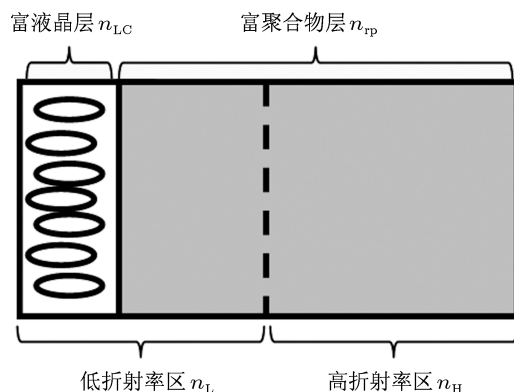


图5 聚合物支撑形貌模型

这里利用偏振光干涉的方法获得 α , 具体原理详见物理教程^[16]. 测量光路图如图6所示, 利用633nm的He-Ne激光作为探测光垂直照射到光栅表面, x 轴方向为光栅的矢量方向, 同时也是富液晶层中液晶分子的指向方向. 由于液晶的双折射特性, 当偏振片P1和P2的透光轴分布垂直和平行时, 探测器获得的光强为

$$I_{\perp} = I \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \quad (4)$$

$$I_{\parallel} = I \left(1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)\right), \quad (5)$$

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{oe} d, \quad (6)$$

其中, Δn_{oe} 为光栅的双折射率差值, d 为液晶盒厚, θ 为 x 轴与P1透光轴夹角. 根据(4), (5)和(6)式不难得出, 光栅的双折射率差值为

$$\Delta n_{oe} = \frac{\lambda}{\pi d} \arcsin \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}}. \quad (7)$$

在光栅成型后, 只有富液晶层会对光有双折射作用, 因此, 利用实际获得的光栅双折射率差值 Δn_{oe} 与纯液晶的双折射率差值0.17进行对比, 就可以有效获知富液晶层在单个光栅周期内所占的体积比 $\alpha = \frac{\Delta n_{oe}}{0.17}$, 进而得出光栅的折射率调制量 Δn 的大小.

这里以制备好的光栅为例: 盒厚为8 μm , 并选取 θ 为45°, 测量获得 $I_{\perp} = 347$, $I_{\parallel} = 345$, 计算出富液晶层所占体积比 α 为11.7%, 则光栅的折射率调制量 Δn 为0.011, 相比于文献[5]中所用材料, Δn 提升了10倍. 这说明, 选用高折射率的单体能够有效提升光栅的折射率调制量.

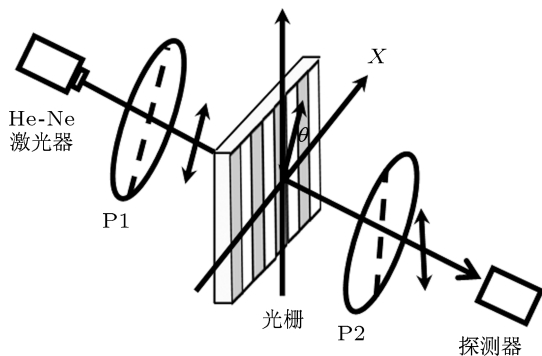


图6 偏振光干涉光路图

3.3 输出激光特性分析

在对液晶/聚合物光栅的散射损失和折射率调制量参数进行准确表征后, 利用已制备好的光栅进行激光抽运实验. 根据分布反馈式激光器原理^[17], 出射激光波长应满足公式: $\lambda_{\text{las}} = 2n_{\text{eff}}\Lambda/m$, 其中 n_{eff} 为材料的有效折射率, 其计算方法在文献 [5] 中已给出详细描述, Λ 为光栅周期, m 为布拉格反射级次. 在本实验体系中, $n_{\text{eff}} = 1.57$, $\Lambda = 606.8 \text{ nm}$, $m = 3$. 根据公式计算, 实验中获得中心波长应为 635.6 nm .

图 7(a) 为光谱仪探测到的激光光谱图, 从图中可以看出, 激光的中心波长为 635 nm , 与理论的计算波长相差无几, 激光线宽为 0.3 nm , 已达到了光谱仪的最大探测精度. 图 7(b) 为抽运能量与激光输出能量的曲线图, 激光的阈值能量约 $0.8 \mu\text{J/pulse}$, 转化效率为 1.2% . 作为分布反馈式激光器最为重要的两个指标, 相比于之前国内外报道的最好水平, 阈值下降了 21 倍, 转化效率提升了 6 倍.

之所以能够获得较为优异的激光性能, 分析原因在于以下两个方面. 第一, 液晶/聚合物光栅中不存在液晶微滴, 有效降低了激光在光栅内因多次振荡产生的散射损失, 进而降低了激光的出射阈值. 根据激光原理^[18], 当激光在光栅内反馈增益时, 其单位长度上会同时存在增益与损耗, 而激光的阈值条件就是指增益等于损耗的条件, 当抽运光能量超过阈值后, 增益大于损耗, 从而产生激光. 从上述理论中不难得出, 阈值会伴随损耗的减少而下降^[18].

对于该激光器体系而言, 损耗主要来自于光栅对于激光的散射, 因此, 通过降低光栅的散射损失可以有效降低激光器的工作阈值. 第二, 高折射率单体的合理选择提升了光栅的折射率调制量 Δn . 为了能够更深入地探究 Δn 对于激光性能的影响, 这里利用不同相分离程度的液晶/聚合物光栅获得

了 Δn 与激光线宽、转化效率之间的关系图, 如图 8 所示.

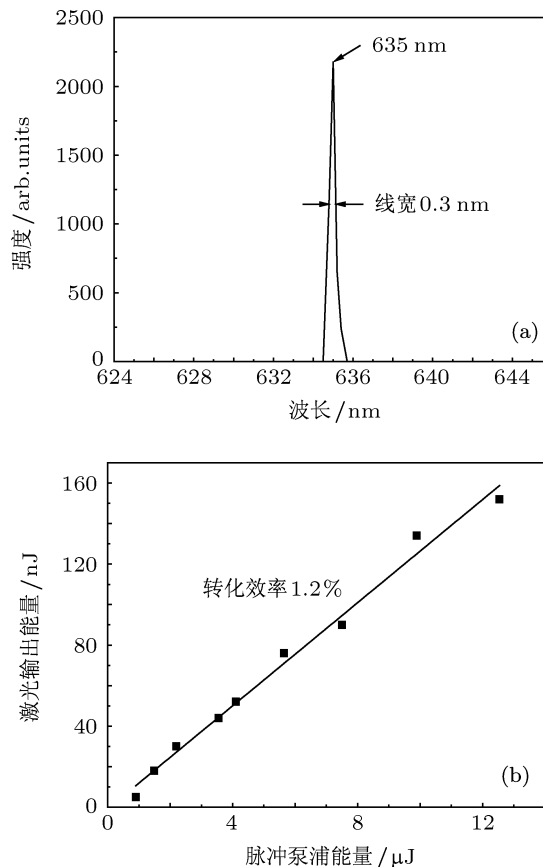


图7 激光特性图 (a) 光谱图; (b) 能量转化曲线图

从图 8 中可以发现, 转化效率随 Δn 的增大而上升, 线宽则与 Δn 成反比. 这一现象可以依据分布反馈式激光器的工作原理进行解释, 对于无增益调制的分布反馈式激光器, 光栅的耦合系数为^[17]

$$\kappa = \frac{\pi\Delta n}{\lambda}, \quad (8)$$

它是用来表征光栅对于体系内激光增益强度的物理量. 当 Δn 增大时, 光栅对于激光的反馈增益升高, 提升了激光的出射强度, 从而增大了激光器的转化效率. 此外, Δn 的增大同时有助于阈值的降低^[19], 其原因同样在于增大了激光腔的增益. 对于激光线宽 $\Delta\lambda$, 当激光腔的增益 G 超过阈值增益两倍时, 可以利用下式^[6]进行表征

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left(\frac{\lambda}{4\pi\Delta nL} \right) \times \ln(G), \quad (9)$$

式中, λ 为出射激光波长, L 为增益长度. 从 (9) 式中不难看出, 在其他条件保持恒定时, 激光线宽和 Δn 成反比, 与图 8 中的实验现象相符. 其中值得注意

的是, 当 Δn 为 0.010 和 0.011 时, 探测到的线宽均为 0.3 nm, 这是由于光谱仪自身分辨率所致. 根据曲线走势及理论分析, 我们预测实际获得的激光线宽应小于 0.3 nm, 达到 0.1 nm 左右.

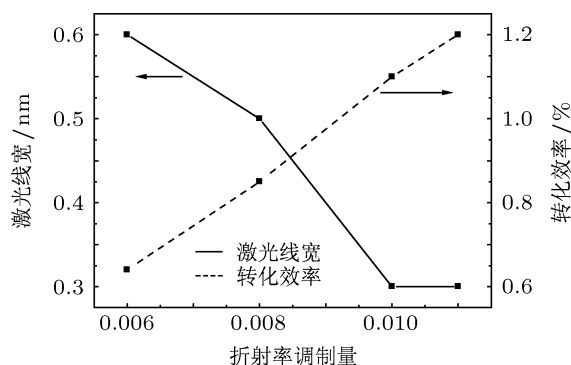


图8 Δn 与线宽和转化效率的关系图

从上述分析中可以发现, 对于分布反馈式激光器, 高折射率调制量对于激光性能有着至关重要的影响, 它可以通过提升光栅的反馈增益强度来实现对激光线宽、转化效率以及阈值的改善. 因此, 通过引进高折射率单体提升光栅的增益强度是十分必要且效果显著的.

4 结论

本文利用高折射率低官能度的丙烯酸酯单体进行液晶/聚合物光栅的制备. 由于单体官能度低, 聚合速度慢, 析出液晶含量少, 有效抑制了液晶微滴的形成, 将光栅的散射损失控制在 4% 以下, 并通过原子力显微镜扫描、散射实时测量等实验手段证实了上述结论. 而后, 以聚合物支撑形貌为物理模型, 结合偏振光干涉的方法定量计算出光栅的折射率调制量大小. 实验表明, 高折射率单体材料的引用成功提升了光栅的折射率调制量. 在对光栅参数进行确切表征后, 以该类光栅作为激光器的谐振腔, 制作了高性能的分布反馈式染料激光器. 光栅的低散射特性有效降低了激光损耗, 而高折射率调制量则提升了光栅的反馈增益, 在两者共同作用下, 获得了中心波长为 535 nm, 阈值 0.8 $\mu\text{J}/\text{pulse}$, 线宽 0.3 nm (受限于光谱仪精度, 预测为 0.1 nm 左右), 转化效率为 1.2% 的高性能激光器, 为目前国内外同类激光器报道中的最好水平. 低阈值、窄线宽、输出波长稳定且可调谐等优点将使这种微型激光器在光通讯、光路集成等领域有着巨大的应用前景.

- [1] Date M, Takeuchi Y, Kato K 1998 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** 2225
- [2] Fan Y H, Ren H W, Wu S T 2003 *Opt. Express* **11** 3080
- [3] Du F, Lu Y Q, Wu S T 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 2181
- [4] Qian S H, Jennifer C, Liu P, Quan X N 2001 *Proc. SPIE* **4279** 69
- [5] Deng S P, Li W C, Huang W B, Lu X H, Xuan L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 056102 (in Chinese) [邓舒鹏, 李文萃, 黄文彬, 鲁兴海, 宣丽 2011 物理学报 **60** 056102]
- [6] Hsiao V K S, Lu C, He G S, Pan M, Cartwright A N, Prasad P N, Jakubiak R, Vaia R A, Bunning T J 2005 *Opt. Express* **13** 3787
- [7] Sutherland R L 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2995
- [8] Zhang B, Liu Y J, Jia Y, Xu K S 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 91 (in Chinese) [张斌, 刘言军, 贾瑜, 徐克璠 2003 物理学报 **52** 91]
- [9] Kogelnik H 1969 *Bell Syst. Tech. J.* **48** 2909
- [10] Vardanyan K K, Qi J, Eakin J N, Sarkar M D, Crawford G P 2002 *Appl. Phys. Lett.* **81** 4736
- [11] Huang W B, Deng S P, Liu Y G, Peng Z H, Yao L S, Xuan L 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 094208 (in Chinese) [黄文彬, 邓舒鹏, 刘永刚, 彭增辉, 姚丽双, 宣丽 2012 物理学报 **61** 094208]
- [12] Sarkar M D, Gill N L, Whitehead J B, Crawford G P 2003 *Macromolecules* **36** 630
- [13] White T J, Liechty W B, Natarajan L V, Tondiglia V P, Bunning T J, Guymon C A 2006 *Polymer* **47** 2289
- [14] Sutherland R L, Natarajan L V, Tondiglia V P 1993 *Chem. Mater.* **5** 1533
- [15] Butler J J, Malcuit M S, Rodriguez M A 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 183
- [16] Liang Q T 2008 *Physical Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p339 (in Chinese) [梁铨廷 2008 物理光学 (北京: 电子工业出版社) 第 339 页]
- [17] Kogelnik H, Shank C V 1972 *J. Appl. Phys.* **43** 2327
- [18] Chen H M, Zhao X Y 2009 *Laser Principles and Applications* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p141 (in Chinese) [陈鹤鸣, 赵新彦 2009 激光原理及应用 (北京: 电子工业出版社) 第 141 页]
- [19] Smirnova T N, Sakhno O V, Stumpe J, Kzianzou V, Schrader S 2011 *J. Opt.* **13** 035709

Distributed-feedback laser based on low-scattering and high-gain holographic polymer dispersed liquid crystal grating*

Diao Zhi-Hui^{1)2)†} Huang Wen-Bin¹⁾²⁾ Deng Shu-Peng¹⁾²⁾ Liu Yong-Gang¹⁾
Peng Zeng-Hui¹⁾ Yao Li-Shuang¹⁾ Xuan Li¹⁾

1) (State Key Laboratory of Applied Optics, Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Science, Changchun 130033, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

(Received 8 April 2012; revised manuscript received 4 September 2012)

Abstract

In this paper, we utilize the acrylate monomer of low functionality to fabricate a holographic polymer dispersed liquid crystal grating with polymer-scaffolding morphology. It is effective to reduce the scattering loss in the grating which acts as a resonator in distributed-feedback laser since there is no droplet of liquid crystal. Moreover, the use of the monomer with high refractive index (RI) ensures the formation of grating with high RI modulation and, correspondingly, high feedback gain. For these two factors mentioned above, an excellent laser property is obtained from the dye-doped laser pumped by Nd:YAG pulse laser at 532 nm. A spectral linewidth of 0.3 nm is observed at pump energy threshold 0.8 $\mu\text{J}/\text{pulse}$ and a conversion efficiency of 1.2% is achieved at operating wavelength 635 nm. The laser performance is improved in some aspects such as threshold energy, linewidth and conversion efficiency to some extent compared with those reports proeviously.

Keywords: distributed feedback laser, polymer dispersed liquid crystal grating, low-scattering, high-gain

PACS: 42.55.Mv, 42.40.Pa, 42.55.Tv, 61.30.Pq

DOI: 10.7498/aps.62.034202

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60736042, 11174274, 11174279).

† Corresponding author. E-mail: of_memory@126.com