

双波长外腔面发射激光器

邱小浪 王爽爽 张晓健 朱仁江 张鹏 郭于鹤洋 宋晏蓉

Dual-wavelength external-cavity surface-emitting laser

Qiu Xiao-Lang Wang Shuang-Shuang Zhang Xiao-Jian Zhu Ren-Jiang Zhang Peng Guo-Yu He-Yang
Song Yan-Rong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 114204 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182261

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182261>

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

光反馈诱发长波长垂直腔面发射激光器低功耗偏振开关

Polarization switching with low power consumption induced by optical feedback in long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers

物理学报. 2016, 65(2): 024204 <https://doi.org/10.7498/aps.65.024204>

多横模垂直腔面发射激光器及其波长特性

Multi-transverse-mode and wavelength split characteristics of vertical cavity surface emitting laser

物理学报. 2015, 64(16): 164203 <https://doi.org/10.7498/aps.64.164203>

基于外光注入互耦合垂直腔面发射激光器的混沌随机特性研究

Chaotic randomness of mutually coupled vertical-cavity surface-emitting laser by optical injection

物理学报. 2015, 64(2): 024209 <https://doi.org/10.7498/aps.64.024209>

可变偏振光注入下1550nm垂直腔面发射激光器的偏振开关及双稳特性

Investigations on the polarization switching and bistability in a 1550 nm vertical-cavity surface-emitting laser under variable-polarization optical injection

物理学报. 2016, 65(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.65.164204>

混沌光注入垂直腔面发射激光器混沌输出的时延和带宽特性

Performances of time-delay signature and bandwidth of the chaos generated by a vertical-cavity surface-emitting laser under chaotic optical injection

物理学报. 2017, 66(24): 244206 <https://doi.org/10.7498/aps.66.244206>

1550 nm垂直腔面发射激光器的特征参量随温度的变化

Temperature dependence of characteristic parameters of 1550 nm vertical-cavity surface-emitting laser

物理学报. 2018, 67(21): 214203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180572>

双波长外腔面发射激光器*

邱小浪¹⁾ 王爽爽¹⁾ 张晓健¹⁾ 朱仁江^{1)†}
张鹏¹⁾ 郭于鹤洋²⁾ 宋晏蓉²⁾

1) (重庆师范大学物理与电子工程学院, 重庆 401331)

2) (北京工业大学应用数理学院, 北京 100124)

(2018年12月24日收到; 2019年2月26日收到修改稿)

双波长激光光源在干涉测量、非线性频率变换产生中红外及太赫兹波段相干辐射等方面有重要的应用。外腔面发射激光器具有输出功率高、光束质量好、发射波长可设计等突出优势, 非常适合用于双波长的产生。用有源区为 $\text{In}_{0.185}\text{Ga}_{0.815}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变多量子阱、设计波长为 960 nm, 以及有源区为 $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}/\text{GaAsP}_{0.02}$ 应变多量子阱、设计波长为 1080 nm 的两块半导体增益芯片, 在一个共线 Y 型谐振腔中, 获得了激光波长分别为 953 nm 和 1100 nm 的双波长输出, 对应光谱线宽为 1.1 nm 和 2.7 nm, 波长间隔 147 nm。室温下, 每块增益芯片的抽运吸收功率均为 5.8 W 时, 双波长激光器总的输出功率达到 293 mW。

关键词: 外腔面发射激光器, 双波长, Y 型腔, 偏振分束片

PACS: 42.55.-f, 42.55.Px, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.68.20182261

1 引言

双波长激光器广泛应用于干涉测量、光计算、精细激光光谱分析、光动力学医疗、光通信以及非线性频率变换等各个领域, 受到国内外众多研究者的关注^[1-5]。以非线性频率变换中的差频技术为例, 对 1 μm 波段波长间隔 $\Delta\lambda$ 大约几个纳米的双波长激光进行差频, 即可产生太赫兹辐射; 而通过对波长间隔 $\Delta\lambda$ 为数十个纳米至上百个纳米的双波长激光进行差频, 则可以产生中红外波段的相干辐射, 在激光制导、激光雷达、环境监测、空间光通信、光谱学、遥感、医疗等领域有着重要的应用^[6-9]。差频产生太赫兹过程中要求两束光强度比较一致, 双波长激光器就可以较好地满足这一要求, 避免普

通的激光器在产生太赫兹辐射时难以稳定振荡输出的情况^[10]。此外, 利用双波长激光器差频获得太赫兹辐射源, 还可以很好地保证其时间和空间的同步特性, 提高太赫兹波形成过程中能量转换的效率。利用双波长激光差频产生中红外相干辐射的方法, 可以避免诸如光纤激光器、量子级联激光器、铅盐基激光器和光学参量振荡器等其他中红外相干辐射源的一些缺点, 如复杂的光路设计、较窄的调谐能力、不能产生短脉冲等^[11-14]。

光抽运垂直外腔面发射半导体激光器 (optically pumped vertical external cavity surface emitting lasers, OP-VECSELs) 结合了固体薄片激光器和半导体激光器的优点, 能同时获得高输出功率和高光束质量^[15,16]。其发光波长可以利用成熟的能带工程根据实际需要进行设计, 覆盖了从可见

* 重庆市基础研究与前沿探索项目 (批准号: cstc2015jcyjBX0098, cstc2018jcyjAX0319)、国家自然科学基金 (批准号: 61575011)、重庆市高校创新团队项目 (批准号: CXTDX201601016) 和教育部“蓝火计划”(惠州) 产学研联合创新资金项目 (批准号: CXZJHZ201728) 资助的课题。

† 通信作者。E-mail: 834083237@qq.com

光到近红外的较宽波段. 另外, VECSELS 灵活的外腔结构允许在腔内插入其他光学元件进行非线性频率转换^[17-19]、滤波及调谐、锁模等激光器功能扩展^[20-24].

相比于从传统的气体激光器或固体激光器中获得双波长输出, 利用 VECSEL 产生双波长具有其突出的优点: 首先, 在利用双增益片产生双波长的 VECSEL 中, 不存在振荡模式之间的竞争, 因而可以获得稳定的双波长振荡输出; 其次, 可以利用单片 VECSEL 波长可设计的特点, 灵活调节输出双波长激光的波长间隔, 为实际差频应用提供更多可能; 最后, 因为 VECSEL 本身增益带宽大, 可调谐范围宽, 所以其产生的双波长可调谐范围相应较大, 用于差频等非线性频率变换过程中, 能够得到的差频相干辐射, 也可以较大幅度地进行调谐.

利用内部包含了两个不同量子阱发光部分的单一增益芯片, Jasik 等^[25]2016 年报道了双波长连续光 VECSEL, 激光波长分别为 991 nm 和 1038 nm; 在增益芯片上增加金刚石散热窗口后, 双波长输出功率为 1.79 W. 通过改变增益芯片中半导体微腔的厚度, 对量子阱发光波长进行调整, 该工作还获得了另外两组双波长激光输出, 其波长分别为 928 nm/977 nm 和 958 nm/1011 nm. 2015 年, Polanik^[26]报道了单一增益芯片的 VECSEL 输出双波长激光, 双波长输出功率达 10 W, 激光波长分别为 960.8 nm 和 997.5 nm, 波长间隔为 36.7 nm. 2008 年, Leinonen 等^[27]报道了利用光学通滤波器将单一增益片的有源区域分开, 实现输出双波长连续光的 VECSEL, 激光波长分别为 966 nm 和 1047 nm, 最大输出功率为 2.13 W.

鉴于单增益芯片能够提供的双波长间隔即每一个波长的调谐范围都比较有限, 因而双增益芯片的双波长 VECSEL 被更多地使用. 利用两片独立的增益片, Hessenius 等^[28]2012 年报道了波长间隔可调的双波长 VECSEL, 波长间隔可调范围为 35—52 nm, 输出功率为 13 W. 2015 年, Lukowski 等^[29]报道了利用双增益芯片 VECSEL 连续输出双波长激光, 波长分别为 970 nm 和 1170 nm, 并在腔内进行了差频过程, 实现功率为 5 mW、波长为 5.4 μm 的中红外输出. 2016 年, Zhang 等^[30]报道了利用双增益芯片 VECSEL 实现双波长连续光输出, 波长间隔为 10 nm, 腔内功率达到 600 W, 适合用于腔内差频产生太赫兹波.

本文利用设计波长分别为 960 nm 和 1080 nm 的两块增益芯片, 通过一片偏振分束平片进行共线合束, 在 Y 型谐振腔中实现了不同偏振态的双波长激光输出, 波长间隔为 147 nm, 总输出功率为 293 mW. 对偏振态的控制有利于非线性频率转换中转换效率的提高, 将这种双波长激光器用于差频过程中, 可获得对应的差频辐射波长为 7.1 μm 的中红外波段.

2 实验装置

双波长 VECSEL 实验装置如图 1 所示. 增益芯片 1 的后端分布布拉格反射镜 (distributed Bragg reflector, DBR) 由 25 对光学厚度为 1/4 波长的 GaAs/AlAs 层材料组成, 其上为 6 个 8 nm 厚的 $\text{In}_{0.185}\text{Ga}_{0.815}\text{As}/\text{GaAs}$ 应变多量子阱构成的有源区, 设计发射谱的中心波长为 960 nm. 设计中每个量子阱都位于半导体微腔 (该微腔由芯片底部的 DBR 高反镜和芯片最外层的半导体-空气界面构成) 中激光驻波场的波峰处, 构成所谓的谐振周期增益结构 (resonant periodic gain, RPG)^[16,31], 使激光器的增益最大. 因为量子阱个数较小, 所以外延结构中没有设置应变补偿层. 有源区之后是高势垒的 AlGaAs 窗口层, 用以阻挡载流子扩散到表面产生非辐射复合. 外延结构的最后一层是 GaAs 材料, 起到保护增益芯片不被氧化的作用.

增益芯片 2 的后端 DBR 则由 30 对光学厚度为 1/4 波长的 $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ 层组成, 此 DBR 的特点是对 808 nm 抽运波长透明, 以便

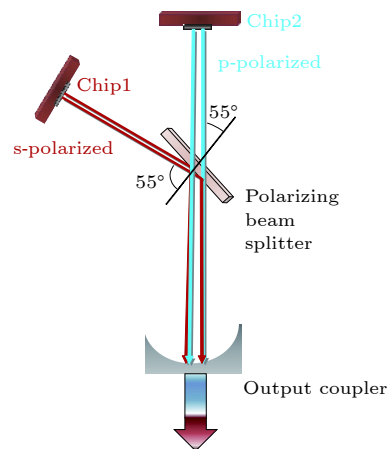


图 1 双波长 VECSEL 实验装置示意图

Fig. 1. Schematic of the experimental setup of dual-wavelength VECSEL.

可以采用后端抽运的方式. 此增益芯片的有源区包含 16 个 8 nm 厚的 $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}/\text{GaAsP}_{0.02}$ 应变量子阱, 设计发光波长为 1080 nm. 由于量子阱数目较大, 因而设计中考虑了应变的补偿问题, 用 $\text{GaAs}_{0.98}\text{P}_{0.02}$ 层的张应变补偿 $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}$ 量子阱的压应变, 所以在增益芯片 2 中, $\text{GaAs}_{0.98}\text{P}_{0.02}$ 既是抽运吸收层, 也起到应变补偿层的作用. 有源区之上的窗口层和最外的保护层与增益芯片 1 类似.

生长好的外延片被划分成 $3\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ 大小的增益芯片, 再通过毛细键合在 $7\text{ mm} \times 7\text{ mm}$ 大小的 SiC 热沉上, 接下来采用化学腐蚀方法去除 GaAs 基质, 最后整体用高导热硅脂固定在散热铜块上, 铜热沉则与温度可控的半导体制冷器 (TEC) 相连, TEC 由循环水冷机对其制冷.

偏振分光平片的入射角度为 55° , 设计波长为 962 nm, 两面镀膜均为对 s 偏振态高反、对 p 偏振态高透. 耦合输出镜 (output coupler, OC) 是曲率半径 $R = 150\text{ mm}$ 的宽带反射镜, 其高反射率 ($> 99.5\%$) 的反射带宽为 850—1200 nm. 两块增益芯片均采用前端面侧向抽运方式, 光纤耦合输出的抽运光经过准直聚焦系统, 入射在增益芯片表面, 其中抽运光与芯片法线夹角约 30° . 抽运源最大输出功率为 30 W, 发射波长为 $(808 \pm 5)\text{ nm}$, 光纤芯径为 $400\text{ }\mu\text{m}$. 双增益芯片双波长 VECSEL 的谐振腔为图 1 所示的 Y 型共线结构, 在空间上可分为三个部分: 增益片 1 所在一臂长约为 40 mm, 振荡激光为 s 偏振模式; 增益芯片 2 所在一臂长约为 38 mm, 振荡激光为 p 偏振模式; 共线部分谐振腔长约为 110 mm.

3 分析与讨论

热沉温度为室温, 只抽运增益芯片 1 时, 测得的荧光和激光光谱如图 2 所示. 低抽运功率下测得增益芯片 1 所发射荧光峰值波长位于 950 nm, 低于设计的量子阱发射波长 960 nm, 其原因是增益芯片量子结构相关参数的数值在外延生长过程中与设计标准值之间产生了一定的偏差. 抽运功率大于激光器阈值功率后, 测得的激光波长位于 953 nm, 比低抽运下荧光峰值波长 950 nm 稍大, 这是因为当抽运功率持续增加, 谐振腔内形成激光振荡后, 有源区内温度上升, 导致荧光波长峰值红移, 最终在 953 nm 处形成谐振输出激光. 另一方面, 荧光

峰值波长以及对应的振荡激光波长也不会无限地往长波长方向红移, 因为激光波长的红移会使量子阱位置偏离有源区激光驻波场的波峰, 使 RPG 部分地失谐, 导致激光器增益下降, 从而不满足激光振荡条件. 激光器谐振腔内各种增益及损耗机制平衡的结果是最终获得了 953 nm 激光的稳定输出.

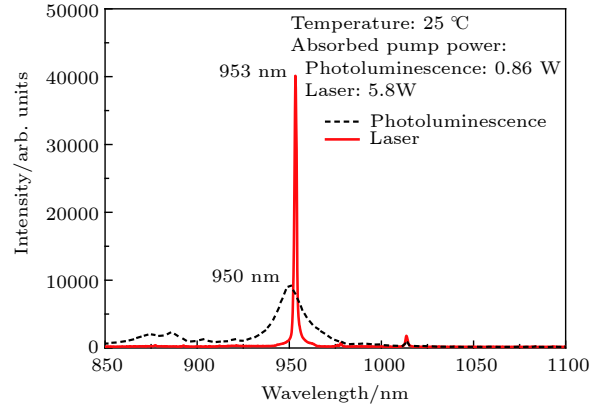


图 2 只抽运增益芯片 1 时所得荧光和激光光谱
Fig. 2. Photoluminescence and laser spectra when gain chip 1 is pumped only.

热沉温度为室温, 只抽运增益芯片 2 时, 低抽运下测得的荧光光谱和形成激光振荡后测得的激光光谱如图 3 所示. 与增益芯片 1 不同, 增益芯片 2 有两个荧光峰值, 波长分别是 1048 nm 和 1094 nm, 而增益芯片 2 量子阱的设计发射波长为 1080 nm, 介于两个实际的荧光波长峰值之间. 出现这种现象的原因是增益芯片 2 的半导体谐振微腔是反谐振结构, 此反谐振结构对荧光光谱的调制作用使芯片的荧光光谱出现了两个峰值. 抽运功率大于激光器

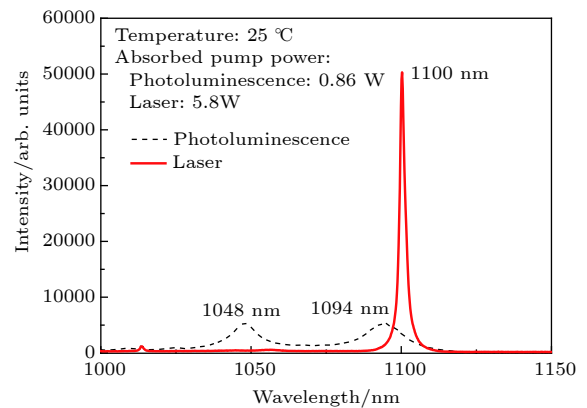


图 3 只抽运增益芯片 2 所得荧光和激光光谱
Fig. 3. Photoluminescence and laser spectra when gain chip 2 is pumped only.

阈值功率后,测得的激光波长位于 1100 nm. 激光没有出现在较小的荧光峰值 1048 nm 处,而是出现在较大荧光峰值 1094 nm 附近,则是由于芯片底部 DBR 的反射率在 1094 nm 处明显高于其在 1048 nm 处的数值,模式竞争的结果导致激光振荡位于 1094 nm 附近. 实际激光波长 1100 nm 比荧光峰值 1094 nm 稍大,其原因与增益芯片 1 中的情形类似.

室温下,同时抽运两片增益芯片,即可获得双波长激光输出. 图 4 为双波长激光输出的激光光谱,吸收抽运功率为 5.8 W. 较短激光波长为 953 nm,较长激光波长为 1100 nm,且两个波长的强度相差不多. 长波长 1100 nm 的光谱半高全宽度为 2.7 nm,短波长 953 nm 的光谱半高全宽度为 1.1 nm. 很明显,增益芯片 2 中半导体微腔的反谐振结构在牺牲了芯片增益大小的同时,展宽了增益谱的谱宽,从而也一定程度地增加了振荡激光的光谱线宽,所以长波长 1100 nm 激光的线宽要比短波长 953 nm 激光的线宽大. 双波长振荡激光的波长间隔为 147 nm,用于差频过程中对应的辐射位于 7.1 μm ,处于中红外波段.

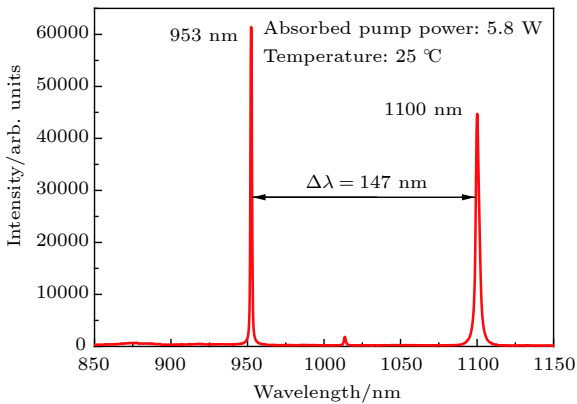


图 4 双波长 VECSEL 输出的激光光谱图
Fig. 4. Laser spectra of the dual-wavelength VECSEL.

953 nm 和 1100 nm 单独振荡以及双波长工作时 VECSEL 的输出功率如图 5 所示. 增益芯片 1 单独工作时,当吸收的抽运功率大于 4.5 W 后,有源区内的热效应导致激光输出功率开始下降. 单独工作的增益芯片 1 最大输出功率约为 97.2 mW. 增益芯片 2 单独工作时,在吸收的抽运功率大于 5.8 W 后,激光输出功率才出现下降. 单独工作的增益芯片 2 最大输出功率为 186.6 mW.

由图 5 可以看出,抽运功率较低时,增益芯片 1

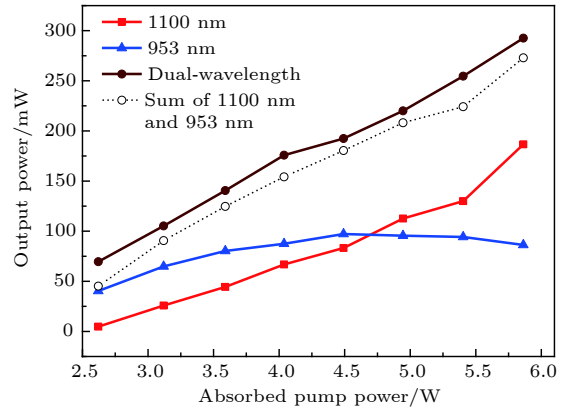


图 5 953 nm 和 1100 nm 单独振荡以及双波长工作时 VECSEL 的输出功率
Fig. 5. Output powers of the VECSEL when only 953 nm or 1100 nm mode oscillating, and dual-wavelength operating.

的输出功率大于增益芯片 2 的输出功率. 但是当吸收抽运功率超过 4.5 W 后,增益芯片 2 的输出功率开始超越增益芯片 1. 这种情况出现的原因是由于增益芯片 1 的 DBR 的每层厚度本身比增益芯片 2 的小,况且增益芯片 1 中 DBR 总层数也小于增益芯片 2 中 DBR 的总层数,即增益芯片 1 中 DBR 的厚度明显小于增益芯片 2 中 DBR 厚度,其热阻也就更小,相应的热效应更低,激光器在相同抽运下的输出功率更大. 当吸收抽运功率增加到超过 4.5 W 后,芯片 1 中积累的热效应使激光器净增益下降,输出功率也随之下降,但芯片 2 中具有更多数目的量子阱,仍能维持足够的净增益,支持输出功率的继续增长. 直至芯片吸收的抽运功率超过 5.8 W 之后,有源区的热效应致使增益芯片 2 的净增益也开始下跌,使双波长总的输出功率出现下降. 双波长 VECSEL 在增益芯片 1 和 2 的吸收抽运功率为 5.8 W 时,输出功率达到最大值 293 mW.

由图 5 可知,双波长振荡时 VECSEL 的总输出功率要略高于每块芯片单独工作时的功率之和. 我们认为其可能的原因是:当增益芯片 1 单独工作时,激光振荡的 p 分量完全透出谐振腔之外,成为损耗;同理,当增益芯片 2 单独工作时,其 s 分量完全反射出谐振腔. 但当两块芯片被同时抽运,激光器工作在双波长状态下时,芯片 1 的 p 分量透射到达芯片 2,会被芯片 2 部分吸收,相当于在芯片 2 上增加了部分抽运能量,一定程度地增大了芯片 2 的输出,从而使双波长振荡的总输出功率略高于每块芯片单独工作时的功率之和.

4 结 论

利用两块设计波长不同的增益芯片和偏振分束平片, 在 Y 型共线谐振腔中获得了双波长外腔面发射激光输出. 当两块增益芯片的吸收抽运功率均为 5.8 W 时, 双波长激光器总的输出功率为 293 mW, 其激光波长分别为 953 nm 和 1100 nm, 光谱线宽分别为 1.1 nm 和 2.7 nm. 激光器所输出双波长的间隔是 147 nm, 其对应的差频辐射为 7.1 μm , 处于典型的中红外波段, 在痕量气体分析、环境监测和遥感等方面都有重要的应用. 这种双波长外腔面发射激光器可以通过对不同增益芯片的发光波长进行准确的设计, 从而获得较大范围内所需要的任意波长, 通过腔内差频过程, 产生从数微米至十几微米较大覆盖范围的中红外相干辐射. 今后的工作包括进一步优化增益芯片的量子设计、改善芯片的外延生长质量、提高双波长输出的功率, 以及进一步提升激光器的稳定性, 并在共线腔中完成腔内差频过程, 获得中红外相关辐射输出.

参考文献

- [1] Su J 2003 *Infrared Laser Eng.* **32** 359 (in Chinese) [苏俊宏 2003 红外与激光工程 **32** 359]
- [2] Li J 2005 *Chin. J. Biomed. Eng.* **24** 237 (in Chinese) [李践 2005 中国生物医学工程学报 **24** 237]
- [3] Mao Q, Lit J W Y 2002 *IEEE Photonic Tech. L.* **14** 1252
- [4] Schlager J B, Kawanishi S, Saruwatari M 1991 *Electron. Lett.* **27** 2072
- [5] Kawase K, Mizuno M, Sohma S, Takahashi H, Taniuchi T, Urata Y, Wada S, Tashiro H, Ito H 1999 *Opt. Lett.* **24** 1065
- [6] Tittel F K, Richter D, Fried A 2003 *Mid-infrared Laser Applications in Spectroscopy (Springer, Berlin, Heidelberg)* pp458–529
- [7] Beck M, Hofstetter D, Aellen T, Faist J, Oesterle U, Ilegems M, Gini E, Melchior H 2002 *Science* **295** 301
- [8] Willer U, Saraji M, Khorsandi A, Geiser P, Schade W 2006 *Opt. Laser Eng.* **44** 699
- [9] Waynant R W, Ilev I K, Gannot I 2001 *Phil. Trans. R. Soc. A* **359** 635
- [10] Jeon M Y, Kim N, Shin J, Jeong J S, Han S P, Lee C W, Leem Y A, Yee D S, Chun H S, Park K H 2010 *Opt. Express* **18** 12291
- [11] Jackson S D 2012 *Nat. Photonics* **6** 423
- [12] Lee B G, Belkin M A, Audet R, MacArthur J, Diehl L, Pflügl C, Capasso F, Oakley D C, Chapman D, Napoleone A, Bour D, Corzine S, Höfler G, Faist J 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 231101
- [13] Schiessl U P, Rohr J 1999 *Infrared Phys. Tech.* **40** 325
- [14] Budni P A, Pomeranz L A, Lemons M L, Miller C A, Mosto J R, Chicklis E P 2000 *J. Opt. Soc. Am* **17** 723
- [15] Hastie J E, Calvez S, Dawson M D, Leinonen T, Laakso A, Lyytikäinen J, Pessa M 2005 *Opt. Express* **13** 77
- [16] Fan L, Hader J, Schillgalies M, Fallahi M, Zakharian A R, Moloney J V, Bedford R, Murray J T, Koch S W, Stolz W 2005 *IEEE Photonic Tech. L.* **17** 1764
- [17] Fallahi M, Fan L, Kaneda Y, Hessenius C, Hader J, Li H, Moloney J V, Kunert B, Stolz W, Koch S W, Murray J, Bedford R 2008 *IEEE Photonic Tech. L.* **20** 1700
- [18] Maclean A J, Kemp A J, Calvez S, Kim J Y, Kim T, Dawson M D, Burns D 2008 *IEEE J. Quantum Elect.* **44** 216
- [19] Fallahi M, Hessenius C, Kaneda Y, Hader J, Moloney J V, Kunert B, Stolz W, Koch S W 2009 *Nonlinear Optics: Materials, Fundamentals and Applications* Honolulu, Hawaii, July 12–17, 2009 pNThC1
- [20] De Groot P J, McGarvey J A 1994 *US Patent* **5** 371
- [21] Keller U, Tropper A C 2006 *Phys. Rep.* **429** 67
- [22] Zhu R, Wang S, Qiu X, Chen X, Jiang M, Guo-Yu H, Zhang P, Song Y 2018 *J. Lumin.* **204** 663
- [23] Abram R H, Gardner K S, Riis E, Ferguson A I 2004 *Opt. Express* **12** 5434
- [24] Alfieri C G, Waldburger D, Golling M, Keller U 2018 *IEEE Photonic Tech. L.* **30** 525
- [25] Jasik A, Sokół A K, Broda A, Sankowska I, Wójcik-Jedlinska A, Wasiak M, Kubacka-Traczyk J, Muszalski J 2016 *Appl. Phys. B* **122** 23
- [26] Polanik M 2015 *Annual Report, Institute of Optoelectronics, Ulm University* 3
- [27] Leinonen T, Ranta S, Laakso A, Morozov Y, Saarinen M, Pessa M 2007 *Opt. Express* **15** 13451
- [28] Hessenius C, Lukowski M, Fallahi M 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 121110
- [29] Lukowski M, Hessenius C, Bedford R, Fallagi M 2015 *Opt. Lett.* **40** 4174
- [30] Zhang F, Gaafar M, Möller C, Stolz W, Koch M, Rahimi-Iman A 2016 *IEEE Photonic Tech. L.* **28** 927
- [31] Sandusky J V, Brueck S R J 1996 *IEEE Photonic Tech. L.* **8** 313

Dual-wavelength external-cavity surface-emitting laser*

Qiu Xiao-Lang¹⁾ Wang Shuang-Shuang¹⁾ Zhang Xiao-Jian¹⁾
 Zhu Ren-Jiang^{1)†} Zhang Peng¹⁾ Guo-Yu He-Yang²⁾ Song Yan-Rong²⁾

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China*)

2) (*College of Applied Sciences, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China*)

(Received 24 December 2018; revised manuscript received 26 February 2019)

Abstract

Dual-wavelength laser sources have important applications in the interferometry and the nonlinear-frequency-conversion generated mid-infrared or terahertz-band coherent radiation. Vertical-external-cavity surface-emitting lasers own outstanding advantages such as high output power, good beam quality and flexible emission wavelength, which make them very suitable for dual-wavelength running. In this paper, we employ a collinear Y-type cavity to produce a dual-wavelength laser. There are two semiconductor gain chips in the resonant cavity, one has an active region of $\text{In}_{0.185}\text{Ga}_{0.815}\text{As}/\text{GaAs}$ strained multiple quantum wells and a designed wavelength of 960 nm, and the other has an active region of $\text{In}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{As}/\text{GaAsP}_{0.02}$ strained multiple quantum wells and a target wavelength of 1080 nm. The peak wavelength of the photoluminescence of chip 1 is 950 nm, which is 10 nm shorter than the designed wavelength under weak pump, and the peak wavelength of the photoluminescence of chip 2 is 1094 nm, which is 14 nm longer than the target wavelength under low pump. When the pump power is increased, the peak wavelengths of the photoluminescence of two gain chips are both red-shifted. The oscillating laser wavelengths are centered at 953 nm and 1100 nm, the corresponding full width at half maximum (FWHM) values of the laser spectra are 1.1 nm and 2.7 nm, respectively. The wavelength spacing of the dual-wavelength is 147 nm, and the related mid-infrared coherent radiation is about 7.1 μm on the assumption that the dual-wavelength laser is used for difference frequency generation. When the absorbed pump power of each gain chip is 5.8 W, the total output power of the dual-wavelength laser reaches 293 mW at room temperature.

Keywords: external cavity surface emitting laser, dual wavelength, Y- cavity, polarizing beam splitter

PACS: 42.55.-f, 42.55.Px, 42.62.-b

DOI: 10.7498/aps.68.20182261

* Project supported by the Chongqing Research Program of Basic Research and Frontier Technology, China (Grant Nos. cstc2015jcyjBX0098, cstc2018jcyjAX0319), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575011), the Foundation for the Creative Research Groups of Higher Education of Chongqing, China (Grant No. CXTDX201601016), and the Blue Fire Plan (Huizhou) of the Industry-University-Research Joint Innovation Project of Ministry of Education of China (Grant No. CXZJHZ201728).

† Corresponding author. E-mail: 834083237@qq.com