

# 基于布拉格反射镜的单模太赫兹量子级联激光器

白弘宙<sup>1,2</sup>, 臧善志<sup>1,2</sup>, 谭诚<sup>1,2</sup>, 王凯<sup>1</sup>, 甘良华<sup>1</sup>, 徐刚毅<sup>1,3\*</sup>

(1. 中国科学院上海技术物理研究所 红外成像材料与器件重点实验室, 上海 200083;

2. 中国科学院大学, 北京 100049;

3. 中国科学院大学杭州高等研究院 物理与光电工程学院, 浙江 杭州 310024)

**摘要:** 常规的分布式布拉格反射 (DBR) 半导体激光器中, 增益区域所对应的自由谱间距应大于 DBR 高反射率带宽的 1/2, 以获得稳定的单模激射。该条件限制了 DBR 激光器的阈值和功率特性。文章首次提出并实现了基于 DBR 选模的太赫兹量子级联激光器 (THz-QCL), 并突破了上述限制。作者所实现的 THz-QCL 采用脊波导结构, 利用解理腔面和 DBR 反射镜构成谐振腔, 利用有源区增益谱较窄的特点, 通过调整 DBR 反射率谱使增益谱与 DBR 高反射带在频域中部分重叠, 从而获得了单模激射的 THz-QCL。该方案使得 DBR 高反射带显著宽于自由谱间距, 即显著提高了激光器中增益区域的长度, 从而降低阈值并提高功率特性。实验上, 作者研制出增益区域长达 3.6 mm 的 DBR 激光器, 单模激射的频率为 2.7 THz, 边模抑制比达到 25 dB, 该激光器的阈值和温度特性与相同材料制备的法布里-珀罗腔多模激光器相当。文章中的工作为实现高性能单模太赫兹量子级联激光器提供了新的研究思路。

**关键词:** 半导体激光器; 量子级联; 太赫兹; 分布式布拉格反射镜; 单模; 光子禁带

中图分类号: TN248.4 文献标识码: A

## Single mode terahertz quantum cascade lasers based on distributed Bragg reflector

BAI Hong-Zhou<sup>1,2</sup>, ZANG Shan-Zhi<sup>1,2</sup>, TAN Cheng<sup>1,2</sup>, WANG Kai<sup>1</sup>, GAN Lianghua<sup>1</sup>, XU Gang-Yi<sup>1,3\*</sup>

(1. Key Laboratory of Infrared Imaging Materials and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

2. University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

3. Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of Sciences, Hangzhou 310024, China)

**Abstract:** In the conventional semiconductor distributed Bragg reflector (DBR) lasers, to obtain stable single mode emission, the gain section should be short enough to make the free spectrum range larger than half of the bandwidth of the reflection plateau caused by the DBR. This constraint severely limits the threshold and the output power of the lasers. In this work, single mode terahertz DBR quantum cascade lasers (THz-DBR-QCLs) that break the above constraint are realized. The lasers are based on the ridge waveguide, and exploit a cleaved facet and a DBR mirror to construct the resonator. Exploiting the intrinsic narrow gain spectrum of the THz-QCL, we tailor the reflection spectrum of the DBR so that the high reflection plateau and the gain spectrum are partially overlapped, obtaining the THz-QCLs with single mode emission. Such strategy enables single mode emission with a significantly elongated gain section, far beyond the constraint of the free spectrum range. In experiments, we realize the single mode THz-DBR-QCLs, whose gain section is as long as 3.6 mm. The emission frequency is about 2.7 THz, and the side mode suppression ratio (SMSR) exceeds 25 dB. The measured threshold and temperature characteristics of the THz-DBR-QCLs are comparable to the Fabry-Perot THz-QCLs fabricated with the same material. Our work suggests a novel approach to realize the high performance single mode THz-QCLs.

**Key words:** semiconductor lasers, quantum cascade, terahertz, distributed Bragg reflector, single mode, photonic band gap

收稿日期: 2023-03-12, 修回日期: 2023-08-27

Received date: 2023-03-12, Revised date: 2023-08-27

基金项目: 国家自然科学基金 (61974151, 67134006, 61574149); 上海市科委项目 (20ZR1466200)

Foundation items: supported by the National Natural Science Foundation of China (61974151, 67134006, 61574149); the Shanghai Committee of Science and Technology (20ZR1466200)

作者简介 (Biography): 白弘宙 (1996—), 男, 河南濮阳人, 博士生, 主要研究领域为太赫兹量子级联激光器. E-mail: baihongzhou@mail.sitp.ac.cn

\* 通讯作者 (Corresponding author): E-mail: gangyi.xu@mail.sitp.ac.cn

## 引言

太赫兹波通常指频率为 0.1~10.0 THz 波段的电磁波,在物质检测、成像、频谱分析、太赫兹通信,以及天文观测等领域有着重要的应用前景<sup>[1-5]</sup>。上述许多应用通常需要太赫兹辐射源具有单一频率,以获得被测物质准确的光谱信息,或作为太赫兹通信的载波。太赫兹量子级联激光器(THz-QCL)<sup>[6]</sup>具有高激光功率、高电光转换效率、高集成度和高相干性等优异特性,已成为极具竞争力的太赫兹相干光源。针对上述应用需求,THz-QCL 的一个重要发展方向是实现单模激射,在此基础上提升激光器的工作温度、激光功率、光束质量,并在一定范围内实现激光频率的连续调谐。要实现这些优异性能,需要从高增益有源区设计、高质量材料生长、亚波长尺度电磁调控,以及激光器热管理等方面协同突破。从电、光、热的设计角度看,有源区电子能带结构的设计是提高激光器增益特性和温度特性的根本;而实现单模激射并获得高的辐射效率、光束质量以及散热效率都需从激光器波导和谐振腔入手,引入新的电磁场和热传导调控机制。本文旨在提出实现 THz-QCL 单模激射的新结构并研究其内在机理。

为了实现单模激射,需在 THz-QCL 中引入光的反馈机制从而达到选模的效果。在此方面,国内外已开展了深入研究并取得了较好的进展。分布反馈(DFB)光栅结构<sup>[7]</sup>被广泛应用于单模 THz-QCL,它通过周期性的折射率变化来提供谐振腔内电磁波的反馈,从而实现纵模的选模。基于一阶 DFB 光栅的双金属波导 THz-QCL,由于存在极高的腔面反射率(约为 0.7~0.9)<sup>[8]</sup>且难以蒸镀腔面减反膜<sup>[9]</sup>,谐振腔内部的模式振荡容易受到腔面反射的干扰而出现多模激射。为解决此问题,人们在 THz-QCL 中采用垂直表面出射的 2 阶 DFB 光栅<sup>[10-11]</sup>,激发阈值较低的反对称模式得到单模激射,但存在功率效率低、光束呈双瓣等问题。为此,人们相继提出渐变型二阶 DFB 结构<sup>[12-13]</sup>,以及二阶/四阶 DFB 混合光栅<sup>[14]</sup>以提高激光功率并获得单瓣光束。前者利用渐变型光栅构建光子异质结从而选择性激发具有高辐射效率的对称模式,后者在二阶 DFB 光栅中反对称模式电场较强的位置开槽以形成四阶 DFB,提高了反对称模式的辐射损耗从而实现对称模式的优先激射。近期,徐刚毅等人实现了单片集成一阶 DFB 激光器、锥形放大器和光栅耦合器的太赫兹主

控振荡-功率放大激光器(THz-MOPA-QCL)<sup>[15]</sup>,实现了较大功率的单模激射,并可灵活调控光束方向和偏振特性。Zhang Hua 等人发展了以二维光子晶体作为谐振腔的单模 THz-QCL<sup>[16]</sup>,并通过改变光子晶体对称性、引入相移以及非均匀光子晶体<sup>[17-18]</sup>,显著降低了激光器的阈值电流密度和功耗,并获得了准高斯分布的单瓣光束。近期,Williams 等人将有源区材料嵌入超表面结构,并借助外腔反射镜研制出垂直表面外腔发射 THz-QCL<sup>[19-20]</sup>,在连续模式下具有较高的单模激光功率,且通过调整外腔的腔长实现了 880 GHz 的激光频率连续调谐<sup>[21]</sup>。

值得注意的是,尽管基于分布式布拉格反射镜(DBR)的单模 DBR 半导体激光器已经在通信波段得到了深入的研究和应用<sup>[22-23]</sup>,但目前还没有报道在 THz-QCL 中利用 DBR 结构实现单模激射。是否可以利用 DBR 结构实现 THz-QCL 的单模激射,THz-QCL 中 DBR 的选模机制与近红外半导体激光器相比有何差异,以及 DBR 结构对单模 THz-QCL 的器件性能有何影响?这些都是有待深入研究的问题。在基于带间电子跃迁的常规半导体 DBR 激光器中,为了获得单模激射,增益区域的长度必须足够短以使得对应的自由谱间距约等于甚至小于 DBR 的高反射带宽<sup>[24]</sup>,该限制条件非常不利于降低激光器阈值并提高功率特性。然而 THz-QCL 的特殊性体现在,利用多量子阱体系中电子在导带子带间的跃迁产生激光,其增益谱范围显著小于带间跃迁的半导体激光器<sup>[25]</sup>。因此,通过巧妙地调控 THz-QCL 的增益谱和 DBR 的反射率谱,有望使得 DBR 激光器的增益区域长度突破自由谱间距的限制,从而显著改善激光器的阈值和功率特性。

在本项工作中,我们分别制备了频率约 2.8 THz 的基于法布里-泊罗腔(FP)和基于 DBR 反射镜的太赫兹量子级联激光器,以下简称为 THz-FP-QCL 和 THz-DBR-QCL。其中,THz-DBR-QCL 中增益区域的长度远超过自由谱间距的限制。我们通过 THz-FP-QCL 确定了有源区材料的增益范围。我们精细地调控 DBR 反射率谱与增益谱的频率对准关系,并系统测试了对应器件的功率和光谱特性。研究表明,当增益谱与高反射率带的交叠区域较小时,激光器呈现单模激射并具有较好的功率和温度特性。我们对该现象给出了深入分析,并为实现 THz-QCL 的单模激射提出了新的思路。

## 1 理论与实验方法

### 1.1 器件结构与原理

图1(a)和(b)分别为DBR激光器的三维器件示意图和二维横截面(x-z截面)示意图,设计的激光频率约2.8 THz。DBR激光器采用双金属波导结构,即激光器有源区(厚度约10 μm)的上下方均为金属,这两层金属既作为电极接触层也作为波导层,在上下两层金属之间激发等离激元模式,从而将THz波局域在深亚波长的有源区内,使得激光器的光学限制因子接近1。器件采用脊波导结构,脊宽 $W_{\text{cav}}$ 为210 μm。腔长方向(沿x轴),从右至左依次为直波导增益区、DBR反射镜和吸收边界,两端则为解理腔面。直波导区的长度为 $L_{\text{SR}}$ 。在DBR反射镜区域,我们在上金属层中形成周期性的空气狭缝作为光栅,每个狭缝的长度与宽度分别为 $L_s$ 与 $W_s$ ,光栅的周期长度和个数分别为 $\Lambda$ 和 $N$ 。最左侧为长度100 μm的吸收边界区域,其最上方的 $n^+$ GaAs接触层未被金属覆盖,从而提供极高的( $>100 \text{ cm}^{-1}$ )波导损耗,目的是近似完全吸收所有透过DBR反射镜的THz波。在横向(沿y轴)方向,波导的两侧也留有4 μm宽的吸收边界区域,以抑制高阶横模的激射,从而确保激光器工作在基横模。DBR激光器产生的激光从右侧腔面出射。

FP激光器的结构与DBR激光器类似,区别在于前者没有DBR反射镜和x方向的吸收边界,上金属层在腔长方向贯穿整个FP腔;横向的吸收边界仍然得以保留,使得激光器只能激发横向基模。FP激光器的脊宽和腔长分别为210 μm和2.9 mm。

针对DBR激光器,在设计偏置电压下,有源区内导带子带间形成粒子数反转从而在器件内部产生电磁振荡。由于子带跃迁的选择定则,QCL激光器工作在TM模式,即谐振腔内电场的主要分量为 $E_z$ (垂直外延层表面和金属层)。在DBR激光器中,THz波在直波导区振荡,并由两侧的解理腔面和DBR反射镜提供反射,反射率分别为 $R_M$ 和 $R_{\text{DBR}}$ 。其中, $R_M$ 对频率不敏感,而 $R_{\text{DBR}}$ 是频率的函数并可以表示为 $R_{\text{DBR}}(f)$ 。此时,器件的镜面损耗 $\alpha_M(f)$ 同样是频率的函数并可以写为:

$$\alpha_M(f) = \frac{1}{2L_{\text{SR}}} \ln\left(\frac{1}{R_M \times R_{\text{DBR}}(f)}\right), \quad (1)$$

由此,DBR激光器的总损耗可表示为 $\alpha_{\text{tot}}(f) = \alpha_w + \alpha_M(f)$ ,其中 $\alpha_w$ 为频率不敏感的波导损耗。

值得注意的是,太赫兹量子级联激光器的增益

谱与常规基于带间跃迁的半导体激光器有根本性的区别。带间跃迁半导体激光器,因为电子和空穴的有效质量符号相反,电子和空穴的能带色散关系导致其具有较宽的增益谱。而在量子级联激光器中,电子在导带子带间的跃迁产生激光。理想情况下导带各子带具有相同的电子有效质量和色散关系,即THz-QCL的增益谱 $g(f)$ 是 $\delta$ 函数。实际器件中,因为导带的非抛物性,不同能量处电子的有效质量不同,导致THz-QCL的增益谱不是 $\delta$ 函数,而具有一定的展宽<sup>[25]</sup>。此外,实际THz-QCL有源区设计中上激光能级与注入区基态能级的耦合导致子带的展宽,以及量子阱层厚的涨落和温度效应,也会导致增益谱的展宽。综合上述考虑,THz-QCL通常具有较窄的洛伦兹分布的增益谱<sup>[26]</sup>,而且激光器真正工作的频率区域是增益超过总损耗的部分,此部分的频率范围将更为压缩。

图1(c)示意了THz-DBR-QCL的工作原理。图中蓝色区域代表激光器有效增益 $g_{\text{eff}}(f)$ ,即材料增益超出波导损耗的部分 $g_{\text{eff}}(f) = g(f) - \alpha_w$ ;黑色曲线为DBR反射镜的反射率 $R_{\text{DBR}}(f)$ 。如图所示,我们使有效增益与DBR高反射带边缘部分重合。此时,通过调控有效增益谱的带宽、DBR反射率谱的带宽,以及两者的频率对准关系,迫使DBR激光器工作在有效增益峰值与DBR高反射率重合的频率区域,并减小该重合区域的频率范围从而获得单模激射。该设计的优点在于可以突破自由谱间距的限制,即在有源区增益谱范围大于自由谱间距时,激光器仍然可以单模激射。这有助于提高DBR激光器的直波导增益区的长度,从而改善激光器阈值和功率特性。

实验上要准确测量激光器材料的增益谱是困难的,需要在液氮温区并结合高灵敏度的Ge:Ga探测器<sup>[27]</sup>。在本工作中,我们可以借助测试FP激光器的激射谱间接但有效地推断出激光器材料的有效增益范围,即 $g_{\text{eff}}(f) > 0$ 的频率范围。在此基础上,可以通过全波有限元模拟的方法计算得到DBR反射率 $R_{\text{DBR}}(f)$ ,从而调控 $g_{\text{eff}}(f)$ 和 $R_{\text{DBR}}(f)$ 的带宽和相对位置,实现DBR激光器的单模激射。

### 1.2 数值模拟

我们首先制备了THz-FP-QCL激光器并测试其在低温下的激射谱,获得激光器的有效增益频率范围约为2.60~2.85 THz。在此基础上,我们用全波有限元法求解赫姆霍兹方程来获得DBR的光子

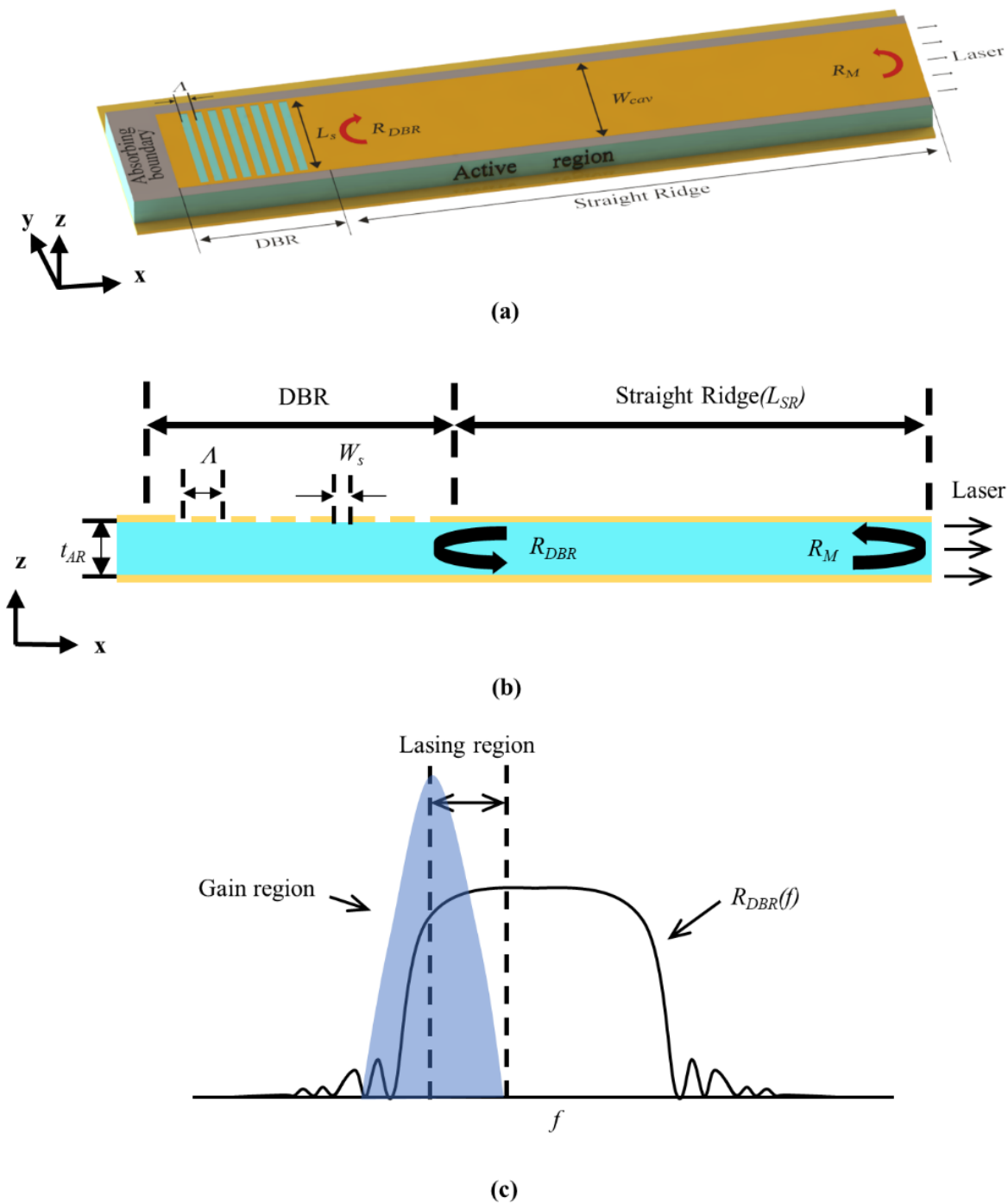


图1 THz-DBR-QCL激光器的结构和原理示意图:(a)器件的三维结构图,x方向从左至右分别是吸收边界、DBR反射镜以及直波导增益区,太赫兹波从最右侧腔面出射,电磁场在直波导区域谐振,两侧分别由DBR和解理腔面提供反射,(b)器件的x-z截面示意图,光栅周期为 $\Lambda$ ,空气狭缝宽度为 $W_s$ ,有源区的厚度为 $t_{AR}$ ,直波导区域的长度为 $L_{SR}$ ,(c)器件原理图,黑色曲线为DBR的反射率谱 $R_{DBR}(f)$ ,蓝色区域代表有源区的有效增益谱 $g_{eff}(f)$

Fig. 1 The schematic diagram of the structure and principle of the DBR laser: (a) the three-dimensional structure of the device, with the absorption boundary, DBR reflector and straight waveguide gain region from left to right in the x-direction, and the terahertz wave emitting from the right cavity surface, the electromagnetic field is resonant in the straight waveguide region, with reflections provided by the DBR and the cavity surface on both sides, respectively, (b) the x-z cross section of the device with a grating period of  $\Lambda$ , an air slit width of  $W_s$ , and a thickness of the active region of  $t_{AR}$ , and a length of the straight waveguide region of  $L_{SR}$ , (c) the schematic diagram of the device, the black line is the reflectivity spectrum of the DBR  $R_{DBR}(f)$ , and the blue region represents the effective gain spectrum  $g_{eff}(f)$  of the active region

能带结构、反射率谱,以及不同频率的THz波在DBR中的场分布。在计算过程中,材料损耗并不计入在内,因为有效增益 $g_{eff}(f)$ 已经抵消了这部分损耗。图2(a)显示了计算得到的无限周期DBR的光子能带结构,DBR的周期长度 $\Lambda$ 为 $16.6\ \mu\text{m}$ ,狭缝宽度 $W_s$ 为 $3\ \mu\text{m}$ 。在有效增益附近的频率范围内包含2个光子能带和1个宽度约为 $0.3\ \text{THz}$ 的光子禁带(如图中灰色部分所示)。图2(b)中显示了有限周期数( $N=30$ )DBR反射镜的反射率谱,可以看到光子禁带的范围与反射率谱的高反射带一致。图2(d)则显示了当THz频率处于光子禁带以外( $f=2.2\ \text{THz}$ )或光子禁带内( $f=2.6\ \text{THz}$ )时,沿波导入射的THz波在DBR中的电场( $|E_z|$ )分布。可见,光子禁带以外的THz可以传播透过DBR并具有较低的反射率。而在频率处于光子禁带的THz波入射至DBR时,经若干周期后迅速衰减,意味着接近于1的反射

率。这很好地解释了图2(a)和(b)所显示的DBR反射率谱与其光子能带结构的关系。作为对比,图2(c)显示了解理腔面在相同频率范围内的反射率。由图可知,在激光器的有效增益频率范围附近,腔面反射率约为 $0.65$ ,并且随频率的变化可忽略。

计算表明,可以通过改变DBR的结构参数(包括周期长度 $\Lambda$ ,周期个数 $N$ ,狭缝宽度 $W_s$ )灵活地调控光子禁带的位置和宽度,亦即DBR反射率谱的位置和宽度。这为调控DBR反射率 $R_{DBR}(f)$ 与激光器有效增益谱 $g_{eff}(f)$ 的频率交叠提供了设计依据。本项工作中,我们设计并制备了3种参数组合的DBR结构:结构1中 $\Lambda=16\ \mu\text{m}$ , $W_s=4\ \mu\text{m}$ ;结构2中 $\Lambda=16.6\ \mu\text{m}$ , $W_s=3\ \mu\text{m}$ ;结构3中 $\Lambda=18.6\ \mu\text{m}$ , $W_s=5\ \mu\text{m}$ 。3种结构中DBR光栅的个数 $N$ 均为30个。该设计的目的是使激光器有效增益谱与DBR的高反射率带在不同的频率范围发生交叠。

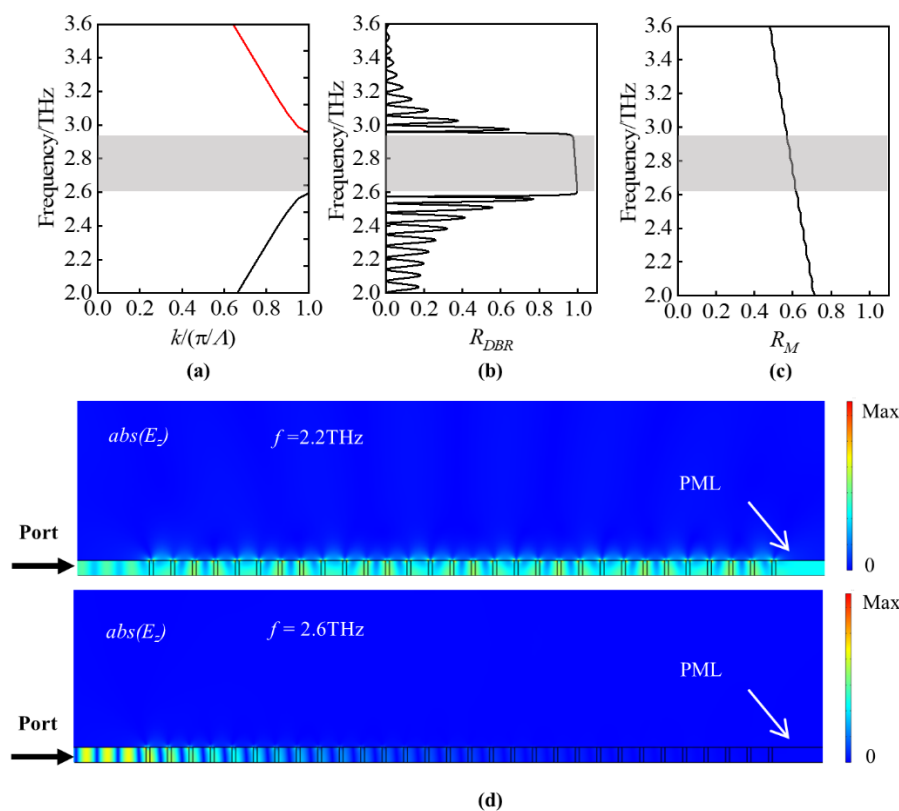


图2 周期 $\Lambda$ 为 $16.6\ \mu\text{m}$ ,狭缝宽度 $W_s$ 为 $3\ \mu\text{m}$ 的DBR结构有限元模拟结果:(a) DBR结构的光子能带图,灰色区域代表第一个禁带区域,横轴 $k$ 代表波矢,(b) 30个周期DBR结构的反射率谱,(c) FP腔面的反射率谱,(d) DBR结构中,当入射频率为 $2.2\ \text{THz}$ 和 $2.6\ \text{THz}$ 时,入射波在DBR光栅内的电场( $|E_z|$ 分量)分布

Fig. 2 The finite element simulation results of the DBR structure with a period  $\Lambda$  of  $16.6\ \mu\text{m}$  and a slit width  $W_s$  of  $3\ \mu\text{m}$ : (a) the photon energy band diagram of the DBR structure, the gray area represents the first forbidden region, and the horizontal axis  $k$  represents the wave vector, (b) the reflectivity spectrum of the DBR structure with 30 periods, (c) the reflectivity spectrum of the FP cavity surface, (d) the electric field ( $|E_z|$  component) distribution of the incident wave inside the DBR grating when the incident frequency is  $2.2\ \text{THz}$  and  $2.6\ \text{THz}$  in the DBR structure

### 1.3 实验方法

本工作所用的激光器外延材料通过固态源分子束外延技术获得,所用衬底为半绝缘(100)晶面的SI-GaAs。激光器有源区采用“束缚态—连续态跃迁”的设计结构,有源区包含180个周期,每个周期由GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As共8层交替生长形成多量子阱结构,每层厚度分别为4.2/9.4/3.8/11.5/1.8/11.0/5.5/18.4,单位为nm,其中粗体字对应Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As层,下划线对应层的掺杂浓度为 $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,其他层均不掺杂。材料生长时首先生长250 nm GaAs缓冲层、300 nm的Al<sub>0.50</sub>Ga<sub>0.50</sub>As腐蚀阻挡层、600 nm的n<sup>+</sup>GaAs( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),接着生长180个周期的有源区共11.8 μm,最后生长50 nm的n<sup>+</sup>GaAs( $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )接触层。

DBR激光器的制备均采用双金属波导太赫兹量子级联激光器的常规工艺<sup>[28]</sup>。首先通过金属键合将外延层转移至另一片n<sup>+</sup>GaAs衬底上,并在外延材料和n<sup>+</sup>GaAs衬底之间插入金属层作为器件的下电极层和双金属波导的下金属波导层。具体方法是,在外延材料和相同大小的n<sup>+</sup>GaAs衬底表面通过电子束蒸发生长Ti(10 nm)/Au(500 nm),通过真空热压键合技术将两块材料键合成一体,然后采用物理研磨和湿法选择性腐蚀将SI-GaAs连同300 nm的Al<sub>0.50</sub>Ga<sub>0.50</sub>As完全去除。此时,外延材料已完全转移至n<sup>+</sup>GaAs衬底并在两者之间形成了约1 μm厚的Ti/Au金属层,样品从下至上分别为350 μm n<sup>+</sup>GaAs衬底、1 μm Ti/Au金属层、50 nm的GaAs( $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )下接触层、11.8 μm有源区以及600 nm n<sup>+</sup>GaAs( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )上接触层,如图3(a)所示。在此基础上,通过光刻和湿化学腐蚀在需要吸收边界的区域留下600 nm n<sup>+</sup>GaAs( $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )而在别的区域腐蚀去除该n<sup>+</sup>GaAs层,通过光刻、电子束蒸发和剥离技术在器件顶部制备上金属层。DBR的制备也在这一环节完成,即在上金属层的右侧形成周期性的空气狭缝。此后,通过光刻和感应耦合等离子体干法刻蚀技术(ICP)制备出器件的脊波导,由此完成外延面一侧的制备工艺。最后,通过背面衬底减薄、抛光和蒸镀金属(Ti/Au)以及腔面解理完成整个器件制备的工艺,工艺流程图如图3(b)所示。图3(c)则显示了一个典型DBR激光器的扫描电镜照片,从左至右分别是吸收边界、金属-空气狭缝的DBR结构、SR谐振腔、解理腔面,插图是其DBR结构的放大图,图中的器件已经通过金线连接

器件顶电极与热沉上的电极。双金属波导FP激光器的制备与DBR激光器制备相类似,只是上金属层中没有DBR光栅,以及腔长方向没有吸收边界。

所制备的激光器通过In焊料焊接在无氧铜热沉上,并被封装在闭循环低温恒温器中,通过温度探头和温控装置来稳定工作温度。本工作中,激光器工作在脉冲模式,激光器由脉冲电源驱动(型号为Avtech-2B-B),脉冲频率为10 KHz,脉冲宽度为1 μs,对应的占空比为1%,可近似认为器件温度基本等于热沉温度。器件的激光输出功率由经过功率标定的Golay热探测器进行表征,由于探测器的响应频率远小于10 KHz,因此测试功率时使用波形发生器产生频率为40 Hz的方波作为电源的门控信号对电源电压进行调制,并将探测器的输出信号连接到锁相放大器上。用电流探头与电压探头探测器件的实际电流与电压,并连接到示波器读出,可以得到器件的相对功率-电流-电压图。激光器的激射光谱通过傅里叶光谱仪(Bruker Vertex 80v)进行测试,光谱仪的光谱分辨率为 $0.1 \text{ cm}^{-1}$ 。

## 2 分析与讨论

我们系统考察了一种结构参数的FP激光器和3种结构参数的DBR激光器。FP激光器的腔长为2.9 mm,脊条宽度为210 μm。DBR激光器中直波导的长度约为3.6 mm,宽度为210 μm,DBR光栅的周期个数为30,周期长度 $\Lambda$ 和狭缝宽度 $W_s$ 分别为16.0 μm/4.0 μm,16.6 μm/3.0 μm,以及18.6 μm/5.0 μm。考虑到DBR激光器的有效折射率约为3.4,当DBR激光器的直波导长度为3.6 mm时,对应的自由谱间距约为15 GHz。FP和DBR激光器的主要参数列于表1中。

图4(a)-(d)显示了FP激光器和DBR激光器在不同热沉温度时测试得到的功率-电流-电压(LIV)曲线。测试结果表明,两种激光器在低温(20 K)下均具有较低的阈值电流密度( $\sim 130 \text{ A} \cdot \text{cm}^{-2}$ ),但是对应的激光器动态范围(阈值到激光峰值功率对应的电流范围)较小,这直接限制了激光器所能达到的最大激光功率和最高工作温度。其原因主要是有源区平均掺杂浓度偏低( $5.6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ),较低的掺杂浓度固然降低了自由载流子吸收引入的波导损耗,但也限制了粒子数反转以及激光器可以达到的最大电流密度。根据图4的测试结果,表1给出了FP激光器和DBR激光器在20 K时的阈值电流密度和脉冲峰值功率,以及脉冲模式下的最高工作温

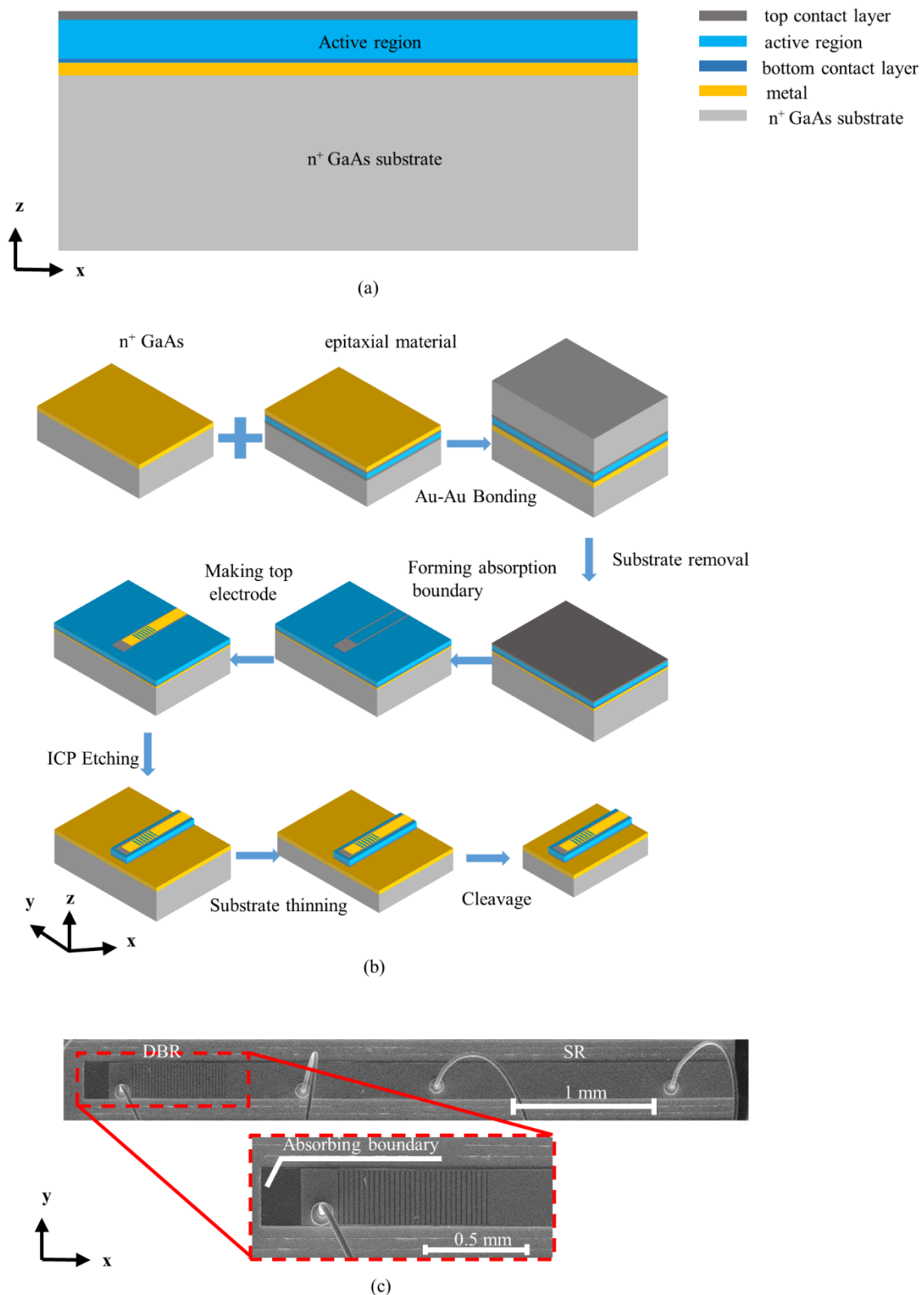


图3 实验流程以及结果图:(a)经过键合,减薄之后材料的剖面结构示意图,(b)制备DBR激光器的具体工艺流程图,(c)DBR激光器的SEM图,插图是DBR反射镜区域的放大图

Fig. 3 The experimental flow as well as the resultant diagram:(a) the schematic diagram of the cross-sectional structure of the material after bonding and thinning, (b) the specific process flow diagram of the prepared DBR laser, (c) the SEM diagram of the DBR laser, and the inset is an enlarged view of the DBR reflector area

度。通过对比发现, DBR激光器普遍比FP激光器具有更低的阈值电流密度, 更高的峰值功率和最高工作温度。我们认为有两个主要原因, 首先DBR激光器中直波导的长度大于FP激光器的腔长( $L_{SR} > L_{FP}$ ); 此外DBR光子禁带对应的反射率约100%, 而FP激光器的腔面反射率约65%。因此, 在波导损耗不变的前提下, DBR激光器具有更低的总损耗和更多的注入功率。此外, 三个DBR激光器的最高工作温度也存在较大的差异, 主要原因是平均掺杂浓度较低, 材料外延时掺杂浓度的相对不均匀性更为显

著。这导致不同器件的有源区掺杂浓度相对差别较大, 最终导致器件的最高工作温度差异较大。

针对图4显示的FP腔激光器和DBR激光器, 我们测试了它们在20 K时的激光光谱, 并将激光光谱与增益谱和DBR反射率进行了对比, 结果如图5所示。图5(a)为FP激光器的激光光谱图, 激光的光谱范围约2.6~2.8 THz。要严格测试THz-QCL有源区的增益谱, 则需要在极低的温度下结合液氮制冷Ge-Ga探测器或者采用高灵敏度飞秒脉冲时域光谱等手段<sup>[27,29]</sup>, 但根据J. Faist等人的研究<sup>[26]</sup>, THz-

表1 FP腔与DBR激光器的参数以及性能表征数据

Table 1 Parameters and performance characterization data of FP cavity and DBR devices

Types of structure	$L_{SR}/\text{mm}$	$\Lambda/\mu\text{m}$	Current Density $J_m / (\text{A}\cdot\text{cm}^{-2})$	Power $P/\text{mW}$	Maximum Operating Temperature $T_{max}/\text{K}$
FP	2.9	—	132	1.1	60
DBR-A	3.7	18.6	124	2.5	82
DBR-B	3.5	16.6	127	2.0	70
DBR-C	3.6	16.0	124	2.6	90

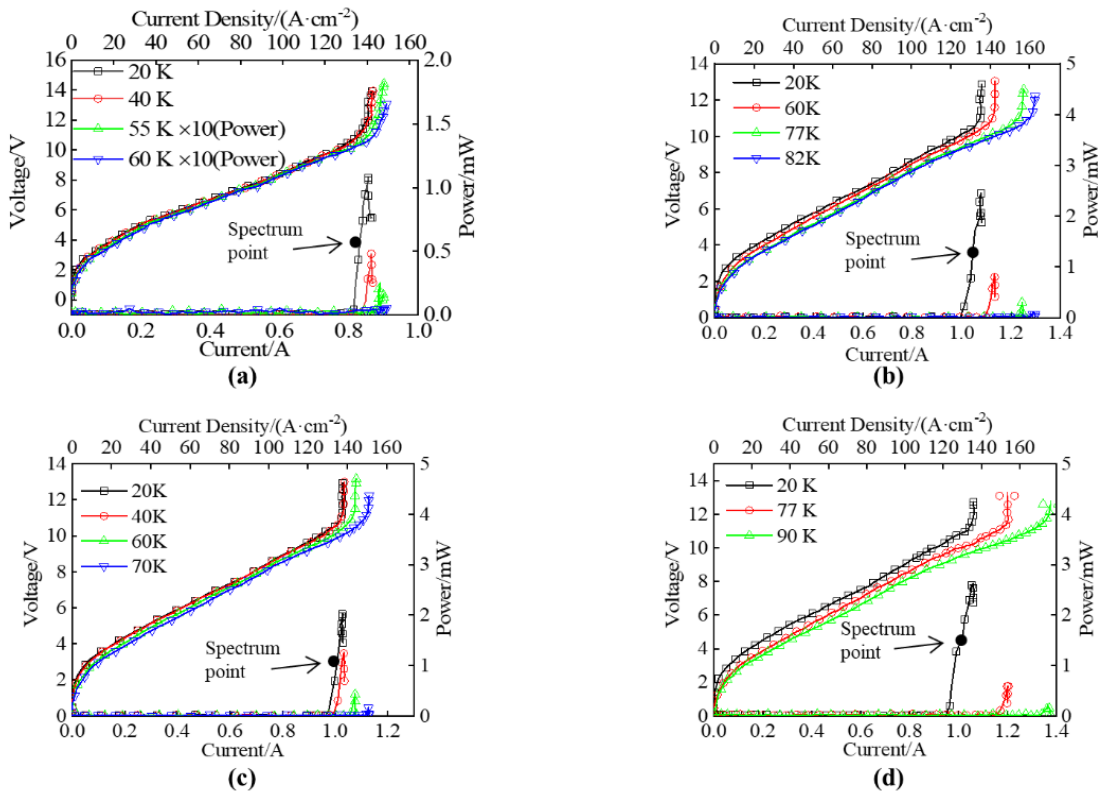


图4 FP腔以及DBR激光器的功率-电流-电压测试图:(a) L970材料双金属波导FP腔器件的功率-电流-电压测试图,(b)-(d) DBR激光器的功率-电流-电压测试图,周期 $\Lambda$ 依次为18.6  $\mu\text{m}$ 、16.6  $\mu\text{m}$ 和16  $\mu\text{m}$ ,图中黑点代表下图中的光谱电流位置  
Fig. 4 The power-current-voltage test plots of FP cavity as well as DBR laser: (a) the power-current-voltage test plots for the FP cavity device of the L970 material bimetallic waveguide, (b)-(d) the power-current-voltage test plots of the DBR laser with periods  $\Lambda$  of 18.6  $\mu\text{m}$ , 16.6  $\mu\text{m}$ , and 16  $\mu\text{m}$ , respectively, with the black dots representing the spectral current positions in the lower plots



QCL有源区的增益谱可简化近似为洛伦兹分布。作为粗略估算,在图5(b)中,我们以中心频率2.7 THz、峰值增益 $26\text{ cm}^{-1}$ 、半高全宽0.25 THz为估计值,计算得到本工作所用的有源区的增益谱。需要指出的是,上述采用的峰值增益和半高全宽均来自已有文献报道的典型值<sup>[29]</sup>。图5(b)中,水平虚线表示计算得到的FP激光器总损耗,约 $13\text{ cm}^{-1}$ 。材料增益大于FP激光器总损耗的频率范围即为有效增益区域,由图中蓝色区域所示,粗略地描述了在2.6~2.8 THz范围内有效增益与频率的关系。

图5(c)-(e)中,黑色实线表示了DBR激光器(编号分别为A、B、C)的激射光谱,红色虚线为计算得到的对应DBR的反射率谱,而蓝色区域对应于图5(b)中有效增益大于0的增益谱。这3个DBR激光器的激射谱,均在热沉温度为20 K时测得,且对应的激光功率约为峰值功率的二分之一。图5(c)显示,针对激光器DBR-A( $\Lambda=18.6\text{ }\mu\text{m}$ ,  $W_s=5\text{ }\mu\text{m}$ ),有效增益范围处在DBR高反射率带带内并且靠近高频区域,该激光器呈现多模激射,激光频率处在有效增益范围和DBR高反射率带的重叠区域,其激射模式的个数明显少于FP激光器。图5(d)显示,当DBR激光器(DBR-B)中DBR的周期降低至 $\Lambda=16.6\text{ }\mu\text{m}$ 时,DBR的高反射带向高频移动,使得激光器的有效增益范围处于DBR高反射率带内,但靠近低频区域。此时,激光器只有3个激射模式,均分布在有效增益和高反射带重合的频率区域。进一步减小DBR的周期长度使得激光器有效增益只与DBR高反射率低频部分重叠时,如激光器DBR-C( $\Lambda=16.0\text{ }\mu\text{m}$ ,  $W_s=4\text{ }\mu\text{m}$ ,图5(e))所显示的,激光模式被减少到仅有一个,即实现单模激射。针对激光器DBR-C,激射频率同样处在有效增益与高反射带重合的区域,此时计算得到的频率重叠范围仍大于自由谱间距,但实验显示激光器处在稳定的单模激射状态。如图5(e)的插图所示,此时单模激射的边模抑制比达到25 dB,呈现较好的单模特性。当我们把DBR-C的驱动电流增加至峰值功率时,激光器仍然显示单模激射,但边模抑制比下降至大约9 dB。我们认为可能的原因有2个:其一,激光器材料的有效增益偏离了洛伦兹曲线;其二,实际器件制备过程中DBR光栅的形貌偏离了设计的理想形貌,导致其高反射带宽的压缩,即实际器件中高反射带与有效增益的频率交叠范围小于计算值。这也可以解释下述现象:如图5(e)显示,计算得到DBR次级峰的

反射率达到0.8,并且频率与有效增益范围重叠,但是在测试中并未发现对应频率的激射模式。

上述实验说明,为使DBR激光器激射,需要同时具备较高的有效增益和DBR反射率。借助量子级联激光器增益谱较窄的特点,通过调节DBR高反射率带与有效增益谱的频率区域,可以在有效增益谱宽度大于自由谱间距时实现单模激射,其优点在于显著增加直波导区域从而获得较低的阈值电流密度和较高的激光功率。

目前该方法的局限性体现在,将有源区材料的增益谱部分地与DBR反射镜的高反射带重合,从而难以利用增益的峰值。为解决该问题,我们提出了新的结构设想,如图6所示,谐振腔从左到右依次是吸收边界、左侧DBR1、直波导区域、右侧DBR2。图6中与现有实验不同的是,谐振腔两端各设置不同反射率谱的DBR反射镜,左侧DBR1反射镜与本实验采用的结构相同,右侧采用周期个数较少的DBR2,使得反射率峰值( $R_{DBR2}$ )小于1并且高反射带的频率范围与左侧DBR存在偏差。可以调节DBR1和DBR2的周期使得两者高反射带重合的频率范围足够小,并且与有源区材料的增益峰值重合。由此,既可以利用有源区材料的增益峰值,又可以突破自由谱间距的限制,在较长的直波导中获得单模出射,透射通过DBR2的太赫兹波通过腔面形成激光输出。该设计在激光器中单片集成了2个DBR反射镜,如何避免谐振模式干扰是设计的难点,相关的工作正在开展。

### 3 结论

本文借助DBR结构提出并验证了实现单模激射THz-DBR-QCL的新方法。我们利用DBR和吸收边界代替FP激光器的一个腔面作为反射镜,从而使频率位于DBR高反射率带的纵模具有相对较低的激射阈值。利用THz-QCL自身较窄的增益谱,并使DBR的高反射带与有源区增益谱部分重合,我们在DBR禁带宽度显著大于两倍自由谱间距的情况下获得了稳定的单模激射。该方法的优越性体现在可以显著增加直波导的长度,从而提高激光功率。我们利用该方法获得了边模抑制比达到25 dB的单模太赫兹量子级联激光器,激光频率约为2.7 THz,其功率特性以及温度特性与相同材料所制备的FP腔多模激光器相当。本文还提出了改进的实验方案,即利用两个DBR反射镜的组合,可充分利用有源区的增益峰值,并突破自由谱间距的限制,

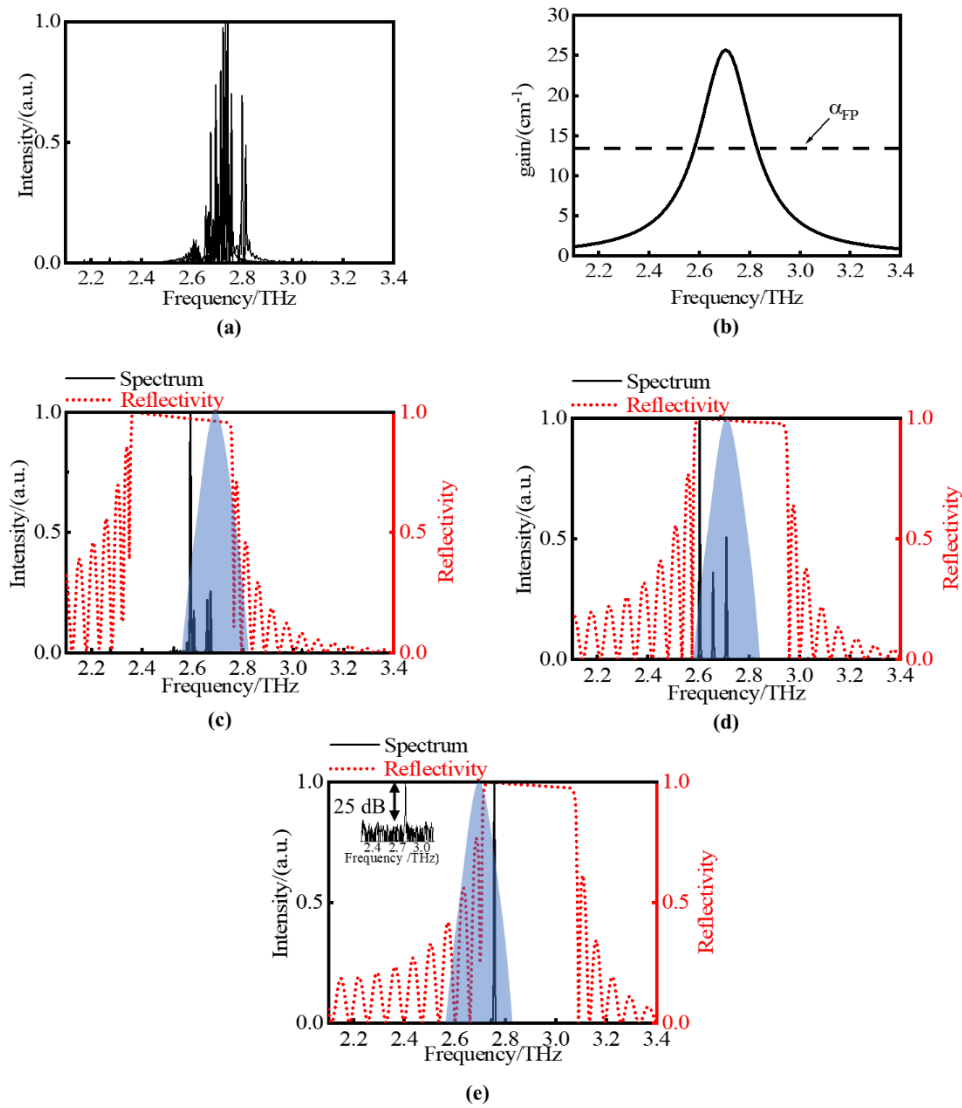


图5 器件光谱测试结果:(a)材料L970的双金属FP腔的光谱,(b)根据(a)中的光谱范围以及已有的论文数据粗略拟合出的材料增益曲线,虚线代表FP腔的损耗,(c)DBR周期 $\Lambda$ 为 $18.6\ \mu\text{m}$ ,空气狭缝的宽度 $W_s$ 为 $5\ \mu\text{m}$ 器件的光谱测试图,点线是对应参数DBR的反射谱,蓝色区域是根据图(a)标出的增益范围,(d)和(e)同样画出了两个器件的光谱以及对DBR的反射谱,它们的周期 $\Lambda$ 分别为 $16.6\ \mu\text{m}$ 和 $16\ \mu\text{m}$ ,空气狭缝的宽度 $W_s$ 分别为 $3\ \mu\text{m}$ 和 $4\ \mu\text{m}$ , (e)中的插图是对数轴光谱

Fig. 5 Results of the spectral tests of the laser: (a) the spectrum of the FP cavity of material L970, (b) a rough fit of the material gain curve based on the spectral range in (a) and the available paper data, and the dashed line represents the loss of the FP cavity, (c) the spectrum of the device with DBR period  $\Lambda$  of  $18.6\ \mu\text{m}$  and slit width  $W_s$  of  $5\ \mu\text{m}$ . The dotted line is the reflection spectrum of the corresponding parameter DBR, and the blue region is the gain range marked according to (a), (d) and (e) also show the spectra of the two devices and the reflectance spectra of the corresponding DBR with periods  $\Lambda$  of  $16.6\ \mu\text{m}$  and  $16\ \mu\text{m}$ , respectively, and slit widths  $W_s$  of  $3\ \mu\text{m}$  and  $4\ \mu\text{m}$ , respectively, the inset in (e) is the logarithmic axis spectrum

有望进一步提高单模THz-DBR-QCL的功率和温度特性。

## References

- [1] Dean P, Shaikat M U, Khanna S P, *et al.* Absorption-sensitive diffuse reflection imaging of concealed powders using a terahertz quantum cascade laser [J]. *Optics Express*, 2008, **16**(9): 5997-6007.
- [2] Kim S M, Hatami F, Harris J S, *et al.* Biomedical terahertz imaging with a quantum cascade laser [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **88**(15): 153903.
- [3] Sampaolo A, Yu C, Wei T, *et al.* H<sub>2</sub>S quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy sensor employing a liquid-nitrogen-cooled THz quantum cascade laser operating in pulsed mode [J]. *Photoacoustics*, 2021, **21**: 100219.
- [4] Hor Y L, Federici J F, Wample R L. Nondestructive evaluation of cork enclosures using terahertz/millimeter wave

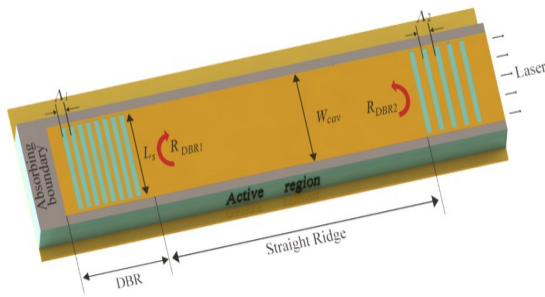


图6 在两侧具有两个DBR反射镜的THz-DBR-QCL结构示意图

Fig. 6 The schematic diagram of the THz-DBR-QCL structure with two DBR mirrors on both sides

spectroscopy and imaging [J]. *Applied Optics*, 2008, **47** (1): 72–78.

- [5] Lee A W M, Qin Q, Kumar S, *et al.* Real-time terahertz imaging over a standoff distance ( $> 25$  meters) [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89**(14): 141125.
- [6] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, *et al.* Terahertz semiconductor-heterostructure laser [J]. *Nature*, 2002, **417** (6885): 156–159.
- [7] Carroll J E, Whiteaway J, Plumb D, *et al.* Distributed feedback semiconductor lasers [M]. London, United Kingdom: Institution of Engineering and Technology, 1998.
- [8] Kohen S, Williams B S, Hu Q. Electromagnetic modeling of terahertz quantum cascade laser waveguides and resonators [J]. *Journal of applied physics*, 2005, **97**(5): 053106.
- [9] Williams B S, Kumar S, Hu Q, *et al.* Distributed-feedback terahertz quantum-cascade lasers with laterally corrugated metal waveguides [J]. *Optics letters*, 2005, **30**(21): 2909–2911.
- [10] Kumar S, Williams B S, Qin Q, *et al.* Surface-emitting distributed feedback terahertz quantum-cascade lasers in metal-metal waveguides [J]. *Optics Express*, 2007, **15** (1): 113–128.
- [11] Schubert M, Rana F. Analysis of terahertz surface emitting quantum-cascade lasers [J]. *IEEE journal of quantum electronics*, 2006, **42**(3): 257–265.
- [12] Xu G, Colombelli R, Khanna S P, *et al.* Efficient power extraction in surface-emitting semiconductor lasers using graded photonic heterostructures [J]. *Nature Communications*, 2012, **3**(1): 1–7.
- [13] Xu G, Li L, Isac N, *et al.* Surface-emitting terahertz quantum cascade lasers with continuous-wave power in the tens of milliwatt range [J]. *Applied Physics Letters*, 2014, **104**(9): 091112.
- [14] Jin Y, Gao L, Chen J, *et al.* High power surface emitting terahertz laser with hybrid second- and fourth-order Bragg gratings [J]. *Nature communications*, 2018, **9**(1): 1–7.
- [15] Zhu H, Zhu H, Wang K, *et al.* Terahertz master-oscillator power-amplifier quantum Cascade laser with controllable polarization [J]. *Applied Physics Letters*, 2020, **117** (2): 021103.
- [16] Zhang H, Dunbar L A, Scalfari G, *et al.* Terahertz photonic crystal quantum cascade lasers [J]. *Optics Express*, 2007, **15**(25): 16818–16827.
- [17] Chassagneux Y, Colombelli R, Maineult W, *et al.* Graded photonic crystal terahertz quantum cascade lasers [J]. *Applied Physics Letters*, 2010, **96**(3): 031104.
- [18] Klimont A, Ottomaniello A, Degl'Innocenti R, *et al.* Line-defect photonic crystal terahertz quantum cascade laser [J]. *Journal of Applied Physics*, 2019, **126** (15): 153104.
- [19] Xu L, Curwen C A, Hon P W C, *et al.* Metasurface external cavity laser [J]. *Applied Physics Letters*, 2015, **107** (22): 221105.
- [20] Xu L, Curwen C A, Reno J L, *et al.* High performance terahertz metasurface quantum-cascade VECSEL with an intra-cryostat cavity [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, **111**(10): 101101.
- [21] Curwen C A, Reno J L, Williams B S. Broadband continuous single-mode tuning of a short-cavity quantum-cascade VECSEL [J]. *Nature Photonics*, 2019, **13** (12): 855–859.
- [22] Hofmann W H, Moser P, Bimberg D. Energy-efficient VCSELs for interconnects [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2012, **4**(2): 652–656.
- [23] Hofmann W. Evolution of high-speed long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers [J]. *Semiconductor science and technology*, 2010, **26**(1): 014011.
- [24] Coldren L A, Corzine S W, Mashanovitch M L. Diode lasers and photonic integrated circuits [M]. Hoboken: John Wiley & Sons, 2012.
- [25] Mueller G. Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II [M]. San Diego: Academic Press, 1999.
- [26] Faist J. Quantum cascade laser [M]. USA: Oxford University press, 2013.
- [27] Hakki B W, Paoli T L. CW degradation at 300 K of GaAs double-heterostructure junction lasers. II. Electronic gain [J]. *Journal of Applied Physics*, 1973, **44**(9): 4113–4119.
- [28] Williams B S, Kumar S, Callebaut H, *et al.* Terahertz quantum-cascade laser at  $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$  using metal waveguide for mode confinement [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **83**(11): 2124–2126.
- [29] Kröll J, Darmo J, Dhillon S S, *et al.* Phase-resolved measurements of stimulated emission in a laser [J]. *Nature*, 2007, **449**(7163): 698–701.