

# 光学学报

## 基于掩埋光栅一级分布反馈结构的太赫兹量子级联激光器

常高垒<sup>1,2\*</sup>, 朱欢<sup>1</sup>, 俞辰韧<sup>1,2</sup>, 朱海卿<sup>1,2</sup>, 徐刚毅<sup>1</sup>, 何力<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海技术物理研究所红外成像材料与器件院重点实验室, 上海 200083;

<sup>2</sup>中国科学院大学, 北京 100049

**摘要** 结合理论和实验研究了掩埋光栅一级分布反馈太赫兹量子级联激光器中的模式竞争和功率特性。理论计算得到掩埋光栅腐蚀深度与两个带边模式的波导损耗、光学限制因子、辐射损耗以及辐射效率的关系。理论计算表明,掩埋光栅分布反馈结构可以通过改变腐蚀深度,保证激光器稳定单模工作在高频带边模式的同时,调节激光器的阈值增益以及辐射效率。实验和测试结果表明,激光器辐射波长和掩埋光栅的周期成正比,激光器可以在整个动力学范围内稳定单模工作。单模激光器的波长范围可覆盖 86.2~91.7  $\mu\text{m}$  的范围,边模抑制比可达 25 dB,最大输出功率为 9.1 mW。该工作有助于高性能单模太赫兹激光器及锁相耦合激光器阵列的研制。

**关键词** 激光器; 太赫兹; 量子级联激光器; 掩埋光栅; 分布反馈; 模式竞争

中图分类号 TN248.4

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202141.0214001

### Terahertz Quantum Cascade Laser of First-Order Distributed Feedback Based on a Buried Grating

Chang Gaolei<sup>1,2\*</sup>, Zhu Huan<sup>1</sup>, Yu Chenren<sup>1,2</sup>, Zhu Haiqing<sup>1,2</sup>, Xu Gangyi<sup>1</sup>, He Li<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Key Laboratory of Infrared Imaging Material and Detectors, Shanghai Institute of Technical Physics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China;

<sup>2</sup>University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

**Abstract** We experimentally and theoretically investigated the mode competition and output power characteristics in the terahertz quantum cascade lasers of first-order distributed feedback based on a buried grating. The simulations obtained the relationships of the etching depth of a buried grating with the waveguide loss, optical confinement factor, radiation loss, and radiation efficiency of two band-edge modes. Theoretical calculations have obtained the relationship between buried grating corrosion depth and waveguide loss, optical confinement factor, radiation loss, and radiation efficiency of the two band-edge modes. Theoretical calculations show that the distributed feedback structure of the buried grating can adjust the threshold gain and radiation efficiency of the laser while ensuring the stable single-mode operation of the laser in the high-band side mode by changing the corrosion depth. Experimental and test results show that the laser radiation wavelength is proportional to the period of the buried grating and the laser could operate stably in a single mode in the whole dynamic range. The single-mode laser can cover the range from 86.2  $\mu\text{m}$  to 91.7  $\mu\text{m}$ , the side mode rejection ratio can reach 25 dB, and the maximum output power is 9.1 mW. This work is helpful for the development of high-performance single-mode terahertz lasers and phase-locked laser arrays.

**Key words** lasers; terahertz; quantum cascade laser; buried grating; distributed feedback; mode competition

**OCIS codes** 140.3070; 140.3490; 140.3570

收稿日期: 2020-06-29; 修回日期: 2020-08-03; 录用日期: 2020-08-12

基金项目: 国家自然科学基金(61574149, 61734006, 61974151)、国家重点研发计划(2016YFB0402303, 2016YFA0202200)、中科院“百人计划”

\* E-mail: changgl1610@126.com

## 1 引言

自 2002 年第一台太赫兹量子级联激光器<sup>[1]</sup> (THz-QCL)问世以来,THz-QCL 由于其可靠性好、效率高、器件紧凑等优势,成为了最有前景的太赫兹光源之一。其在光谱学、遥感、光学成像和空间通信等方面的应用<sup>[2-3]</sup>使得 THz-QCL 具有巨大的吸引力,尤其是具有单模激射的 THz-QCL 受到了格外的关注。为了获得频率稳定且精确控制的单模 THz-QCL,常用方法是在激光器波导上设计分布式反馈(DFB)光栅结构。单模 DFB-THz-QCL 存在两种波导结构,分别是双金属波导<sup>[4]</sup>和半绝缘表面等离子体波导(也称单金属波导)<sup>[1]</sup>。其中双金属波导通过晶片键合工艺,在有源区上方和下方形成金属层,对光学模式形成有效的限制,使得有源区内的光学限制因子接近 100%,基于双金属波导的激光器具有相对较低的模式损耗,有利于实现连续波模式工作<sup>[5]</sup>。然而,双金属波导边发射 THz-QCL 由于具有亚波长尺寸的腔面,当激光从腔面出射时光束非常发散<sup>[6]</sup>,所以通常需要结合高阶分布反馈光栅结构,形成表面发射或者掠出射来减小光束发散角并提高功率效率。为了获得稳定的单模激射 THz-QCLs,人们基于双金属波导进行了很多的研究。例如,Kumar 等<sup>[7-8]</sup>先后研制出二级分布反馈表面发射 THz-QCL,可以稳定单模工作。Xu 等<sup>[9-11]</sup>通过在二级分布反馈光栅结构中引入渐变的光子异质结结构,改变了光栅中电磁场纵向包络的分布形式,进而选择性地激发了辐射效率较高的光学模式,显著提高了单模激光的功率。Jin 等<sup>[12]</sup>将二级和四级分布反馈光栅结构相叠加,使 THz-QCL 工作在对称模式,进而提高激光器的辐射效率。Amanti 等<sup>[13]</sup>发明了基于双金属波导的掠出射 THz-QCL,他们采用三级分布反馈结构并利用光栅狭缝处电磁场的相位匹配显著提高了单模激光的功率效率和光束准直性。Zhu 等<sup>[14-15]</sup>提出了“主控振荡-功率放大”的 THz-QCL 结构,并使用光栅耦合器代替腔面以提高辐射效率和光束质量,提高了激光器的出射功率。

单金属波导则是通过有源区下方的  $n^+$  GaAs 层和有源区上方的金属层对光学模式进行限制。相比于双金属波导,其有源区内的光学限制因子较低,约为 20%~40%,因此其阈值增益较高。单金属波导制备工艺简单,且波导中的光学模式更多地分布在衬底内,使其有效出射端面较大,具有较小的远场

发散角<sup>[16]</sup>。同时,单金属波导横截面上的模式分布存在显著的横向扩展,有利于通过倏逝波耦合形成锁相激光器阵列,从而进一步提升激光器的输出功率和光束质量。因此,人们为获得单金属波导的单模工作 THz-QCL 谐振腔结构进行了很多的研究。例如,Li 等<sup>[17-18]</sup>通过在脊条方向上刻蚀出空气狭缝,形成包含有两个“亚腔体”的耦合腔结构,可以获得稳定单模工作的 THz-QCL。Li 等<sup>[19-20]</sup>在单金属波导顶电极位置,设计出金属-空气光栅一级分布反馈结构,获得了高性能的单模 THz-QCL。2019 年,Zhao 等<sup>[21]</sup>在一级 DFB 金属-空气光栅结构的基础上,设计了采样光栅的反馈结构,通过调整采样光栅的占空比有效地调节光栅耦合系数,提高了单模器件的输出功率。另外,李鑫等<sup>[22]</sup>在单金属波导的结构上,通过耦合模理论探究了二阶分布反馈结构中实现单纵模激射的条件。

本文提出了一种基于单金属波导的金属掩埋光栅结构,用来构建一级分布反馈单模 THz-QCL 谐振腔。该掩埋光栅通过腐蚀部分有源区,并在有源区表面覆盖金属层,形成周期性的反馈,并通过控制掩埋光栅的深度,在保证激光器单模激射的同时,灵活调控激光器的阈值增益以及辐射效率。本文结合理论计算和实验研究了金属掩埋光栅单金属波导 THz-DFB-QCL 中的模式竞争和功率特性。利用全波有限元方法分析了掩埋光栅腐蚀深度对 DFB 两个带边模式波导损耗、辐射损耗和光学限制因子的影响,以及对谐振腔内电磁场局域程度的影响。实验上采用了理论计算优化的参数进行器件的制备,获得的单模 THz-QCLs 波长与光栅周期成正比,边模抑制比可达 25 dB,单模器件的最大输出功率为 9.1 mW。

## 2 模型和设计

本文结合湿法腐蚀和金属沉积工艺,在有源区的上方制备出金属掩埋光栅,图 1(a)为一级分布反馈掩埋光栅谐振腔的示意图。有源区上方和下方分别是 Ti/Au 金属和 600 nm 厚度的  $n^+$  GaAs,掺杂浓度为  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , $n^+$  GaAs 层在 THz 波段介电常数的实部为负值,具有类金属的光学性质,所激发的表面等离子激元模式可以有效地将电磁场局限在有源区内部。图 1(a)中,激光器前端是解理形成的腔面,用于激光出射;后端长度为 500  $\mu\text{m}$  的上接触层(50 nm 厚  $n^+$  GaAs,掺杂浓度为  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )未被顶部金属电极所覆盖,引入的波导损耗  $> 200 \text{ cm}^{-1}$ ,因此该区域可作为理想的吸收边界,近

似完全地吸收达到后端面的 THz 波,从而消除后端面 THz 波反射对激光器内部模式谐振的扰动。图 1(b)给出了掩埋光栅横截面的示意图,通过湿法腐蚀在有源区顶部形成掩埋光栅,在波导中引入有效折射率周期性变化,在布拉格频率附近产生光子禁带,光子禁带的两侧存在着两个带边模式,分别为高频带边模式( $H_f$  mode)和低频带边模式( $L_f$  mode),其频率由光栅周期  $\Lambda$  和深度  $d_{\text{etch}}$  决定。

采用全波有限元方法(所用的模拟软件为 COMSOL Multiphysics),结合激光器阈值条件<sup>[23]</sup>,深入探究掩埋光栅谐振腔结构中的模式竞争和单模稳定性,

$$g_{\text{th}} = \frac{\alpha_{\text{tot}}}{\Gamma} = \frac{\alpha_{\text{w}}}{\Gamma} + \frac{\alpha_{\text{rad}}}{\Gamma}, \quad (1)$$

式中: $\alpha_{\text{tot}}$  表示总的损耗; $\Gamma$  表示光学限制因子; $\alpha_{\text{w}}$  表示波导损耗; $\alpha_{\text{rad}}$  表示辐射损耗。在掩埋光栅单金属波导结构中,波导的厚度为  $200 \mu\text{m}$ ,而  $n^+$  GaAs 层的厚度为  $600 \text{ nm}$ ,同时掩埋光栅的腐蚀深度为百纳米量级。在数值模拟过程中,网格划分的精细度是由最小几何尺寸所决定,因此这种存在数量级差距的几何结构,使得三维全结构的数值模拟对计算机硬件的要求很高。为了精确计算数值以及计算简便,在计算两个带边模式的波导损耗和光学限制因子时,本文采用二维周期性边界条件(即采用无限结构近似);在计算两个带边模式的辐射损耗时,采用二维全光栅结构。两个带边模式的  $\alpha_{\text{w}}$  主要来源于有源区和有源区下方  $n^+$  GaAs 接触层引起的自由电子吸收,以及金属的欧姆损耗。为获得  $\alpha_{\text{w}}$ ,需给定每一种介质和金属的复数介电常数。其中  $n^+$  GaAs 接触层和有源区的复数介电常数可以由 Drude-Lorentz 模型计算得到,

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_{\infty}(\omega) + \frac{ne^2\tau}{\omega m^*(1 - i\omega\tau)} \times i, \quad (2)$$

式中:高频介电常数  $\epsilon_{\infty}(\omega) = 12.96$ ;  $e$  表示单个电子的电荷量; $m^*$  为电子有效质量。对于  $n^+$  GaAs 接触层,当掺杂浓度  $n = 3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时,Drude 弛豫时间近似为  $\tau = 0.1 \text{ ps}$ <sup>[24]</sup>,计算得到  $n^+$  GaAs 在  $3.45 \text{ THz}$  附近的复介电常数  $\epsilon_{n^+} = -268 + 127 \times i$ 。有源区内的掺杂浓度  $n = 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ,Drude 弛豫时间近似为  $\tau = 1 \text{ ps}$ <sup>[24]</sup>,由于有源区的周期内只有部分区域掺杂,所以采用加权平均的方法,获得有源区的复介电常数  $\epsilon_{\text{AR}} = 12.35 + 0.03 \times i$ ,金属的复介电常数  $\epsilon_{\text{Au}} = -1.03 \times 10^5 + 1.68 \times 10^5 \times i$ <sup>[25]</sup>。另外有源区内的光学限制因子  $\Gamma$  表示为

$$\Gamma = \frac{\iint_{R_{\text{AR}}} E_y^2 dy dx}{\iint_{R_{\text{All}}} |E|^2 dy dx}. \quad (3)$$

(3)式表示光学限制因子  $\Gamma$  为有源区内  $E_y^2$  的积分和谐振腔整个区域里  $|E|^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_z^2$  的积分之比,其中积分域  $R_{\text{AR}}$  和  $R_{\text{All}}$  分别表示有源区和整个谐振腔。

图 1(c)为计算得到的两个带边模式  $E_y$  的实部沿横截面( $x$ - $y$  平面)的分布,其中掩埋光栅周期  $\Lambda = 12 \mu\text{m}$ ,光栅深度  $d_{\text{etch}} = 600 \text{ nm}$ ,占空比  $\delta = 50\%$ 。由图 1(c)可知,低频带边模式的电磁场分布集中于光栅中的高折射率部分,即光栅凹陷处;高频带边模式则集中于光栅中的低折射率部分。通过求解带边模式的复数本征频率获得这两个模式的  $\alpha_{\text{w}}$ ,来比较两个模式由波导损耗引起的阈值增益的区别,即  $\alpha_{\text{w}}/\Gamma$ 。从图 1(d)中可以看到,随着光栅的腐蚀深度增大,两个带边模式频率的劈裂越来越明显,当腐蚀深度为  $1000 \text{ nm}$  时,两个模式之间的频率差达到  $70 \text{ GHz}$ 。这表明随着腐蚀深度的增加,光栅的分布反馈作用也在增强。另外腐蚀深度增加时,高频带边模式的  $\alpha_{\text{w}}/\Gamma$  变化较小,低频带边模式的  $\alpha_{\text{w}}/\Gamma$  迅速增大,两者的差别越大,表明激光器更容易工作在高频带边模式。上述结果表明,腐蚀深度是调控模式竞争的有效参数,腐蚀深度的增加会引起两个带边模式  $\alpha_{\text{w}}/\Gamma$  明显的差距。为了解释这个现象,我们进一步探究两个带边模式沿  $y$  轴方向上的场分布,以及  $n^+$  GaAs 层引起的波导损耗的区别。图 2(a)和(b)分别给出了高频和低频带边模式在不同腐蚀深度时,电场  $E_y$  的实部在垂直器件表面方向上( $y$  方向)的分布,图中横轴的位置表示自上金属层到衬底位置,其中  $0 \sim 11.4 \mu\text{m}$  之间为有源区区域。由图可以判断,低频带边模式的电场分布相比高频带边模式,更加局域在  $n^+$  GaAs 层附近,并且随着腐蚀深度的增加,局域效应区别越来越大。因此低频带边模式在  $n^+$  GaAs 层内的电场分布相对较多,应具有更高的损耗。计算两个带边模式由  $n^+$  GaAs 层引起的损耗,结果如图 2(c)表示。随着腐蚀深度的增加,低频带边模式中  $n^+$  GaAs 层引起的损耗迅速增加,而高频带边模式变化较小,验证了图 2(a)和(b)的判断。对比图 2(c)和图 1(d)可知,两个带边模式的波导损耗的区别主要由  $n^+$  GaAs 层引起,另外腐蚀深度的增加可以明显提高两者因波导损耗引起的阈值增益的差值。

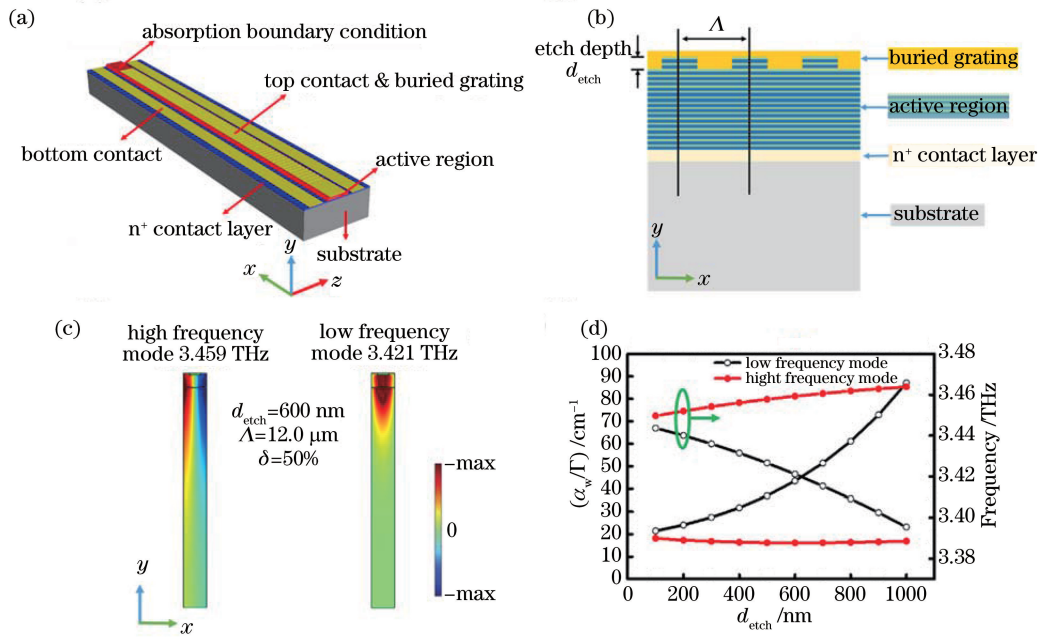


图 1 结构示意图以及 COMSOL 模拟结果。(a) 单金属波导掩埋光栅一级分布反馈结构示意图；(b) 掩埋光栅横截面( $x$ - $y$  平面)的结构示意图；(c) 单个周期内高频和低频带边模式的  $E_y$  的实部沿横截面( $x$ - $y$  平面)的分布；(d) 高频和低频带边模式的损耗和频率与腐蚀深度之间的关系

Fig. 1 Structure schematic and COMSOL simulation results. (a) Schematic of semi-insulated surface-plasmon buried grating first-order distributed feedback terahertz quantum cascade laser; (b) schematic of buried grating in cross section( $x$ - $y$  plane); (c) distribution of calculated electric field  $E_y$  of the high-frequency mode and low-frequency mode along the cross-section of laser ( $x$ - $y$  plane); (d) impact of the etching depth on loss and the frequency of high-frequency mode and low-frequency mode

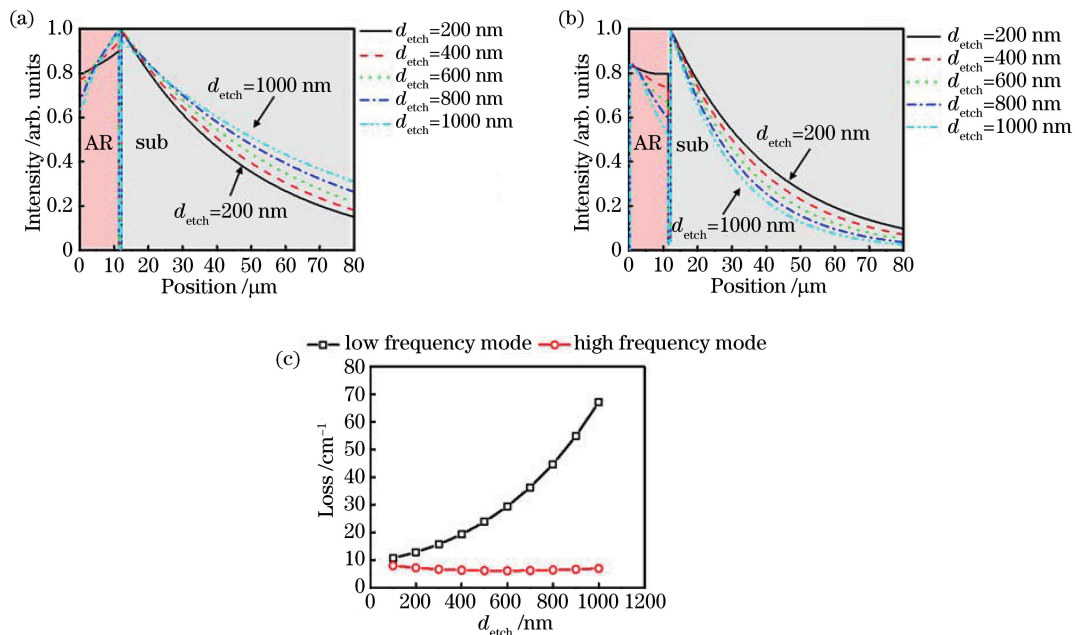


图 2 两个带边模式的模拟结果。(a) 高频带边模式和 (b) 低频带边模式随着不同腐蚀深度,  $E_y$  的实部在纵向上分布的变化；(c) 随着不同的腐蚀深度, 高频和低频带边模式由  $n^+$  GaAs 层引起的损耗

Fig. 2 Simulation results of two band-side modes. (a) High-frequency mode and (b) low-frequency mode changes in longitudinal distribution of real part of  $E_y$  with different corrosion depths; (c) high-frequency and low-frequency modes loss caused by  $n^+$  GaAs layer with different corrosion depths

上述关于波导损耗  $\alpha_w$  的数值计算证明,提高掩埋光栅的深度可使激光器更容易工作在高频带边模式。当腐蚀深度为 400 nm 时,高频和低频带边模式  $\alpha_w/\Gamma$  之间的差值可达  $15.3 \text{ cm}^{-1}$ ,已满足模式竞争所需的阈值增益的差值。接着通过有限元方法,沿着谐振腔脊条方向,即谐振腔的  $x$ - $y$  横截面进行模拟,计算掩埋光栅分布反馈结构中两个带边模式的辐射损耗  $\alpha_{\text{rad}}$  以及辐射效率  $\eta$  随着腐蚀深度的变化。为了计算的简便,采用了对称性的结构,如图 3 所示,为低频和低频带边模式的  $|E_y|$  的分布,其中  $x=0$  对应于谐振腔的中心位置。图 3 中分布反馈光栅个数  $N_{\text{slit}}=200$ ,光栅周

期为  $12.0 \mu\text{m}$ ,光栅腐蚀深度为 600 nm,对应的激光器腔长为 2.4 mm。表 1 给出了高频带边模式和低频带边模式在光栅腐蚀深度分别为 400、600、800、1000 nm 的计算结果。辐射效率  $\eta = \alpha_{\text{rad}} / (\alpha_w + \alpha_{\text{rad}})$ , 其中

$$\alpha_{\text{rad}} = \frac{2\pi}{Q_{\text{rad}}\lambda_w}, \quad (4)$$

$$Q_{\text{rad}} = \frac{2\pi f_0 W}{P}, \quad (5)$$

式中:  $f_0$  为本征频率;  $W$  为谐振腔内储存的总的能量;  $P$  为辐射损耗引起能量的耗散功率;  $\lambda_w$  为波导内的波长。

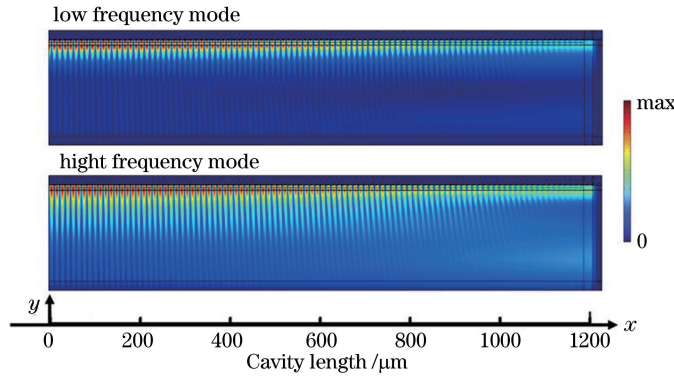


图 3  $N_{\text{slit}}=200, d_{\text{etch}}=600 \text{ nm}$  时,低频和低频带边模式在  $x$ - $y$  平面上  $|E_y|$  的分布。

Fig. 3 Simulated  $|E_y|$  distribution of low frequency mode and high frequency mode in the  $x$ - $y$  plane, when  $N_{\text{slit}}=200, d_{\text{etch}}=600 \text{ nm}$

对比表 1 中的两个带边模式可以发现,高频带边模式的阈值增益明显低于低频带边模式,且随着腐蚀深度的增加,两者的差值更大。另外,高频带边模式的辐射效率也优于低频带边模式,由图 2(a)、(b)和图 3 可以发现,这是因为高频带边模式沿着  $y$  方向上更加发散,使得其出射面更大,出射效率更高。仔细分析表 1 可知,对于高频带边模式,提高掩

埋光栅腐蚀深度,谐振腔辐射损耗先降低后升高,使得阈值增益也有同样的变化趋势。为了解释该现象,我们对比不同腐蚀深度下,高频带边模式沿着有源区中心处的  $|E_y|^2$  沿着  $x$  方向上的归一化分布,以及  $x$ - $y$  截面上的功率流分布,结果如图 4 所示。图 4(a)结果表明,分布反馈结构的纵向基模集中在谐振腔的中心,在掩埋光栅结构中,当提高掩埋光栅

表 1 计算得到的掩埋光栅结构两个带边模式在不同腐蚀深度下的光学限制因子、辐射损耗、波导损耗,辐射效率和阈值增益

Table 1 Calculated optical confinement factor, radiation loss, waveguide loss, radiation efficiency, and threshold gain of the two band-edge modes of the buried grating structure at different corrosion depths

| Band-edge mode | Etching depth /nm | Confinement factor | Radiation loss / $\text{cm}^{-1}$ | Waveguide loss / $\text{cm}^{-1}$ | Radiative efficiency | Gain threshold / $\text{cm}^{-1}$ |
|----------------|-------------------|--------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|----------------------|-----------------------------------|
| $H_f$ mode     | 400               | 0.29               | 9.2                               | 4.6                               | 0.67                 | 47.6                              |
| $H_f$ mode     | 600               | 0.28               | 7.2                               | 4.2                               | 0.63                 | 40.7                              |
| $H_f$ mode     | 800               | 0.26               | 7.8                               | 3.9                               | 0.67                 | 45.0                              |
| $H_f$ mode     | 1000              | 0.25               | 8.4                               | 3.7                               | 0.69                 | 48.4                              |
| $L_f$ mode     | 400               | 0.34               | 7.3                               | 10.8                              | 0.40                 | 52.2                              |
| $L_f$ mode     | 600               | 0.35               | 4.3                               | 15.1                              | 0.22                 | 55.4                              |
| $L_f$ mode     | 800               | 0.35               | 2.9                               | 21.1                              | 0.12                 | 68.6                              |
| $L_f$ mode     | 1000              | 0.34               | 3.0                               | 29.5                              | 0.09                 | 95.6                              |

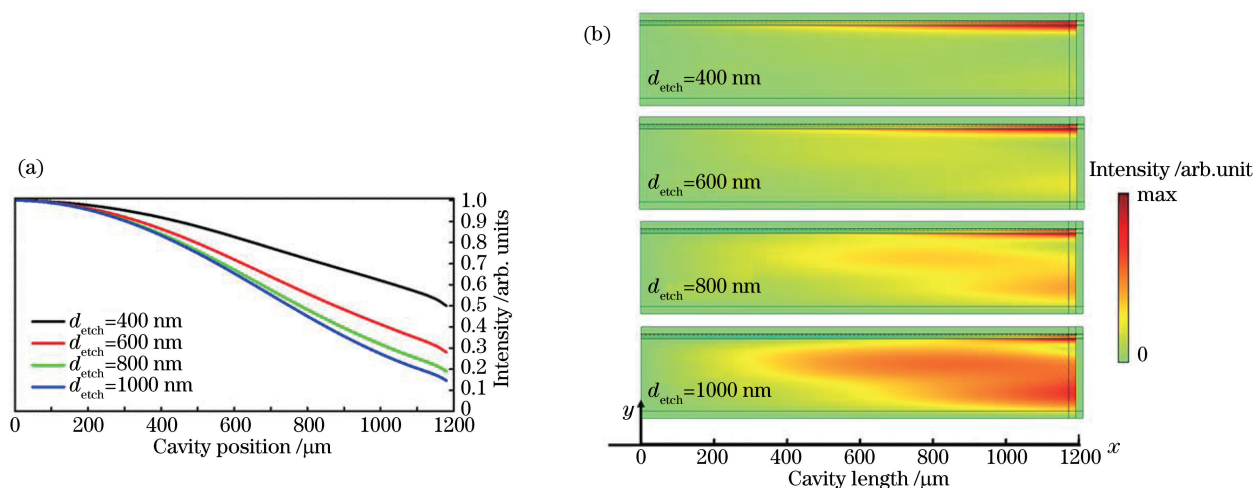


图 4 模式在  $x$ - $y$  平面上的模拟结果。(a) 高频带边模式的不同腐蚀深度掩埋光栅在有源区中心位置处的纵向基模的  $|E_y|^2$  沿着激光器腔长方向上的归一化分布;(b) 当  $d_{\text{etch}}=400$  nm, 600 nm, 800 nm, 1000 nm 时,谐振腔中沿着  $x$  方向上的功率流分布

Fig. 4 Simulation results of the mode in the  $x$ - $y$  plane. (a) Normalized distribution of  $|E_y|^2$  of longitudinal fundamental mode of buried grating at the center of active region of high-band side mode with different etching depths along the length of laser cavity;

(b) power flow distribution along the  $x$  direction in the resonant cavity when  $d_{\text{etch}}=400$  nm, 600 nm, 800 nm, and 1000 nm

的腐蚀深度时,光栅的反馈强度增加,谐振腔内的模式沿着  $x$  方向上更加局域,端面处的模式强度会迅速下降,导致激光器辐射损耗的降低。另外,如图 4(b)所示,当腐蚀深度增加时,光栅底部对电磁场的散射增强,导致更多的电磁场进入衬底。当  $d_{\text{etch}}=400$  nm 时,谐振腔辐射出去的皆为有源区附近的功率流;当  $d_{\text{etch}}=1000$  nm 时,谐振腔内出现大量由衬底内出射的功率流,会导致激光器  $\eta$  的升高。因此,随着腐蚀深度的增加,谐振腔中模式出现沿着  $x$  方向上的局域以及  $y$  方向上的发散,导致了  $\eta$  并不随之单调变化。结合表 1 结果,当掩埋光栅腐蚀深度为 600 nm 时,高频带边模式的阈值增益为  $40.7 \text{ cm}^{-1}$ ,具有最低的阈值增益,同时和其他腐蚀深度下的辐射效率也相差较小。该结构下,低频带边模式的阈值增益为  $55.4 \text{ cm}^{-1}$ ,阈值增益差为  $14.7 \text{ cm}^{-1}$ ,可以保证激光器稳定地工作在高频带边模式。因此,我们在实验中将腐蚀深度确定为 600 nm。

### 3 实验和结果

本文采用固态源分子束外延生长激光器材料,有源区结构采用“连续态至束缚态跃迁”结构,有源区中每个重复周期由 4 个 GaAs 势阱和 4 个  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  势垒交替生长构成,各势阱和势垒的厚度分别是: **4.2**/9.4/**3.8**/11.5/**1.8**/11.0/**5.5**/18.4, (单位: nm),其中粗体字为  $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  层的厚度,其他为 GaAs 层的厚度,下划线为 n 型掺杂层, Si 掺

杂浓度为  $2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 。实验中首先在半绝缘的砷化镓衬底上生长 300 nm 厚的  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  腐蚀阻挡层和 600 nm 厚的  $\text{n}^+\text{GaAs}$  接触层 (Si,  $3.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),接着生长 180 个周期的有源区,有源区的上方为 50 nm 厚的  $\text{n}^+\text{GaAs}$  接触层 (Si,  $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ),整个外延层的厚度约为  $11.4 \mu\text{m}$ 。

在单金属波导 1st-DFB-THz-QCL 的制备过程中,首先通过硫酸双氧水的腐蚀体系 ( $\text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{O} = 1:8:20$ ),湿法腐蚀形成周期性的光栅结构,通过台阶仪监测光栅的腐蚀深度,控制在  $(600 \pm 30) \text{ nm}$  的范围内。接着通过同样的湿法腐蚀体系,得到含有源区的脊条形状,为了底电极电流泵浦的良好接触,将腐蚀停止在  $\text{n}^+\text{GaAs}$  上方 200 nm 以内。通过电子束蒸发在接近脊条底部边缘的两侧生长 Ni/Ge/Au/Ni/Au 金属层,经过  $390 \text{ }^\circ\text{C}$  快速热退火,让金属层和下方  $\text{n}^+\text{GaAs}$  层形成良好的欧姆接触,作为激光器的下接触层。最后,通过磁控溅射方法,在光栅的上方生长 Ti/Au(10/500 nm)金属层,形成金属掩埋光栅,同时作为激光器的上接触层,然后将样品减薄至  $200 \mu\text{m}$  厚度,通过电子束蒸发在背面生长 Ti/Au(10/200 nm)。图 5(a) 显示了制备得到的 1st-DFB-THz-QCL 的扫描电子显微镜 (SEM) 照片。研制的单金属波导 1st-DFB-THz-QCL 用钢焊压在铜制的热沉上,并封装在闭循环制冷机的冷指上,进行光谱以及电压-电流-功率特性的表征。激光器的光谱特性由傅里叶光谱仪 (VERTEX 80V, Bruker, 德国) 测得,光谱分

分辨率为  $0.1 \text{ cm}^{-1}$ , 其中的探测器是氘代硫酸三甘肽晶体 (DTGS) 探测器。激光器的电压-电流-功率特性是由 Golay cell 测量得到的, 并通过 THz 绝对功率计进行功率标定。

为了验证掩埋光栅结构的 1st-DFB-THz-QCLs 的单模工作稳定性, 我们在有源区材料的增益范围内, 制备了一系列不同 DFB 周期的器件, 光栅周期的范围是  $12.0 \sim 12.8 \mu\text{m}$ , 占空比均为 50%, 所有器件脊条的顶部宽度均为  $135 \mu\text{m}$ 。图 5(b) 是一个典型器件的发射谱, 对应器件的掩埋光栅周期是  $12.4 \mu\text{m}$ , 含有 200 个周期个数, 光谱结果是在脉冲模式下测得, 重复频率为 40 kHz, 脉宽为  $1 \mu\text{s}$ , 驱动电流是 2.19 A。测量结果显示, 激光器单模工作,

边模抑制比为 25 dB。由图 5(c) 可知, 不同的光栅周期的激光器均单模工作, 同时激光器激光波长和光栅周期成正比。这表明掩埋光栅的腐蚀深度为 600 nm 时, 1st-DFB-THz-QCLs 激光器稳定单模工作。另外, 图 5(d) 给出了一个典型的单模器件在不同注入电流下的发射谱线, 其中, 激光器的光栅周期为  $12.0 \mu\text{m}$ , 激光器腔长为 2.40 mm。由图 5 可知, 激光器在整个增益动态范围内均可以保持单模激光。这是因为对于掩埋光栅分布反馈结构, 腐蚀深度为 600 nm, 周期个数  $N_{\text{slit}} = 200$  的反馈强度已经足够明显, 高频和低频带边模式两者的阈值增益差别已足够大, 可以保证在整个增益谱内工作在高频带边模式。

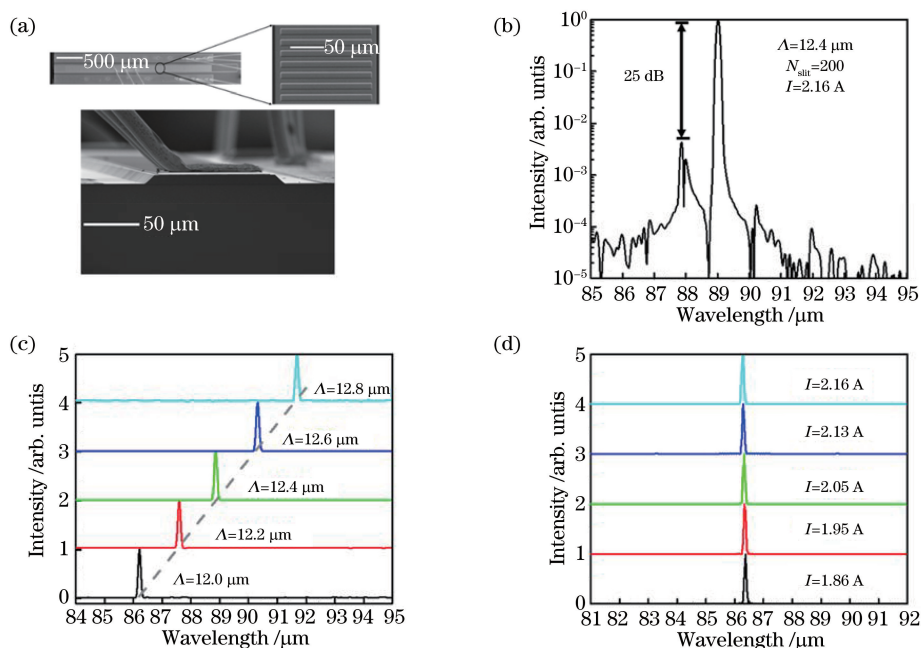


图 5 器件的 SEM 照片以及测试结果。(a) 单金属波导掩埋光栅 1st-DFB-THz-QCL 的 SEM 照片; (b) 一个典型的掩埋光栅 1st-DFB-THz-QCL 的发射谱, 激光器的光栅周期为  $12.4 \mu\text{m}$ ,  $N_{\text{slit}} = 200$ , 驱动电流为 2.16 A; (c) 不同的光栅周期和激光波长之间的线性关系; (d) 一个典型的单模激光器在动力学范围内不同驱动电流下的发射谱

Fig. 5 SEM pictures and test results of the devices. (a) SEM pictures of 1st-DFB-THz-QCL semi-insulated surface-plasmon buried grating; (b) emission spectrum of a typical buried grating 1st-DFB-THz-QCL, the grating period is  $12.4 \mu\text{m}$ ,  $N_{\text{slit}} = 200$ , and the driving current is 2.16 A; (c) Linear relationship between different grating periods and laser wavelength; (d) emission spectrum of a typical single-mode laser under different driving currents in the dynamic range

作为比较, 采用同一外延材料制备了相同脊条宽度、腔长接近 (2.59 mm) 的单金属波导法布里-珀罗 (F-P) 腔激光器, 其不同温度下的电压-电流-功率特性测试结果如图 6(a) 所示, 测试采用的是脉冲模式, 重复频率为 10 kHz, 脉宽为  $1 \mu\text{s}$ 。工作温度为 20 K 时, F-P 腔激光器的阈值电流密度为  $522 \text{ A/cm}^2$ , 最大功率为 14.3 mW, 功率的斜率效率为  $25.5 \text{ mW/A}$ , 图中插图表示 F-P 腔多模激光器在工作温度为 20 K

下的激光光谱图。相同测试条件下, 图 6(b) 是掩埋光栅单模器件在不同温度下的电压-电流-功率特性测试结果。该器件腔长为 2.75 mm, 相比 F-P 腔多模器件, 工作温度为 20 K 下, 单模器件具有更高的阈值, 其阈值电流密度为  $555 \text{ A/cm}^2$ , 激光器最大功率为 9.1 mW, 功率斜率效率为  $33.7 \text{ mW/A}$ 。F-P 腔激光器的最高工作温度为 88 K, 由于单模激光器具有相对高的阈值电流密度, 其最高工作温度为 64 K。

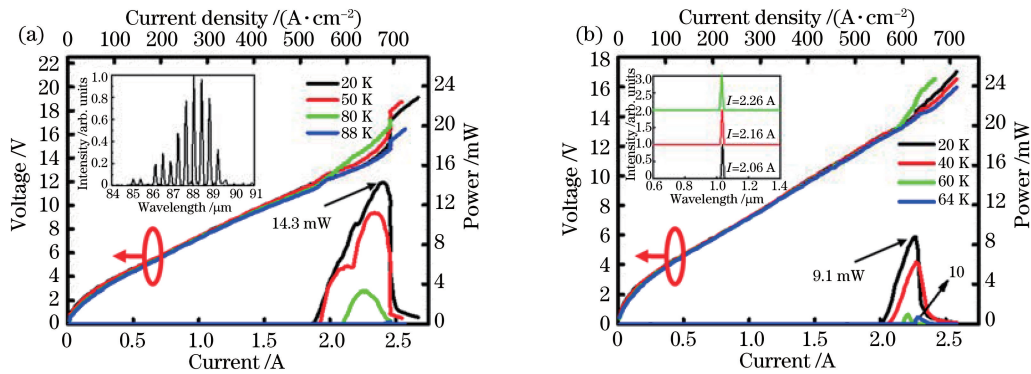


图 6 器件的测试结果。(a)单金属波导 F-P 腔激光器的电压-电流-功率特性测试结果(插图为该激光器在最大泵浦电流下的光谱);(b)掩埋光栅单模器件电压-电流-功率特性测试结果(插图为该激光器不同泵浦电流下的光谱)

Fig. 6 Test results of the devices. (a) Test results of voltage-current-power characteristics of single-metal waveguide F-P cavity laser (illustration shows the spectrum of the laser at the maximum pump current); (b) test results of voltage-current-power characteristics of buried grating single-mode devices (illustration shows the spectrum of the laser under different pump currents)

## 4 结 论

本文提出了一种应用于太赫兹量子级联激光器单金属波导结构,可以有效构建分布反馈谐振腔的掩埋光栅结构。通过理论计算深入研究了掩埋光栅太赫兹一级分布反馈量子级联激光器中的模式竞争和激光功率特性,确定了掩埋光栅结构的关键参数。实验结果验证,在理论指导的参数下,此类激光器可以稳定单模工作,且单模 THz-QCLs 的波长与光栅周期成正比,其边模抑制比可达 25 dB,单模激光器最大输出功率为 9.1 mW。

### 参 考 文 献

- [1] Koehler R, Tredicucci A, Beltram F, et al. Terahertz semiconductor-heterostructure laser [J]. *Nature*, 2002, 417(6885): 156-159.
- [2] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology [J]. *Nature Photonics*, 2007, 1(2): 97-105.
- [3] Xu Z L, Xie Y, Wang Y X, et al. Self-mixing interferometry with terahertz quantum cascade lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(11): 1114003.  
徐赵龙, 解研, 王迎新, 等. 太赫兹量子级联激光器自混合干涉测量技术研究 [J]. *光学学报*, 2020, 40(11): 1114003.
- [4] Williams B S, Kumar S, Callebaut H, et al. Terahertz quantum-cascade laser at lambda approximate to 100 μm using metal waveguide for mode confinement [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, 83(11): 2124-2126.
- [5] Kumar S, Williams B S, Kohen S, et al. Continuous-wave operation of terahertz quantum-cascade lasers above liquid-nitrogen temperature [J]. *Applied Physics Letters*, 2004, 84(14): 2494-2496.
- [6] Orlova E E, Hovenier J N, Klaassen T O, et al. Antenna model for wire lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2006, 96(17): 173904.
- [7] 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.
- [8] Mahler L, Tredicucci A, Beltram F, et al. Finite size effects in surface emitting terahertz quantum cascade lasers [J]. *Optics Express*, 2009, 17(8): 6703-6709.
- [9] 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: 952.
- [10] Xu G Y, Halioua Y, Moudji S, et al. Stable single-mode operation of surface-emitting terahertz lasers with graded photonic heterostructure resonators [J]. *Applied Physics Letters*, 2013, 102(23): 231105.
- [11] Xu G Y, Li L H, 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.
- [12] 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: 1407.
- [13] Amanti M I, Fischer M, Scalari G, et al. Low-divergence single-mode terahertz quantum cascade laser [J]. *Nature Photonics*, 2009, 3(10): 586-590.
- [14] Zhu H, Zhu H Q, Wang F F, et al. Terahertz master-oscillator power-amplifier quantum cascade



- laser with a grating coupler of extremely low reflectivity[J]. *Optics Express*, 2018, 26(2): 1942-1953.
- [15] Zhu H, Wang F F, Yan Q, et al. Terahertz master-oscillator power-amplifier quantum cascade lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 109(23): 231105.
- [16] Wang T, Liu J Q, Li Y F, et al. High-power distributed feedback terahertz quantum cascade lasers [J]. *IEEE Electron Device Letters*, 2013, 34(11): 1412-1414.
- [17] Li H, Manceau J M, Andronico A, et al. Coupled-cavity terahertz quantum cascade lasers for single mode operation[J]. *Applied Physics Letters*, 2014, 104(24): 241102.
- [18] Li Z P, Li H, Wan W J, et al. Sideband generation of coupled-cavity terahertz semiconductor lasers under active radio frequency modulation [J]. *Optics Express*, 2018, 26(25): 32675-32690.
- [19] Li Y Y, Liu J Q, Liu F Q, et al. High-performance operation of distributed feedback terahertz quantum cascade lasers [J]. *Electronics Letters*, 2016, 52(11): 945-947.
- [20] Wang T, Liu J Q, Liu F Q, et al. High-power single-mode tapered terahertz quantum cascade lasers [J]. *IEEE Photonics Technology Letters*, 2015, 27(14): 1492-1494.
- [21] Zhao F Y, Li Y Y, Liu J Q, et al. Sampled grating terahertz quantum cascade lasers[J]. *Applied Physics Letters*, 2019, 114(14): 141105.
- [22] Li X, Wang J, Yang N, et al. Optical characteristics of second-order distributed feedback terahertz quantum cascade laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2018, 38(4): 0414002.  
李鑫, 王健, 杨宁, 等. 二阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的光学特性[J]. *光学学报*, 2018, 38(4): 0414002.
- [23] Chuang S. *Physics of photonic devices*[M]. 2nd ed. New Jersey: John Wiley & Sons, 2009: 415-420.
- [24] Kane M J, Emeny M T, Apsley N, et al. Intersubband absorption and infrared modulation in GaAs/AlGaAs single quantum wells [J]. *Superlattices and Microstructures*, 1989, 5(4): 587-589.
- [25] Ordal M A, Long L L, Bell R J, et al. Optical properties of the metals Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Pt, Ag, Ti, and W in the infrared and far infrared [J]. *Applied Optics*, 1983, 22(7): 1099-1020.