

三阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的远场分布特性

朱永浩 黎华 万文坚 周涛 曹俊诚

Far-field analysis of third-order distributed feedback terahertz quantum cascade lasers

Zhu Yong-Hao Li Hua Wan Wen-Jian Zhou Tao Cao Jun-Cheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 66, 099501 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.099501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.099501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

低阈值单横模 852 nm 半导体激光器

A low threshold single transverse mode 852 nm semiconductor laser diode

物理学报.2017, 66(8): 084205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.084205>

1550 nm-VCSELs 在偏振保持光反馈和正交光注入下的偏振转换特性

Polarization switching characteristics of polarization maintaining optical feedback and orthogonal optical injection of 1550 nm-VCSEL

物理学报.2016, 65(21): 214206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.214206>

外光注入半导体环形激光器同时产生两路宽带混沌信号

Two broadband chaotic signals generated simultaneously by semiconductor ring laser with parallel chaotic injection

物理学报.2016, 65(20): 204203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.204203>

基于偏振旋转耦合 1550 nm 垂直腔面发射激光器环形系统产生多路高质量混沌信号

Generations of multi-channel high-quality chaotic signals based on a ring system composed of polarization rotated coupled 1550 nm vertical-cavity surface-emitting lasers

物理学报.2016, 65(19): 194207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194207>

高功率、高效率 808nm 半导体激光器阵列

High-power, high-efficiency 808 nm laser diode array

物理学报.2016, 65(16): 164203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.164203>

三阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的远场分布特性*

朱永浩¹⁾²⁾ 黎华^{1)†} 万文坚¹⁾ 周涛¹⁾ 曹俊诚^{1)‡}

1)(中国科学院上海微系统与信息技术研究所, 中国科学院太赫兹固态技术重点实验室, 上海 200050)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2017年2月20日收到; 2017年2月24日收到修改稿)

研究了三阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的设计、制作并分析了其纵模和横模特性. 通过建立波导结构模型, 利用有限元方法模拟激光器波导结构内的三维模场分布, 通过本征模的损耗分析器件的纵模模式选择机理. 同时, 由本征模的近场通过近-远场傅里叶变换求得激光器的远场分布. 采用半导体工艺制作了4.3 THz 双面金属波导三阶分布反馈量子级联激光器, 测量了不同器件的发射谱和远场光束质量, 远场发散角为 $12^\circ \times 13^\circ$, 实验结果和理论模拟符合.

关键词: 太赫兹, 量子级联激光器, 单模, 远场

PACS: 95.85.Gn, 42.55.Px, 42.25.Bs, 42.60.Jf

DOI: 10.7498/aps.66.099501

1 引言

太赫兹 (THz) 波 (频率 0.1—10 THz, 波长 30 μm —30 mm) 介于红外光和微波之间, 是整个电磁波谱中最后一个有待全面认识和研究的频段, 因此 THz 频率也被称作“太赫兹间隙”. THz 技术的发展很大程度依赖于 THz 辐射源和探测器的性能. 目前产生 THz 波的电子学方法主要有: 单行载流子光电二极管 (UTC-PD)、共振隧穿二极管 (RTD)、光电导天线 (PCA)^[1-3] 等. 由于功率随频率的增大衰减严重, 以上基于电子学的 THz 辐射源主要在 1 THz 以下的应用场景中展现出较大的优势. 在 1 THz 以上且功率大于 1 mW 的辐射源主要依靠基于光子学的太赫兹量子级联激光器 (THz QCL). 自世界上第一个 THz QCL^[4] 于 2002 年成功实现以来, THz QCL 在输出功率和工作温度指标方面

已经有了较大发展, 而且在成像、通信和成谱等研究领域展现出了应用优势. 另外, 由于能够实现单模、可调谐、高功率等特性, THz QCL 在紧凑性与灵敏性等方面具有巨大的研究价值^[5,6]. 对于波导结构而言, 已经有不同类型的结构被广泛地用于 THz QCL 器件研究中^[7]. 其中半绝缘表面等离子体波导早期被广泛采用, 它具有比较高的输出功率和相对比较好的光斑质量等优点^[8]. 近年来, 双面金属波导^[9,10] 在很多新颖的波导结构设计中被采用, 因为与半绝缘等离子体波导结构相比, 双面金属波导可实现近乎完美的模式限制因子. 对于采用传统的法布里-珀罗 (F-P) 腔的双面金属波导 THz QCL, 由于其波导口尺寸远小于辐射光波长, 所以导致器件远场光斑非常发散, 几乎朝空间任何方向发射 THz 光子. 为了解决上述问题, 通常可以在双面金属波导中引入分布反馈 (distributed feedback, DFB) 光栅阵列或者耦合腔^[11-13] 来实现模式选

* 中国科学院“百人计划”、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2014CB339803)、国家重大科学仪器设备开发专项 (批准号: 2011YQ150021)、国家自然科学基金 (批准号: 61575214, 61404149, 61404150, 61604161) 和上海市科学技术委员会 (批准号: 14530711300, 15560722000, 14ZR1447400, 15YF1414400, 15JC1403800) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hua.li@mail.sim.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn

择. 基于布拉格衍射的一阶DFB光栅可实现单纵模激射, 同时光从两端端面出射; 二阶DFB波导结构THz QCL可实现面发射. 激光器的宽度一般为几十到上百微米, 即亚微米尺度, 由于衍射极限的存在, 其在横向有比较宽的远场发散角, 所以器件的远场THz光斑一般为长条形. 二维光子晶体结构THz QCL^[14-16]也可以实现THz光面发射, 但是通常远场光斑不是高斯分布, 而且早期的光子晶体THz QCL的效率较低. 而三阶DFB^[17] THz QCL能够克服上述边发射与面发射激光器中的缺点, 既能实现单模激射, 又可以得到完美的高斯型远场光斑. 对三阶DFB THz QCL而言, 波导结构内纵向的相位匹配尤为重要^[18]. F-P腔THz QCL有效折射率大约为3.6^[17], 由耦合模理论可知, 只有当波导中的有效折射率等于3时, 一阶和二阶衍射满足行波条件耦合到空气中, 三阶衍射提供反馈实现纵模的选模功能^[19].

本文采用有限元方法对三阶DFB THz QCL进行了建模和模场仿真, 并通过近-远场傅里叶变换研究了不同光栅占空比(8%—15%)和不同脊波导宽度(100—187 μm)所对应的波导结构的远场光斑. 实验结果与理论模拟符合.

2 器件仿真结构模型

本文研究的三阶DFB THz QCL结构模型与文献^[17]中的结构类似, 为了方便实际制作, 我们对其结构做了一些调整, 同时仿真的模型结构又根据结构实际效果做了一些校准, 以获得最贴近实际结构的仿真效果. 三阶DFB THz QCL采用双面金属波导结构, 图1中黄色为上、下电极, 灰色为有源区, 有源区采用共振声子结构, 采用GaAs/AlGaAs材料体系^[20], 激射波长约为70 μm. 光栅阵列中的有源区材料被完全刻蚀, 光栅的纵向占空比为10%—15%, 横向占空比为80%, 光栅两侧留出的金属区域是为了保证电流分布的均匀性. 上电极横向两侧分别留出脊波导总宽度的10%作为吸收边, 同时在纵向的两侧分别留出100 μm作为吸收边. 三阶光栅一共由33个周期组成, 仿真模型以第一个周期起始面底端中心处为零点, x, y, z 轴的定义如图1所示. 光栅阵列结构的两端分别留出两个周期长度的金属区域作为金线键合区. 以脊波导的下电极平面的中心为球心建立了球坐标体系用于远场光束质量的模拟, 其 θ 和 φ 方向如图1定义.

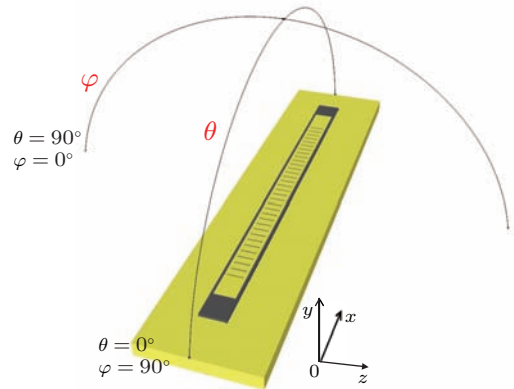


图1 (网刊彩色) 三阶DFB THz QCL的三维示意图
 Fig. 1. (color online) Three-dimensional model for third-order DFB THz QCL.

本文对DFB THz QCL波导结构的模场分析采用基于有限元计算的Comsol软件完成. 由于波导中电磁场分布满足麦克斯韦方程, 可以通过求解由其导出的亥姆霍兹方程得到波导中的模式分布, 进而可以求得每个模式的有效折射率与近场分布. 对不同的器件结构, 我们主要关心其本征模的电磁场分布和损耗等信息. 对于采用双面金属波导结构的THz QCL, 上下金属电极的复介电常数是对模场限制的主要因素, Comsol需要根据激光器结构的每一层材料的折射率分布对其进行建模^[21]. 器件的波导结构自下而上分别为: 1 μm厚的下电极(Ti/Au, 20/1000 nm), 50 nm厚的重掺杂层(Si, 掺杂浓度为 $5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), 10 μm厚的有源区, 400 nm厚的重掺杂GaAs上接触层(Si, 掺杂浓度为 $3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). 在实际仿真过程中我们将该模型简化, 将上下金属层用完美导体边界条件代替.

3 基于频域的近远场变换

三阶DFB THz QCL的电磁场全部由光栅处耦合出来, 由近场电磁场分布即可得到远场的光束质量, 这就是场等效原理: 激光器产生的电磁场可由全部光栅缝隙处的电磁场取代, 通过频域的近-远场变换求得电磁场的远场分布^[19].

在近-远场变换的过程中, 我们通过坐标变换将图1中直角坐标系下的坐标原点平移到球坐标系下的坐标原点. 令光栅缝隙处的场分布用等效表面电流和磁流($\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s$)表示. 其中, $\mathbf{J}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{H} = H_z \mathbf{x} - H_x \mathbf{z}$; $\mathbf{M}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{E} = E_z \mathbf{x} - E_x \mathbf{z}$; \mathbf{n} 为垂直于缝隙表面的法向量; \mathbf{H}, \mathbf{E} 分别为磁场强度、电场

强度; H_x, H_z 与 E_x, E_z 分别为 \mathbf{H}, \mathbf{E} 在直角坐标系下 x, z 轴方向的分量.

定义辅助矢量 \mathbf{N}, \mathbf{L} 为

$$\begin{aligned} \mathbf{N} &= \int_s \mathbf{J}_s e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds' \\ &= \int_s (J_x \mathbf{x} + J_y \mathbf{y} + J_z \mathbf{z}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds', \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{L} &= \int_s \mathbf{M}_s e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds' \\ &= \int_s (M_x \mathbf{x} + M_y \mathbf{y} + M_z \mathbf{z}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds', \end{aligned} \quad (1b)$$

其中, \mathbf{k} 为波矢; \mathbf{r}' 为由原点指向近场上的点的矢量; s' 为近场截面的表面积; s 为远场球面上的表面积; J_x, J_y, J_z 和 M_x, M_y, M_z 分别为 $\mathbf{J}_s, \mathbf{M}_s$ 在直角坐标系下 x, y, z 轴方向的分量.

将 \mathbf{N}, \mathbf{L} 变换到球坐标系中可得

$$N_\theta = \int_s (-J_x \sin \theta + J_y \cos \theta) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds', \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} N_\varphi &= \int_s (J_x \cos \theta \cos \varphi + J_y \sin \theta \cos \varphi \\ &\quad - J_z \sin \varphi) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds', \end{aligned} \quad (2b)$$

$$L_\theta = \int_s (-M_x \sin \theta + M_y \cos \theta) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds', \quad (2c)$$

$$\begin{aligned} L_\varphi &= \int_s (M_x \cos \theta \cos \varphi + M_y \sin \theta \cos \varphi \\ &\quad - M_z \sin \varphi) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'} ds', \end{aligned} \quad (2d)$$

其中, N_θ, N_φ 和 L_θ, L_φ 分别为 \mathbf{N}, \mathbf{L} 在球坐标系下 θ 和 φ 方向的分量. 再利用辅助位函数法, 定义频域位函数 \mathbf{A}, \mathbf{F}

$$\mathbf{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_s \mathbf{J}_s \frac{e^{-ikR}}{R} ds' = \frac{\mu_0 e^{-ikr}}{4\pi r} \mathbf{N}, \quad (3a)$$

$$\mathbf{F} = \frac{\varepsilon_0}{4\pi} \int_s \mathbf{M}_s \frac{e^{-ikR}}{R} ds' = \frac{\varepsilon_0 e^{-ikr}}{4\pi r} \mathbf{L}, \quad (3b)$$

其中, ε_0, μ_0 分别为真空介电常数与真空磁导率; \mathbf{r} 为由原点指向远场上的点的矢量; $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$, 在(3)式中我们取了近似:

$$\frac{e^{-ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \simeq \frac{e^{-ikr}}{4\pi r} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}'}. \quad (4)$$

电磁场由频域位函数表示为

$$\mathbf{E} = -i\omega \left[\mathbf{A} + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) \right] - \frac{1}{\varepsilon_0} \nabla \times \mathbf{F}, \quad (5a)$$

$$\mathbf{H} = -i\omega \left[\mathbf{F} + \frac{1}{k^2} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{F}) \right] - \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{A}, \quad (5b)$$

其中, ω 为器件激励角频率. 由(3)式中 (\mathbf{A}, \mathbf{F}) 与 (\mathbf{N}, \mathbf{L}) 的关系, (\mathbf{E}, \mathbf{H}) 可由 (\mathbf{N}, \mathbf{L}) 表示. 在远场区域电磁场的球坐标系下的各个场分量为

$$E_r \approx 0, \quad H_r \approx 0, \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} E_\theta &\approx -i\omega (A_\theta - \eta F_\varphi) \\ &= \frac{ik e^{-ikr}}{4\pi r} (L_\varphi - \eta N_\theta), \end{aligned} \quad (6b)$$

$$\begin{aligned} E_\varphi &\approx -i\omega (A_\varphi + \eta F_\theta) \\ &= -\frac{ik e^{-ikr}}{4\pi r} (L_\theta + \eta N_\varphi), \end{aligned} \quad (6c)$$

$$\begin{aligned} H_\theta &\approx -i\frac{\omega}{\eta} (A_\varphi + \eta F_\theta) \\ &= -\frac{ik e^{-ikr}}{4\pi r} \left(N_\varphi + \frac{L_\theta}{\eta} \right), \end{aligned} \quad (6d)$$

$$\begin{aligned} H_\varphi &\approx \frac{i\omega}{\eta} (A_\theta - \eta F_\varphi) \\ &= \frac{ik e^{-ikr}}{4\pi r} \left(N_\theta - \frac{L_\varphi}{\eta} \right), \end{aligned} \quad (6e)$$

其中, E_r, E_θ, E_φ 和 H_r, H_θ, H_φ 分别为 \mathbf{E}, \mathbf{H} 在球坐标系下 r, θ, φ 方向的分量; A_θ, A_φ 和 F_θ, F_φ 分别为 \mathbf{A}, \mathbf{F} 在球坐标系下 θ, φ 方向的分量; $\eta = \sqrt{\varepsilon_0/\mu_0}$; 辐射强度可由辅助矢量的球坐标系分量表示:

$$\begin{aligned} K &= \frac{dP}{d\Omega} = r^2 P_r \\ &= \frac{k^2}{32\pi^2 \eta} \left(|\eta N_\varphi + L_\theta|^2 + |\eta N_\theta - L_\varphi|^2 \right), \end{aligned} \quad (7)$$

其中, K 为辐射强度, \mathbf{P} 为波印廷矢量, P_r 为 \mathbf{P} 在 r 方向的分量, Ω 为立体角.

对于三阶DFB, 在近场截面只有 E_x, H_z 分量, 其余分量为0, 本文中计算所用的近场截取的平面在光栅缝隙上端面上方 $0.1 \mu\text{m}$ 处, 采集精度为 $1 \mu\text{m}$.

4 不同占空比光栅的远场仿真结果

图2为对三阶THz QCL的远场仿真的结果, 我们在保证器件的本征频率不变的情况下, 调整光栅的占空比从8%—15%, 对应的波导有效折射率从3.2675降到3.061, 由于有效折射率越来越接近相位匹配条件 $n_{\text{eff}} = 3$, 仿真求得的远场光斑从发散到会聚于中心的紧凑的光斑. 同时, 在这个变化过程中谐振频率的模式损耗从 14.629 cm^{-1} 增加到 17.99 cm^{-1} . 由于波导中的有效折射率不断接近3, 其耦合系数也在不断增加, 在一定程度上能够弥补增加的模式损耗. 仿真结果表明可以通过改变光栅的占空比来调节波导中有效折射率以获得相位匹配条件, 从而提高器件远场光斑质量.

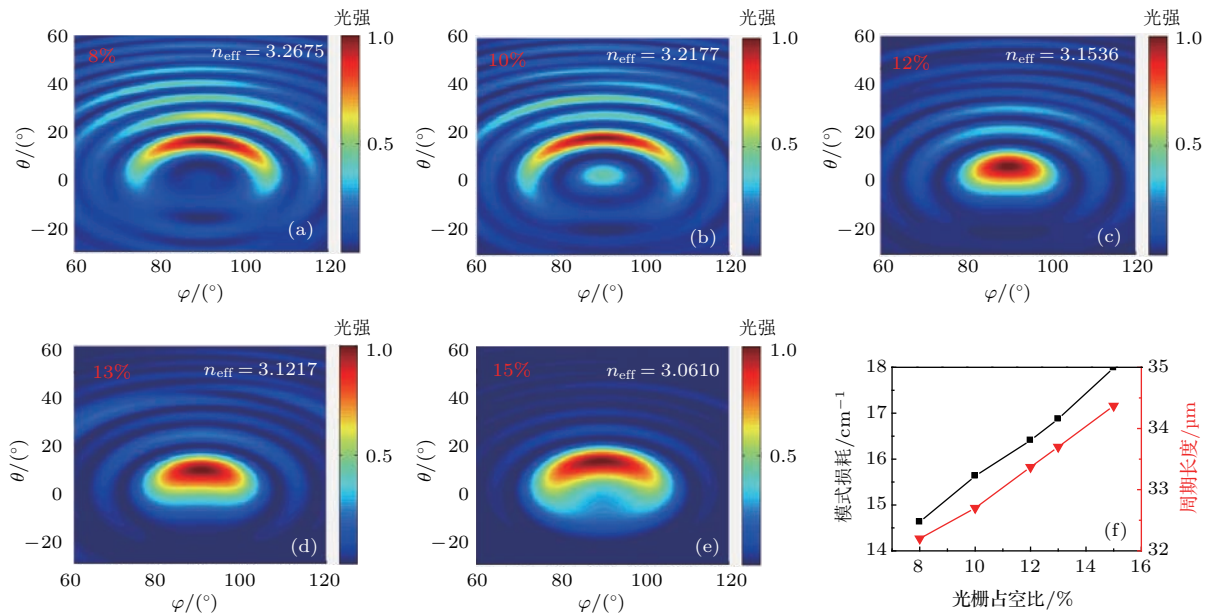


图2 (网刊彩色) (a)—(e) 不同纵向占空比光栅的三阶 DFB THz QCL 远场计算结果; (f) 为对应的周期长度与模式损耗的变化情况; 器件模型采用实际测得的结构参数, 仿真假设光栅处有源区全部都被刻蚀, 设计的本征频率为 4.27 THz
 Fig. 2. (color online) (a)–(e) Simulated far-field patterns of the 3rd-order DFB THz QCLs with different grating duty cycles; (f) the calculated mode loss and period length as a function of the grating duty cycle for a given designed frequency of 4.27 THz. The dimensions used in calculations are obtained from microscope measurements. We assume the active region in the grating apertures are completely etched away.

5 器件的制作与实验方法

本文中制作三阶 DFB THz QCL 的有源区材料采用 GaAs/AlGaAs 材料体系, 由分子束外延生长得到. 首先在 THz QCL 晶圆和 n 型 GaAs 衬底上磁控溅射键合金属 (Ti/Au, 20/500 nm), 然后在高温高压下进行 Au-Au 晶片键合. 通过对键合后的晶圆材料进行机械减薄和湿法腐蚀去除半绝缘 GaAs 衬底, 然后将其浸泡在 40% 浓度的氢氟酸 (HF) 中 10 s 将腐蚀阻挡层清洗干净, 再用 H₃PO₄ : H₂O₂ : H₂O 为 1 : 1 : 25 的溶液将上接触层从 400 nm 减到 200 nm 从而降低器件的损耗. 通过光刻、电子束蒸发、剥离等步骤制作 Ti/Au (20/350 nm) 上电极 [22]. 然后通过感应耦合等离子体化学汽相淀积在 120 °C 的温度下生长一层 1.5 μm 的 Si₃N₄ 做干法刻蚀掩模. 通过光刻将整个脊波导部分用光刻胶保护起来, 将晶圆放入反应离子刻蚀 (reactive ion etching, RIE) 机中对 Si₃N₄ 开窗口, 刻蚀气体为 CF₄, 将暴露在外的 Si₃N₄ 刻蚀至 400 nm, 然后将残余的光刻胶清洗干净. 再通过光刻将光栅暴露出来, 再次放入 RIE 机中, 将

光栅暴露的 Si₃N₄ 完全刻蚀, 然后将晶圆放入感应耦合等离子刻蚀机 (Oxford 180) 中实现 GaAs 半导体刻蚀, 干法刻蚀的气体采用 Cl₂ 和 Ar₂, 为了获得相对光滑的侧壁, 选择刻蚀温度为 45 °C. 由于光栅的最小线宽约为 3 μm, 在刻蚀的过程中光栅内材料的刻蚀速率偏慢, 下电极上方残留的 400 nm Si₃N₄ 能够保证在过刻过程中下电极处的金不被轰击到波导侧壁上, 避免造成器件短路. 图 3 为干法刻蚀后清洗干净的三阶 DFB THz QCL 芯片. 为了提高器件的热特性, 我们采用机械研磨的方法将 n 型 GaAs 衬底磨薄至 150 μm, 磁控溅射背面电极 (Ti/Au, 20/200 nm). 最后解离的激光器管芯通过铜片焊接在铜热沉上, 采用金丝焊线实现电注入. 封装好的器件被安装在热控冷头中以实现低温工作环境. THz 光从聚乙烯窗片辐射到自由空间, 光强采用高莱 (Golay Cell) 探测器测量. 远场测试中 Golay Cell 探头在距离激光器出射端面 10 cm 处的球面上, θ 与 φ 的取向与图 1 中的相同. THz QCL 的激光光谱由 Bruker VERTEX 80/80v 远红外傅里叶变换光谱仪测量, 采用安捷伦 8114A 和 AVTECH 脉冲电源对器件进行供电.

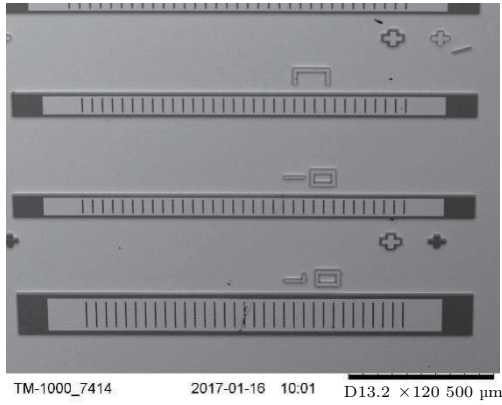


图3 制作的三阶DFB THz QCL的扫描电子显微镜(SEM)照片

Fig. 3. SEM image of the fabricated third-order THz QCL.

6 仿真与实验结果对比

本文主要研究分析了两种不同宽度的器件, 较宽器件类型标记为W, 较窄器件类型标记为N. 实际制作的器件周期长度与设计长度一致, 根据对光栅干法刻蚀的实际不同宽度与深度研究了W的两个器件W-1与W-2.

为了计算不同DFB结构的不同模式的模式损耗, 我们根据实际测得的结构参数对器件进行了三维有限元仿真. 器件本征模式的频率由 $f = 3c/(2n_{\text{eff}}\Lambda)$ 决定, c 为光速, n_{eff} 为波导的有效

折射率, Λ 为周期长度. 对于器件W, 我们设计脊波导总宽度为 $187 \mu\text{m}$, 周期长度为 $32.7 \mu\text{m}$, 其中光栅的占空比为10%, 对应的谐振频率为 4.25 THz . 图4(a)为器件W-1实际波导结构的侧面解理面的SEM图, 其中光栅刻蚀深度大约为 $6 \mu\text{m}$, 光栅实际占空比为10%, 考虑到不同的刻蚀深度将影响波导结构的有效折射率, 我们用等效折射率法计算光栅处的有效折射率. 图4(b)为仿真得到的器件W-1的模式损耗分布图, 中间有 0.3 THz 的光子能带带隙. 在带隙右侧的模式通常都散逸到空气中, 因此具有更大的模式损耗. 对于带隙左侧的模式, 大部分被限制在上下电极之间, 因而有更高的模式限制因子、具有更小的模式损耗、更容易在波导腔中传播. 仿真得到的器件W-1波导结构的本征频率为 4.1702 THz , 对应的模式损耗为 14.36 cm^{-1} . 图4(c)和图4(d)分别为仿真的低损耗本征模 (4.1702 THz) 和高阶横模 (4.2447 THz) 在腔内的 E_y 分量, 本征模电场能量更加集中在波导结构的中心位置而高阶横模的 E_y 分量则分散为两束纵向电场. 由于光栅未能刻蚀到下电极而导致频率向下偏移约 80 GHz . 对于器件W-2, 其实际测得的刻蚀深度为 $9 \mu\text{m}$, 光栅的实际占空比约为12%, 仿真得到的本征频率为 4.34 THz .

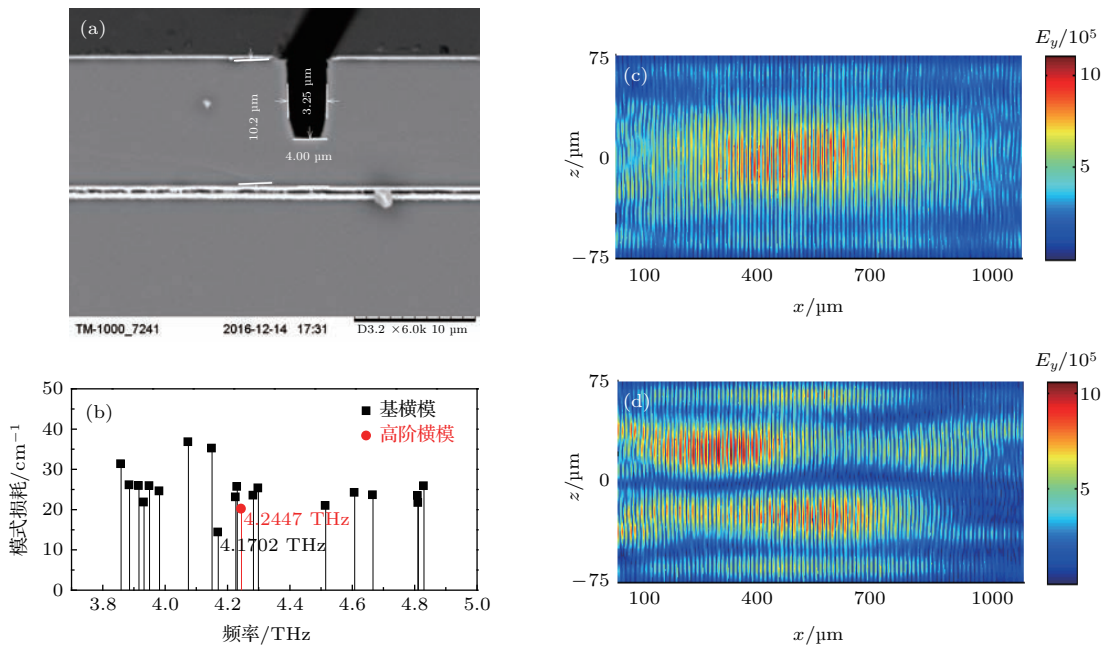


图4 (网刊彩色) (a) 沿纵向 (x 方向) 解理之后器件W-1的SEM图; (b) 模拟计算得到的器件W-1本征频率的损耗; (c) 最低损耗的本征模的电场 (E_y) 分布图; (d) 高阶横模的电场 E_y 分布图

Fig. 4. (color online) (a) SEM image of the fabricated sample cleaved along the x -axis; (b) the simulated mode losses for eigen modes of device W-1; (c) E_y distribution of the eigen mode with the lowest loss; (d) E_y distribution of the higher-order lateral mode.

对于器件N, 其结构与器件W类似, 但是脊波导宽度为100 μm . 设计的频率和光栅占空比分别为4.25 THz, 8%. 由于脊波导设计的占空比相对器件W-1减少, 为了保持谐振频率不变, 设计周期长度减小至32.2 μm . 实际测得的光栅的占空比为12%, 刻蚀深度为9 μm . 图5(a)是对实际器件N建模计算得到的本征模式损耗, 损耗最小的本征模式的频率为4.4188 THz, 红色标记的为高阶横模. 由于光栅的实际占空比的增加, 对其仿真得到的谐振频率比设计的谐振频率向上偏移0.17 THz. 图5(b)为器件N在谐振频率处电场的 E_y 分量, 与图4(d)相比, 器件N在该本征频率处电场分布更加集中, 预期远场光束质量应该更好. 在图8中, 我们会详细分析其远场光束质量.

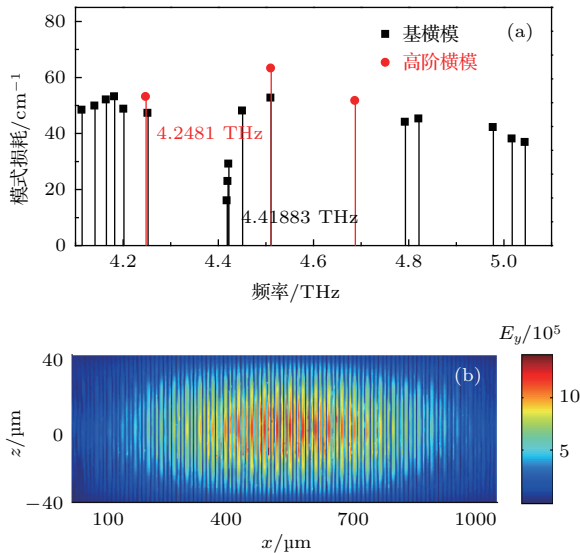


图5 (网刊彩色) (a) 模拟计算得到的不同本征模式的损耗; (b) 器件N在本征频率4.4189 THz处波导腔内的 E_y 分布

Fig. 5. (color online) (a) Simulated mode losses for different eigen frequencies; (b) E_y distribution at the eigen frequency with the lowest mode loss.

图6为器件W-1, W-2, N三个器件在脉冲模式下的功率-电流-电压($L-I-V$)特性. 脉冲电源重复频率为10 kHz, 三个器件的电脉冲宽度分别为12.8, 1.0, 3.3 μs , 对应12.8%, 1.0%, 3.3%的电脉冲占空比. 测量得到的器件W-1, W-2, N的阈值电流密度 J_{th} 分别为462.2, 622.2, 728.6 A/cm^2 , 其阈值电流密度的差异是由不同光栅结构引起的模式损耗的不同而导致的. 插图为每个器件在最大光强输出时的发射谱. 器件W-1, W-2, N激光谱对应的峰值频点分别为4.0, 4.27, 4.385 THz, 器件W-2与N均存在一个多模.

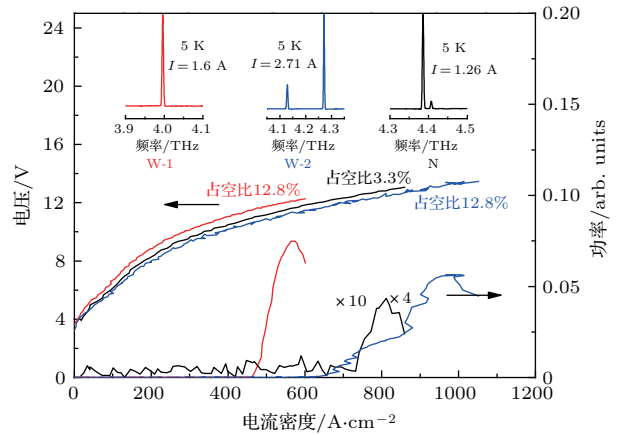


图6 (网刊彩色) 实验测量得到的三个不同三阶DFB THz QCL的 $L-I-V$ 特性, 插图为每个器件对应的THz发射谱

Fig. 6. (color online) $L-I-V$ characteristics of the three third-order DFB THz QCLs measured in pulsed mode. The inset shows the emission spectra for the three devices.

为了研究波导结构中不同有效折射率对器件远场光斑的影响, 我们分别从仿真与测试两方面对不同器件的远场做了对比. 作为参考, 我们测量了F-P腔双面金属波导器件的远场光束质量, 如图7所示. 与预期一样, 双面金属波导F-P腔THz QCL的远场光束质量很差, 几乎朝空间任意方向辐射THz光子. 图8(a)、图8(c)和图8(e)为采用傅里叶变换方法计算得到的三阶DFB器件W-1, W-2和N的远场分布图. 可以看到图8(a)比较发散, 图8(b)、图8(d)和图8(f)分别为对器件W-1, W-2与N的实际测试得到的远场图, 表1包含三个器件的光栅占空比、仿真得到的本征频率、测试得到的激光谱峰值频率、激光谱峰值频率对应的有效折射率、测得的远场发散角等信息. 对于器件W-1, 可以看到图8(a)比较发散, 能量更多地集中在衍射环上, 其发散角也比较大. 实际测得的远场光斑形貌也比较发散, 光强分布于多个光斑, 远场分布与理论计算差别较大. 由器件W-1峰值激光谱对应的频率算得有效折射率为3.44, 与相位匹配所需的有效折射率均相距甚远. 我们认为这种激光模式相位不匹配是导致远场发散角大的主要原因. 至于实验测量的远场表现为多个光斑, 依据当前的模拟结果, 很难做出精确解释. 对于器件W-2, 测得其在 θ 和 φ 方向的远场发散角分别为 14.5° , 13.5° , 光斑与仿真结果图8(c)相比形貌相近, 不过在 φ 方向收窄, 可能与器件波导宽度较宽有关. 激光谱峰值频率对应的有效折射率为3.22. 图8(f)为测得的器

件N的远场光斑图, 相比器件W-1的测试结果, 器件N的远场光斑更加聚集在光斑中心处, θ 和 φ 方向的发散角分别为 12° , 13° , 光斑两侧的衍射环非常微弱, 能量主要集中在中心光斑上. 通过比较理论计算(图8(e))和实验测量的远场光斑, 我们在图8(f)中除了中心高能光斑之外, 在其右上方位还出现了一个弱的光斑. 根据分析, 这个弱光斑可能是由于反射造成的. 三阶DFB THz QCL的远场光斑分布在器件的两端, 由于在器件内侧一端用于引线的陶瓷片会造成THz光反射, 所以我们测得两个光斑, 如图8(f)所示. 测得的光谱频率对应于 4.3858 THz , 该频率对应的波导有效折射率为 3.19 , 其相位匹配效果较好.

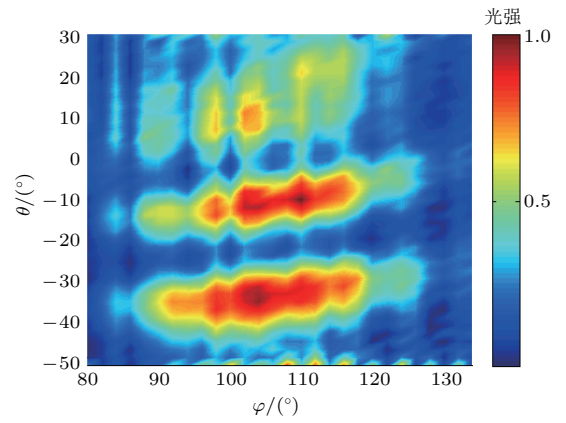


图7 (网刊彩色) F-P腔 THz QCL 的远场光斑图
Fig. 7. (color online) Far-field pattern of a double metal THz QCL with a F-P cavity.

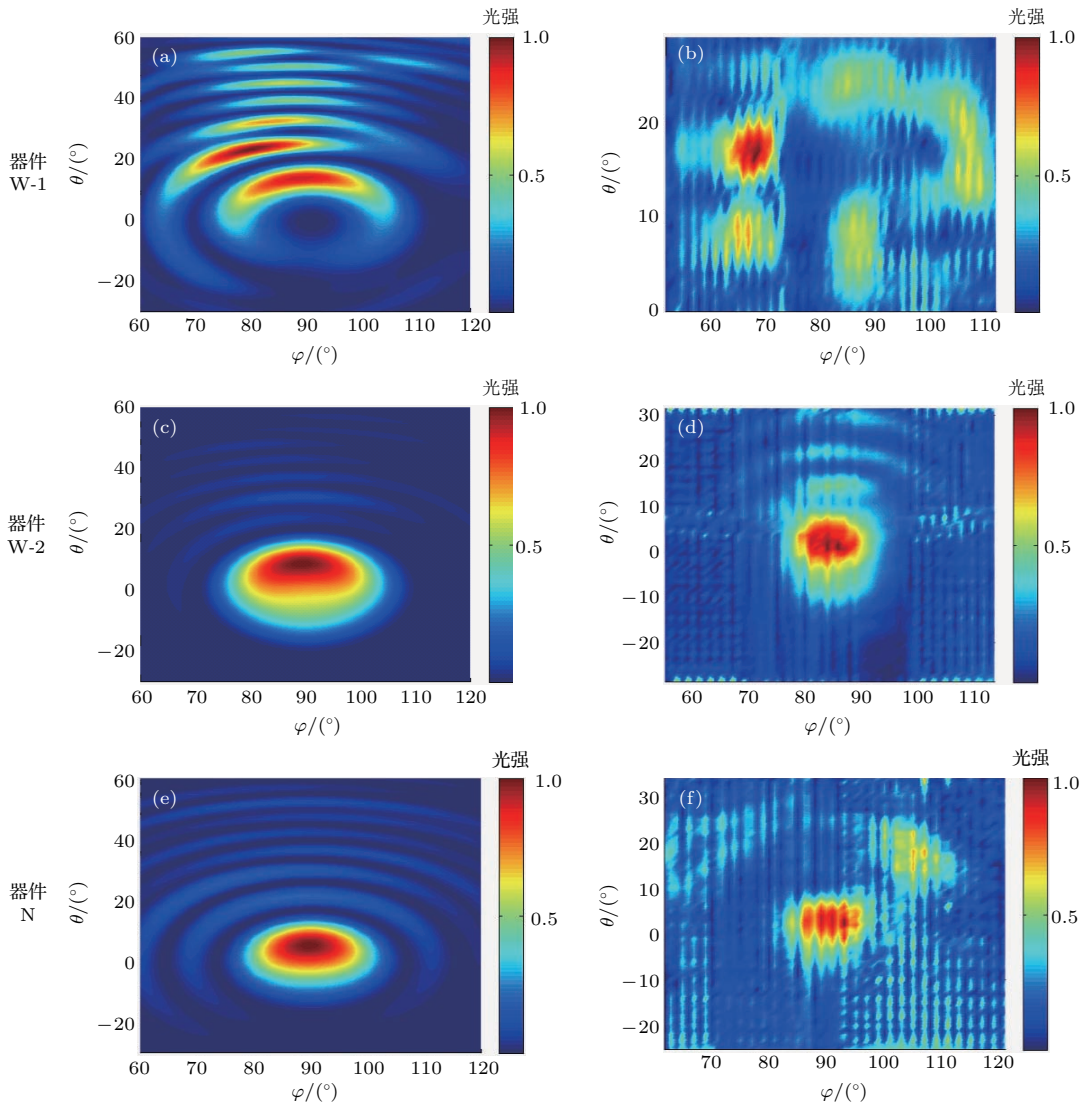


图8 (网刊彩色) (a), (c), (e) 分别为对器件 W-1, W-2 和 N 仿真得到的远场分布图; (b), (d), (f) 分别为器件 W-1, W-2 和 N 实验测试得到的远场分布图

Fig. 8. (color online) Panels (a), (c), (e) are simulated far-field patterns; panels (b), (d), (f) are measured far-field patterns.

表1 三阶DFB THz QCL器件各参数比较

Table 1. The quantities, grating duty cycle, eigen frequency, measured lasing frequency, corresponded effective refractive index of the measured peak lasing frequency and far-field divergent angles, of the investigated third-order DFB THz QCLs. Note that in the “lasing frequency” column, the number in bracket represents the frequency of the secondary longitudinal mode.

器件编号	光栅占空比/%	本征频率/THz	激光频率(次模频率)/THz	有效折射率	测得远场发散角/(°)	
					θ	φ
W-1	10	4.1702	3.9962	3.44	—	—
W-2	12	4.34	4.2710 (4.1288)	3.22	14.5	13.5
N	12	4.4188	4.3858 (4.4070)	3.18	12	13

由上述讨论可知, 对三阶DFB THz QCL而言, 其相位匹配条件 $n_{\text{eff}} = 3$ 对器件的光束质量尤为重要. 若波导的有效折射率 $n_{\text{eff}} > 3$, n_{eff} 越大, 波导结构可设计的最大光栅阵列周期数就越小, 我们可通过改变光栅的占空比来降低波导的有效折射率. 对于周期数不是很多的器件, n_{eff} 能够在大于3的同时保证远场光束的质量, 因此我们可以根据设计的器件周期数在12%—15%的范围内调整合适的光栅占空比.

7 结 论

本文给出了在双面金属波导中引入三阶DFB光栅改善THz QCL远场光斑的方法. 通过对结构的仿真, 提出了通过改变光栅的占空比解决三阶DFB光栅中存在的相位不匹配的方案, 使波导的有效折射率 n_{eff} 接近3. 实验中测得远场光斑在 θ 和 φ 方向的半高宽为 $12^\circ \times 13^\circ$. 后续工作中我们将继续改善器件制作工艺, 提高干法刻蚀的精度和光栅侧壁的光滑度.

参考文献

- [1] Song H J, Ajito K, Mumoto Y, Wakatsuki A, Nagatsua T, Kukutsu N 2012 *Electron. Lett.* **48** 953
- [2] Asada M, Suzuki S, Kishimoto N 2008 *Jpn. J. Appl. Phys.* **47** 4375
- [3] Ropagnol X, Khorasaninejad M, Raeiszadeh M, Safavi-Naeini S, Bouvier N, Côté C Y, Laramée A, Reid M, Gauthier M A, Ozaki T 2016 *Opt. Express* **24** 11299
- [4] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, Beere H E, Linfield E H, Davies A G, Ritchie D A, Lotti R C, Rossi F 2002 *Nature* **417** 156
- [5] Borri S, Patimisco P, Sampaolo A, Beere H E, Ritchie D A, Vitiello M S, Scamarcio G, Spagnolo V 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 021105
- [6] Vitiello M S, Consolino L, Bartalini S, Taschin A, Tredicucci A, Inguscio M, Natale P D 2012 *Nat. Photon.* **6** 525
- [7] Kumar S 2011 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **17** 38
- [8] Wienold M, Röben B, Schrottke L, Sharma R, Tahraoui A, Biermann K, Grahn H T 2014 *Opt. Express* **22** 3334
- [9] Williams B S, Kumar S, Callebaut H, Hu Q, Reno J L 2003 *Appl. Phys. Lett.* **83** 2124
- [10] Li H, Cao J C, Tan Z Y, Feng S L 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 103101
- [11] Wienold M, Tahraoui A, Schrottke L, Sharma R, Lü X, Biermann K, Hey R, Grahn H T 2012 *Opt. Express* **20** 11207
- [12] Kumar S, Williams B S, Qin Q, Lee A W M, Hu Q 2007 *Opt. Express* **15** 113
- [13] Li H, Manceau J M, Andronico A, Jagtap V, Sirtori C, Li L H, Linfield E H, Davies A G, Barbieri S 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 241102
- [14] Benz A, Fasching G, Deutsch C, Andrews A M, Unterrainer K, Klang P, Schrenk W, Strasser G 2007 *Opt. Express* **15** 12418
- [15] Liang G Z, Liang H K, Zhang Y, Khanna S P, Li L H, Davies A G, Linfield E, Lim D F, Tan C S, Yu S F, Liu H C, Wang Q J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 031119
- [16] Xu G Y, Colombelli R, Khanna S P, Belarouci A, Letartre X, Li L H, Linfield E H, Davies A G, Beere H E, Ritchie D A 2012 *Nat. Commun.* **3** 952
- [17] Amanti M I, Fischer M, Scalari G, Beck M, Faist J 2009 *Nat. Photon.* **3** 586
- [18] Cui M, Hovenier J N, Ren Y, Verbruggen N, Gao J R, Kao T Y, Hu Q, Reno J L 2013 *Appl. Phys. Lett.* **102** 111113
- [19] Amanti M I 2010 *Ph. D. Dissertation* (Napoli: Università degli Studi di Napoli Federico II)
- [20] Williams B S, Kumar S, Hu Q, Reno J L 2006 *Electron. Lett.* **42** 89
- [21] Xu T H, Yao C, Wan W J, Zhu Y H, Cao J C 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 224212 (in Chinese) [徐天鸿, 姚辰, 王文坚, 朱永浩, 曹俊诚 2015 物理学报 **64** 224212]
- [22] Wan W J, Yin R, Tan Z Y, Wang F, Han Y J, Cao J C 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 210701 (in Chinese) [王文坚, 尹嵘, 谭智勇, 王丰, 韩英军, 曹俊诚 2013 物理学报 **62** 210701]

Far-field analysis of third-order distributed feedback terahertz quantum cascade lasers*

Zhu Yong-Hao¹⁾²⁾ Li Hua^{1)†} Wan Wen-Jian¹⁾ Zhou Tao¹⁾ Cao Jun-Cheng^{1)‡}

1) (Key Laboratory of Terahertz Solid-State Technology, Shanghai Institute of Microsystem and Information Technology, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200050, China)

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

(Received 20 February 2017; revised manuscript received 24 February 2017)

Abstract

The single lobe far-field patterns produced from terahertz quantum cascade lasers (QCLs) are greatly demanded for various applications, such as imaging, data transmission, etc. However, for a ridge waveguide terahertz QCL, the far-field beam divergence is large due to the fact that the waveguide aperture is far smaller than the terahertz wavelength. This is the case typically for double-metal waveguide terahertz QCL which emits terahertz photons in almost every direction in the space. Even for a single plasmon waveguide terahertz QCL, the divergence angle is as large as 30° in both horizontal and vertical direction. Here, in this work we design and fabricate a double metal third-order distributed feedback terahertz QCL emitting around 4.3 THz, and investigate the characteristics of the longitudinal and transverse modes. This work aims to achieve high beam quality for terahertz QCL by exploiting the third-order distributed feedback geometry, and in the meantime to achieve single longitudinal mode operation. The electromagnetic field distribution in the waveguide is modelled by employing a finite element method. The mode selection mechanism is studied by using the eigen frequency analysis, and the far-field beam is simulated by applying the near-field to far-field Fourier transform technique. The QCL active region used in this work is based on the resonant-phonon design, which is grown by a molecular beam epitaxy (MBE) system on a semi-insulating GaAs (100) substrate. The wafer bonding and traditional semiconductor device fabrication technology, i.e., optical lithography, electron beam evaporation, lift-off, wet and dry etching, are used to process the MBE-growth wafer into the third-order distributed feedback geometry with double-metal waveguides. By carefully designing the grating structures and optimizing the fabrication process, we achieve third-order distributed feedback terahertz QCL with quasi-single-longitudinal mode operation and single lobe far-field beam pattern with low beam divergence in both vertical and horizontal directions. The effect of grating duty cycle on the far-field beam divergence is systematically studied theoretically and experimentally. By the simulation, we finally achieve the divergence angle of $12^\circ \times 13^\circ$ for a third-order distributed feedback laser with a grating duty cycle of 12% that results in an effective refractive index close to 3. The experimental results show good agreement with the simulation. There is still room to further reduce the beam divergence of third-order distributed feedback terahertz QCL by improve the accuracy of the simulation and the fabrication.

Keywords: terahertz, quantum cascade laser, single mode, far field

PACS: 95.85.Gn, 42.55.Px, 42.25.Bs, 42.60.Jf

DOI: 10.7498/aps.66.099501

* Project supported by the "Hundred-Talent" Program of Chinese Academy of Sciences, the National Basic Research Program of China (Grant No. 2014CB339803), the Major National Development Project of Scientific Instrument and Equipment of China (Grant No. 2011YQ150021), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61575214, 61404149, 61404150, 61604161), and the Shanghai Municipal Commission of Science and Technology, China (Grant Nos. 14530711300, 15560722000, 14ZR1447400, 15YF1414400, 15JC1403800).

† Corresponding author. E-mail: hua.li@mail.sim.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jccao@mail.sim.ac.cn