

太赫兹二级分布反馈量子级联激光器中的 模式竞争与功率特性

颜全, 王芳芳, 朱欢, 俞辰韧, 徐刚毅, 陈建新, 何力
(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)

摘要:结合实验和理论计算研究了太赫兹二级分布反馈量子级联激光器中的模式竞争和功率特性. 研究表明, 激光器在整个动力学范围内均稳定地工作在横向及纵向的基模. 横向基模的产生原因是脊条两侧的吸收边界有效提高了高阶横模的损耗. 纵向基模的产生原因主要是谐振腔内基模与高阶纵模的电磁场分布交叠较大, 并且频率接近, 从而有效避免了增益在空间和频域的烧孔效应. 此外, 激光器的辐射效率随分布反馈光栅长度的增加而减小, 导致只有在特定的光栅长度才能获得最大的输出功率. 该工作有助于高性能单模太赫兹激光器及锁相激光器阵列的研制.

关键词:太赫兹; 量子级联激光器; 单模; 模式竞争

中图分类号: TN248.4 **文献标识码:** A

Mode competition and power characteristics in terahertz second-order distributed feedback quantum cascade lasers

YAN Quan, WANG Fang-Fang, ZHU Huan, YU Chen-Ren, XU Gang-Yi, CHEN Jian-Xin, HE Li
(Key laboratory of Infrared imaging materials and detectors, Shanghai Institute of technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: We investigated experimentally and theoretically the mode competition and output power characteristics in terahertz second-order distributed feedback quantum cascade lasers. The experiment results demonstrated that the lasers operate stably on the fundamental transverse/longitudinal mode during the whole laser dynamic range. High-order transverse modes are suppressed due to the absorbing boundaries set along the laser ridge. In addition, the fundamental mode and the high-order longitudinal modes are very close in frequency, and their electromagnetic fields have strong overlap. The spectral or spatial hole burning effect is therefore effectively avoided, leading to a stable operation of the fundamental longitudinal mode. The experimental results also show that the slope efficiency of output power decreases with the length of the distributed feedback grating. As a result, only in certain grating length, the output power reaches its maximum. Our work provides experimental and theoretical supports for the studies of high performance THz lasers and the phase locked laser arrays.

Key words: Terahertz, quantum cascade lasers, single mode, mode competition

PACS: 07.57.Hm

引言

太赫兹量子级联激光器 (THz-QCL) 作为太赫兹

波段最有竞争力的相干光源之一, 在太赫兹通信、成像、精密光谱分析以及天文观测等领域有着重要的应用前景^[1-3]. 自 2002 年发明首个 THz-QCL 以来,

收稿日期: 2016-01-27, 修回日期: 2016-10-28

Received date: 2016-01-27, revised date: 2016-10-28

基金项目: 国家自然科学基金 (61574149), 中科院“百人计划”项目, 上海市“浦江人才”计划 (14PJ1409700)

Foundation items: Supported by National Natural Science Foundation of China (61574149), “The Hundred Talents Program” of CAS and the “Shanghai Pujiang program” (14PJ1409700)

作者简介 (Biography): 颜全 (1989-), 男, 四川资阳人, 硕士, 主要研究领域为太赫兹量子级联激光器.

THz-QCL 性能的突破以及新技术的发展亦不断涌现. 在 THz-QCL 中具有单模激射特性的太赫兹量子级联激光器的研究格外受到重视. 单模 THz-QCL 具有波长单一、线宽极窄、波长可调谐等优越性, 在物质的精密光谱分析等方面尤为重要^[4-5].

使 THz-QCL 产生单模激射需要在激光器谐振腔中引入光的反馈机制. 目前人们已研制出基于不同光反馈机制的单模 THz-QCL. 例如, 美国 Q. Hu 小组研制出一级分布反馈 THz-QCL 并结合 MEMS 技术实现了单模激光的连续可调^[6]. 瑞士 J. Faist 小组则发明了三级分布反馈 THz-QCL, 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和光束准直性^[7]. 除了上述工作, 更多的研究聚焦在以二级分布反馈光栅作为谐振腔的面发射单模 THz-QCL. S. Kumar 及 L. Mahler 等人先后研制出面发射的太赫兹二级分布反馈量子级联激光器 (THz-DFB-QCL)^[8, 9]. Y. Chassagneux 等人则将一维的分布反馈光栅推广至二维的光子晶体, 获得了以二维光子晶体为谐振腔的面发射单模 THz-QCL^[10]. L. Mahler 和 E. Mujagic 等人分别在一维光栅的基础上发展出环形光栅, 同样获得了面发射的单模 THz-QCL^[11, 12]. T. -Y. Kao 等人则利用双金属波导将多个 THz-DFB-QCL 构建成一个锁相激光器阵列, 进一步提高了激光功率和光束的方向性^[13]. 最近, G. Xu 等人在 THz-DFB-QCL 的光栅结构中引入渐变的光子异质结构, 改变了光栅中电磁场的分布形式, 进而选择性地激发了辐射效率高的光学模式, 显著提高了单模激光的功率^[14]. 上述研究充分表明, 在 THz-QCL 中引入二级分布反馈光栅是获得单模激射的有效途径. 并且, 二级分布反馈光栅是一个有效的载体, 结合光子能带剪裁, 可灵活地调控谐振腔内电磁场分布, 从而优化激光器的单模稳定性、激光功率以及光束质量.

然而, 现有的研究还未充分探明双金属波导 THz-DFB-QCL 中的模式竞争以及激光功率与光栅结构的依赖关系. G. Xu 等人的研究指出, 在二级分布反馈光栅中引入光子异质结构后单模激射的稳定性与光栅结构比较敏感^[15-17]. 为了澄清这些问题, 需要从源头上探明 THz-DFB-QCL 中存在的模式竞争, 以及激光功率随光栅结构的依赖关系.

本文结合实验与理论计算研究双金属波导 THz-DFB-QCL 中的模式竞争以及激光的功率特性. 在 THz-DFB-QCL 中可以在脊条两侧引入 n^+ GaAs 接触层形成吸收性边界条件, 抑制高阶横模的激

射^[18]. 因此, 在 THz-DFB-QCL 中模式竞争主要来自纵模, 即基模和高阶纵模之间的竞争. 光栅的结构参数主要有光栅周期 Λ 、光栅包含狭缝的数目 N_{slit} (相应的光栅总长度为 $L = \Lambda \times N_{\text{slit}}$), 以及光栅占空比. 针对特定波长, 光栅周期是一个确定的值. 结合前期研究, 我们把光栅的占空比固定在优化值 ($\sim 85\%$), 重点研究光栅所包含周期的数目 N_{slit} 对纵向模式竞争以及激光功率的影响, 并结合有限差分域 (FDTD) 的计算分析其内在机理.

1 实验

我们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”机制, 有源区中每个重复周期由 4 个 GaAs 量子阱和 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为: 4.2/9.4/3.8/11.5/1.8/11.0/5.5/18.4, 单位是 nm, 其中粗体字为 $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ 层的厚度, 其它为 GaAs 层的厚度, 下划线为 n 型掺杂层, 掺杂浓度为 ($\text{Si}, 2.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). 实验中首先在非掺杂 GaAs 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 150 nm 厚的 n^+ GaAs 接触层 ($\text{Si}, 2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), 接着生长 180 个周期的有源区, 有源区的上方为 50 nm 厚的 n^+ GaAs 接触层 ($\text{Si}, 5.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). 整个外延结构的厚度约为 $12 \mu\text{m}$. 在生长样品前已对各材料的组分、生长速度、界面质量等做了细致的校准和优化.

在双金属波导 THz-DFB-QCL 器件的制备过程中, 首先在外延层表面和另一 n^+ GaAs 衬底表面分别蒸镀金属 Ti/Au, 并通过金/金键合将外延层倒扣在 n^+ GaAs 衬底上, 通过研磨和选择性腐蚀去除非掺杂 GaAs 衬底以及 $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ 层, 露出 150 nm 厚的 n^+ GaAs 层. 至此, 激光器材料已被转移至 n^+ GaAs 衬底上, 两者之间是 Ti/Au 金属层, 该金属层既是激光器的下电极层也是激光器双金属波导的下金属层. 通过光刻、金属蒸发等工艺在 n^+ GaAs 接触层上形成光栅结构, 该金属光栅同时也是双金属波导的上金属层以及器件的上电极层. 通过感应耦合等离子体刻蚀 (ICP) 方法去除光栅狭缝内的 n^+ GaAs 层, 但脊条两侧和两端的 n^+ GaAs 层得以保留, 以构成谐振腔的吸收边界条件. 最后, 通过 ICP 方法将外延结构刻蚀直到下金属层, 由此构成脊波导. 图 1(a) 和 (b) 分别为器件结构的示意图以及扫描电镜照片. 针对激光器的增益范围, 我们制备了一系列不同光栅周期 (Λ) 的器件, Λ 的变化范围为

31.4 ~ 34.1 μm , 光栅的狭缝宽度固定在 5 μm . 针对每一个光栅周期 Λ , 我们制备了不同 N_{slit} 值的激光器, N_{slit} 值分别为 29、35、41、47.

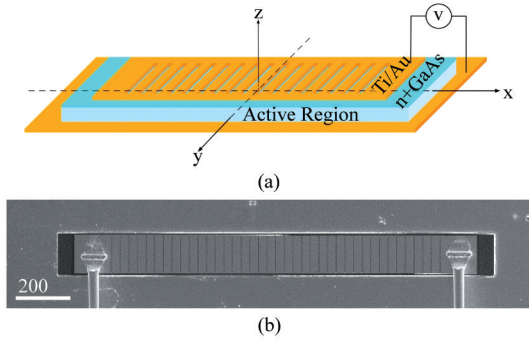


图1 双金属波导太赫兹二级分布反馈量子级联激光器的示意图(a)和扫描电镜照片(b)

Fig.1 Schematic figure (a) and SEM picture (b) of a terahertz second-order distributed feedback quantum cascade laser based on metal-metal waveguide

所研制的双金属波导 THz-DFB-QCL 器件被封装在闭循环制冷机的冷指上, 并进行光谱以及电压—电流—功率特性的表征. 激光器的光谱特征由傅里叶光谱仪 (Nicolet 8700) 测得, 光谱仪所用探测器为室温的 DLaTGS. 在测量激光器的功率时, 我们将 DLaTGS 探测器的输出端接入锁相放大器 (Signal Recover 5210) 以提高测试灵敏度, 并通过 THz 绝对功率计 (TK THz absolute power meter) 进行功率标定. 需要指出的是, 除闭循环制冷机, 整个测试系统放置在空气中. 本文所报道的激光器功率为探测器的直接显示值, 未对光路的收集效率、水汽和窗口吸收造成的衰减做补偿. 粗略的估计, 整个系统的光收集效率约为 10 ~ 20%.

2 结果与讨论

我们首先分析横模的竞争. 本文的激光器脊条宽度为 150 μm , 大于但可比于激光波长, 这使得高阶横模在脊条两侧的电磁场远高于基模. 实验中我们在脊条两侧保留未被金属覆盖的 n^+ GaAs 层, 利用后者较强的吸收显著提高高阶横模的损耗. 在前期的工作中我们运用了同样的方法, 并结合远场观测验证了激光器工作在横向基模^[14-16]. 此外, 因为脊条宽度可比于激光波长, 横向基模和高阶模的有效折射率也不同 (分别为 3.54 和 3.48), 这两个模式在光谱上也能区别开来. 结合前期工作以及本工作的光谱结果 (图 3), 可以确定激光器工作在横向基模.

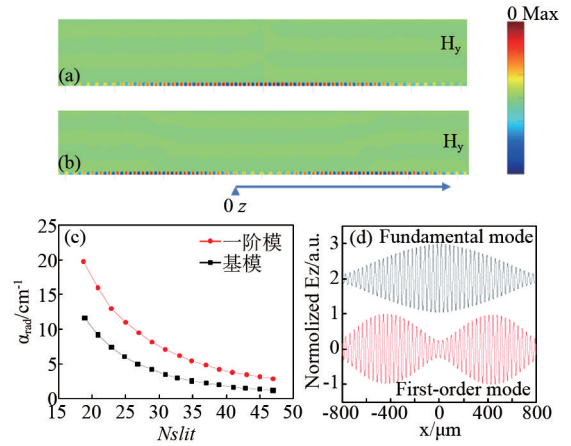


图2 (a)和(b)分别为计算得到的基模和一阶纵模中磁场分量 H_y 沿激光器横截面 (x - z 平面) 的分布. 所模拟的激光器中 $N_{\text{slit}} = 47$. (c) 为基模和一阶纵模的腔损耗 α_{cav} 与光栅所含狭缝的数目 N_{slit} 之间的关系. (d) 为基模和一阶纵模的归一化电场分量 E_z 沿脊条 x 轴的分布, 为清楚起见, 电场分布做了平移

Fig.2 (a) and (b) show the distribution of calculated magnetic field H_y of the fundamental mode and the first-order longitudinal mode along the cross-section of laser (x - z plane), respectively. (c) shows the relationship between cavity loss α_{cav} and the value of N_{slit} for the two modes. (d) shows the distribution of normalized electric field E_z along the x -axis of the ridge. The electric field is shifted for clarity

我们通过理论计算分析 N_{slit} 值对激光器纵向模式竞争的影响. 激光器的损耗可分为材料损耗 (α_{mat}) 和腔损耗 (α_{cav}). 针对二级分布反馈激光器, 腔损耗包含从激光器脊条两端泄漏的光损耗 (α_{leak}) 和真正形成激光功率的辐射损耗 (α_{rad}). 因此, 激光器总损耗 (α_{tot}) 可表为: $\alpha_{\text{tot}} = \alpha_{\text{mat}} + \alpha_{\text{leak}} + \alpha_{\text{rad}}$. 在双金属波导 THz-DFB-QCL 中, 基模和高阶纵模的材料损耗 α_{mat} 是一致的, 综合以往研究结果 α_{mat} 约为 20 cm^{-1} ^[14-17], 因此决定纵向模式竞争的是腔损耗 α_{cav} 的区别. 随着 N_{slit} 值的增加, 光栅对各光学模的束缚作用变强, α_{cav} 值随之下降. 这导致各光学模之间腔损耗 α_{cav} 的差距不断缩小, 从而容易出现基模和高阶纵模同时激射的情况. 在高阶纵模中一阶纵模有最小的腔损耗 α_{cav} , 最易与基模形成竞争. 我们用有限差分域 (FDTD) 方法计算了 THz-DFB-QCL 中基模和一阶纵模的电磁场分布, 以及随着 N_{slit} 值的增加这两个光学模 α_{cav} 的变化, 结果示于图 2(a ~ c), 图 2(d) 则显示了这两个模式沿脊条 x 轴的电场 (E_z) 分布. 计算表明, 随 N_{slit} 值的增加基模和一阶纵模的 α_{cav} 差距在迅速减小, 当 $N_{\text{slit}} = 47$ 时, 两个光学模 α_{cav} 之差仅约 1.5 cm^{-1} , 远小于各光学模总的损耗.

如此小的差距容易导致两个光学模同时激射,特别是在大电流注入时.

然而测试结果却显示 THz-DFB-QCL 稳定地工作在基模.图 3(a) 为一个典型器件的发射谱,对应器件的光栅周期为 $31.4\mu\text{m}$, N_{slit} 值为 47,测试是在脉冲模式下,重复频率和脉宽分别为 10 kHz 和 $1\mu\text{s}$,驱动电流为 1.07 A.激光器表现为单模激射,边模抑制比大于 30dB.图 3(b) 则显示了对应不同的 N_{slit} 值,激光波长与光栅周期的关系.由图可知,每一个激光器均为单模激射,且激光波长随光栅周期线性增加, N_{slit} 值的不同并没有引入新的模式也没有改变单模激光的波长,这些现象表明激光器始终工作在横向及纵向的基模.图 2(b) 预示在 N_{slit} 值较大时容易出现多纵模激射而在实验上并没有观测到此现象.为了进一步验证这一实验结果,我们针对具有最大 N_{slit} 值($N_{\text{slit}} = 47$)的激光器,测量了在不同注入电流下激光器的发射谱,结果如图 3(c) 所示.由图可知,激光器在整个动力学范围内始终工作在基模.即便在最大功率时,此时激光器增益有明显的展宽,实验上也没有观测到高阶纵模的激射.

为了解释上述现象,我们细致地计算了基模和一阶纵模在谐振腔内的电磁场分布.图 2(d) 显示了计算结果:黑色和红色曲线分别为基模和一阶纵模的电场分量 E_z 沿脊条(x 轴)的分布情况.由图可知,基模的包络近似呈高斯型分布,半高全宽约为腔长的 70%,这表明基模的场分布较为均匀地覆盖了谐振腔内绝大部分的体积,而且基模和一阶纵模的场分布有比较多的交叠.计算还表明这两个模式的频率很接近,当光栅周期 $\Lambda = 34.0\mu\text{m}$ 时,两个模式的频率分别为 2.51 THz 和 2.50 THz.上述因素导致在 THz-DFB-QCL 中不易形成增益在空间和频域的烧孔现象.因此,即使基模和一阶纵模的损耗接近,激光器仍然稳定地工作在基模.

我们进一步考察光栅结构对激光器功率的影响.图 4 显示了 4 个具有相同光栅周期($\Lambda = 31.4\mu\text{m}$)但不同 N_{slit} 值的 THz-DFB-QCL 器件的功率特性,这 4 个器件的 N_{slit} 值分别为 29、35、41 和 47.测试在脉冲模式下进行,重复频率和脉宽分别为 10 kHz 和 $1\mu\text{s}$.图 4 显示,激光器的输出功率 P_{out} 并不随 N_{slit} 值(N_{slit} 值正比于激光器体积及出光面积)的增加而单调增加.当 $N_{\text{slit}} < 35$ 时,激光输出功率最大值随 N_{slit} 值增加而增加;而当 $N_{\text{slit}} > 35$ 时,该最大值反而随 N_{slit} 值增加而减小.此外,激光功率的斜率效率则随着 N_{slit} 值的增加而单调减小,功率效率从 N_{slit}

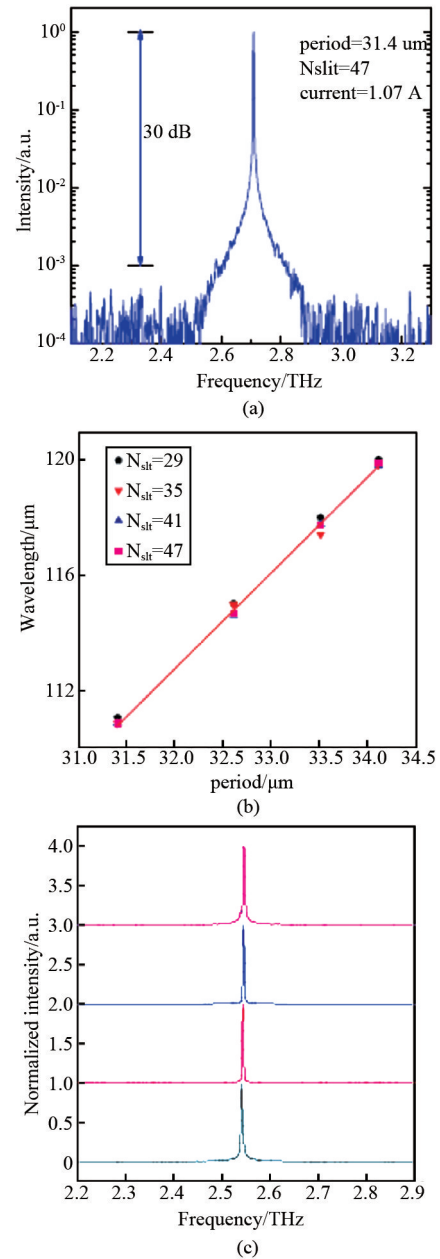


图 3 (a) 一个典型 THz-DFB-QCL 的发射谱,激光器光栅周期为 $31.4\mu\text{m}$, N_{slit} 值为 47,驱动电流为 1.07A.

(b) 针对 4 组不同 N_{slit} 值的激光器,激光波长与光栅周期的关系.(c) 对 N_{slit} 值为 47 的一个激光器,在激光器动力学范围内不同驱动电流时的发射谱,其中 0.90A 和 1.10A 分别为阈值附近以及最大输出功率所对应的驱动电流

Fig. 3 (a) lasing spectrum of a typical THz-DFB-QCL, the grating period is $31.4\mu\text{m}$, the number of N_{slit} is 47, and the driving current is 1.07 A. (b) For 4 groups of THz-DFB-QCLs with different values of N_{slit} , the relationship between emission wavelength and the grating period. (c) For a device with N_{slit} being 47, the emission spectra at different driving currents in the laser dynamic range. The threshold current and the current of the maximum output power are 0.9 A and 1.10 A, respectively

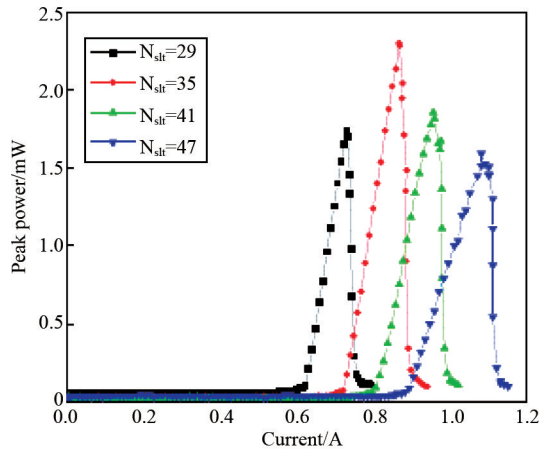


图4 对4个具有相同光栅周期($\Lambda = 34.1 \mu\text{m}$)的THz-DFB-QCL,当光栅所含狭缝数目 N_{slit} 不同时,激光器的功率—电流曲线.测试温度为20K,脉冲驱动的重复频率和脉宽分别是10 kHz, $1 \mu\text{s}$.各激光器所对应的 N_{slit} 值已标于图中

Fig.4 For 4 lasers with the same grating period ($\Lambda = 34.1 \mu\text{m}$) but different values of N_{slit} , the power-current curves measured at 20K in pulsed mode. The repetition frequency and pulse width of the driving current are 10 kHz and $1 \mu\text{s}$, respectively. The value N_{slit} of each laser is marked in the figure

= 29 时的 15.6 mW/A 减小为 $N_{\text{slit}} = 47$ 时的 7.7 mW/A .

可以从基模电磁场分布的特征解释上述实验现象.面发射THz-DFB-QCL的辐射由狭缝处平面方向的磁场分量 H_y 决定^[14].对于无限长光栅($N_{\text{slit}} \rightarrow \infty$),光栅狭缝处 H_y 严格地呈反对称分布,此时光栅不往外辐射电磁波($\alpha_{\text{rad}} = 0$).而在实际光栅中 N_{slit} 是一个有限值,只有在光栅中心(对应于图1(a)中 $x = 0$)的狭缝处 H_y 呈严格的反对称分布.在远离光栅中心的狭缝处, H_y 分布逐渐偏离反对称,图2(a)清楚地显示了这一特征.磁场反对称分布的破缺导致了THz-DFB-QCL中电磁波的辐射.随 N_{slit} 值的增加,光栅越来越接近无限长光栅,辐射损耗 α_{rad} 随之下降,这可以解释激光器的功率效率随 N_{slit} 值单调下降的实验现象.另一方面,随着 N_{slit} 值增加,激光器的体积和输入功率 P_{in} 单调上升,而激光器的输出功率 P_{out} 正比于输入功率和辐射损耗 α_{rad} 的乘积, $P_{\text{out}} \propto P_{\text{in}} \times \alpha_{\text{rad}}$.激光器输入功率 P_{in} 和辐射损耗 α_{rad} 随 N_{slit} 值的反向变化关系导致了只有在特定的 N_{slit} 值才能获得最大的激光输出功率,与实验结果一致.

3 结论

结合实验和理论计算深入研究了太赫兹二级分

布反馈量子级联激光器中光栅结构对激光器模式竞争和激光功率特性的影响.研究发现,此类激光器可以稳定地工作在横向以及纵向的基模.横向基模的产生原因是在脊条两侧保留了未被金属覆盖的 n^+ GaAs层,显著提高了横向高阶模的损耗.纵向基模产生的主要原因是基模与高阶纵模的空间分布交叠显著且频率接近,从而有效避免了增益的空间和频域烧孔效应.此外,基模电磁场分布的对称性导致随光栅狭缝数目增加激光器的功率效率单调下降,激光器的输出功率只有在特定的狭缝数才能达到极大值.本工作为太赫兹单模激光器以及锁相激光器阵列的研制提供了理论和实验依据.

References

- [1] Kohler R, Tredicucci A, Beltram F, *et al*, Terahertz semiconductor-heterostructure laser [J], *Nature*, 2002, 417: 156 – 159.
- [2] Tonouchi M, Cutting-edge terahertz technology [J]. *Nat. Photon.* 2007, 1: 97 – 105.
- [3] Williams B. S., Terahertz quantum-cascade lasers [J]. *Nat. Photon.* 2007, 1: 517 – 525.
- [4] Rabanus D, Graf U U, Philipp M, *et al*, Phase locking of a 1.5 Terahertz quantum cascade laser and use as local oscillator in a heterodyne HEB receiver [J]. *Opt. Express*, 2009, 17: 1159 – 1168.
- [5] Ren Y, Hovenier J N, Higgins R, *et al*. High-resolution heterodyne spectroscopy using a tunable quantum cascade laser around 3.5 THz [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2011, 98: 231109.
- [6] Qin Q, Williams B S, Kumar S, *et al*, Tuning a terahertz wire laser [J]. *Nat. Photon.* 2009, 3: 732 – 737.
- [7] Amanti M I, Fischer M, Scalari G, *et al*, Low-divergence single-mode terahertz quantum cascade laser [J]. *Nat. Photon.*, 2009, 3: 586 – 590.
- [8] Kumar S, Williams B S, Qin Q, *et al*, Surface-emitting distributed feedback terahertz quantum-cascade lasers in metal-metal waveguides [J]. *Opt. Express*, 2007, 15: 113 – 128.
- [9] Mahler L, Tredicucci A, Beltram F, *et al*. Ritchie, Finite size effects in surface emitting terahertz quantum cascade lasers [J]. *Opt. Express*, 2009, 17: 6703 – 6709.
- [10] Chassagneux Y, Colombelli R, Maineult W, *et al*, Electrically pumped photonic-crystal terahertz lasers controlled by boundary conditions [J]. *Nature*, 2009, 457: 174 – 178.
- [11] Mahler L, Amanti M I, Walther C, *et al*, Distributed feedback ring resonators for vertically emitting terahertz quantum cascade lasers [J]. *Opt. Express*, 2009, 17: 13031 – 13039.
- [12] Mujagic E, Deutsch C, Detz H, *et al*, Vertically emitting terahertz quantum cascade ring lasers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2009, 95: 011120.
- [13] Kao T -Y, Hu Q, Reno J L. Phase-locked arrays of surface-emitting terahertz quantum-cascade lasers [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2010, 96: 101106.

(下转第106页)

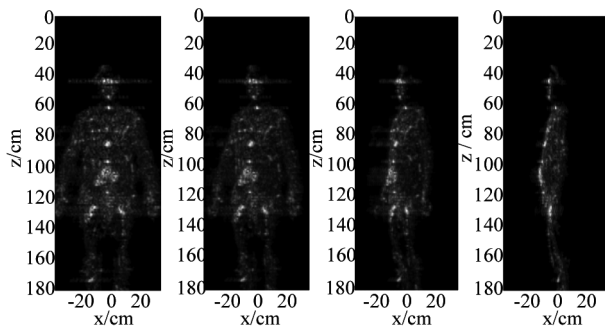


图8 人体三维成像实测结果
Fig. 8 Experimental imaging results

目标信号的测量来进行系统校准. 经测试, 系统距离维、水平维和垂直维的分辨率分别达到 10 mm、14 mm 和 12 mm, 可实现对枪等隐藏危险物品的三维高分辨率成像, 证明了系统方案的可行性及校准方式的有效性. 目前, 系统成像还存在一定的程度人体强散射结构和相干斑干扰, 后续将在阵列布局和信号处理算法方面进行改进; 另外, 目前系统成像采用 Matlab 软件在 PC 机上进行处理, 成像时间(含扫描)约为 0.9 s, 正在开发相应的加速算法, 预计可实现 4 Hz 的扫描成像速度, 从而实现无停留的通过式人体安检.

References

- [1] Appleby R, Wallace H B. Standoff detection of weapons and contraband in the 100 GHz to 1 THz region [J]. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 2007, AP-55(11):2944-2956.
- [2] Wallace H B. Analysis of RF imaging applications at frequencies over 100 GHz [J]. *Applied Optics*, 2010, 49(19):E38-E47.
- [3] Binbin Chen, Huiping Li, Jianfei An, *et al.* Application of terahertz imaging in standoff security inspection [J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, (成彬彬, 李慧萍, 安健飞, 等. 太赫兹成像技术在站开式安检中的应用. *太赫兹科学与电子信息学报*), 2015, 13(6):843-848.
- [4] Cooper K B, Dengler R J, Chattopadhyay G, *et al.* A high-resolution imaging radar at 580 GHz [J]. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, 2008, 18(1):64-66.
- [5] Cooper K B, Dengler R J, Llombart N, *et al.* Penetrating 3-D imaging at 4 and 25 meter range using a submillimeter-wave radar [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2008, 56(12):2771-2778.
- [6] Cooper K B, Dengler R J, Llombart N, *et al.* THz imaging radar for standoff personnel screening [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2011, 1(1):169-182.
- [7] Theodore Reck, Jose Siles, Cecile Jung, *et al.* Array technology for terahertz imaging [C]// *Proceedings of SPIE*. Baltimore: [s. n.], 2012:836202-1-836202-8.
- [8] Cooper K B, Theodore A Reck, Cecile Jung-Kubiak, *et al.* Transceiver array development for submillimeter-wave imaging radars [C]// *Proceedings of SPIE*. Baltimore, Maryland, USA: [s. n.], 2013, 8715: 87150A-1-87150A-8.
- [9] Naomi E Alexander, Byron Alderman, Fernando Allona, *et al.* TeraSCREEN: Multi-frequency multi-mode terahertz screening for border checks [C]// *Proceedings of SPIE*. Baltimore, Maryland, USA: [s. n.], 2014, 9078: 907802-1-907802-12.
- [10] GU Shengming, LI Chao, GAO Xiang, *et al.* Terahertz aperture synthesized imaging with fan-beam scanning for personnel screening [J]. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 2012, 60(12):3877-3885.
- [11] GU Shengming, LI Chao, GAO Xiang, *et al.* Three-dimensional image reconstruction of targets under the illumination of terahertz Gaussian beam—theory and experiment [J]. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 2013, 51(4):2241-2249.
- [12] Binbin Chen, Ge Jiang, Peng Chen, *et al.* 0.67 THz high resolution imaging radar [J]. *Journal of Terahertz Science and Electronic Information Technology*, (成彬彬, 江舸, 陈鹏, 等. 0.67THz 高分辨力成像雷达. *太赫兹科学与电子信息学报*), 2013, 11(1):7-11.
- [13] Zhang Z, Buma T. Terahertz Impulse Imaging With Sparse Arrays and Adaptive Reconstruction [J]. *IEEE J. Sel. Top. Quant*, 2011, 17(1):169-176, 2011.
- [14] Binbin Cheng, Ge Jiang, Cheng Wang, *et al.* Real Time Imaging with a 140 GHz Inverse Synthetic Aperture Radar [J]. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 2013, 3(5):594-605.
- [14] Xu G, Colombelli R, Khanna S P, *et al.* Efficient power extraction in surface-emitting semiconductor lasers using graded photonic heterostructures [J]. *Nat. Commun.* 2012, 3:952.
- [15] Xu G, Halioua Y, Moumdji S, *et al.* Stable single-mode operation of surface-emitting terahertz lasers with graded photonic heterostructure resonators [J]. *Appl. Phys. Lett.* 2013, 102:231105.
- [16] 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]. *Appl. Phys. Lett.*, 2014, 104:091112.
- [17] Halioua Y, Xu G, Moumdji S, *et al.* Phase-locked arrays of surface-emitting graded photonic-heterostructure terahertz semiconductor lasers [J]. *Opt. Express*, 2015, 23:6915-6935.
- [18] Fan J A, Belkin M A, Capasso F. Wide-ridge metal-metal terahertz quantum cascade lasers with high-order lateral mode suppression [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2008, 92:031106.

(上接第 64 页)