

# 二阶分布反馈太赫兹量子级联激光器的光学特性

李鑫<sup>1</sup>, 王健<sup>1</sup>, 杨宁<sup>2</sup>, 楚卫东<sup>2</sup>

<sup>1</sup>北京交通大学发光与光信息技术教育部重点实验室, 光信息科学与技术研究所, 北京 100044;

<sup>2</sup>北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088

**摘要** 太赫兹量子级联激光器 (THz QCL) 的增益谱较宽, 使用普通法布里-珀罗腔时一般为多纵模激射。二阶分布反馈 THz QCL 可利用表面辐射损耗消除模式简并, 实现单纵模激射。采用耦合模理论对单面金属波导二阶分布反馈 THz QCL 基本参数的计算公式进行了理论推导, 并研究了光栅结构参数对其耦合系数、阈值增益、光子密度及外微分量子效率等参数的影响。在以自然解理面为端面的波导上刻蚀占空比约为 0.15、有源区深度为 0.5  $\mu\text{m}$  的光栅时, 激光器的阈值增益较低, 腔内光子密度分布相对均匀, 能够实现单纵模激射。

**关键词** 太赫兹; 量子级联激光器; 耦合模理论; 二阶光栅; 单纵模激射

中图分类号 TN248.4

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0414002

## Optical Characteristics of Second-Order Distributed Feedback Terahertz Quantum Cascade Laser

Li Xin<sup>1</sup>, Wang Jian<sup>1</sup>, Yang Ning<sup>2</sup>, Chu Weidong<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Optical Information, Key Lab of Education Ministry on Luminescence and Optical Information Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China;*

<sup>2</sup>*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*

**Abstract** The terahertz quantum cascade laser (THz QCL) has a wide gain spectrum, and the emission is often multiple-longitudinal mode when using the conventional Fabry-Perot cavity. A second-order distributed feedback THz QCL can eliminate the mode degeneracy to realize the single longitudinal mode lasing by means of surface radiation loss. Based on the coupled-mode theory, the computational formulas of the basic parameters for the second-order distributed feedback THz QCL with the single-side metal waveguide are deduced. The influences of the grating structure parameters on the coupling coefficients, threshold gain, photon density, and external differential quantum efficiency is investigated. When the grating with a duty cycle of about 0.15 and a depth in the active region of 0.5  $\mu\text{m}$  is etched on the waveguide with a natural cleavage plane, the threshold gain is low, the photon density distribution within the cavity is uniform, and the single longitudinal mode emission can be achieved.

**Key words** terahertz; quantum cascade laser; couple-mode theory; second-order grating; single longitudinal mode emission

**OCIS codes** 140.5965; 140.3490; 140.3570

## 1 引 言

太赫兹 (THz) 波是频率在 0.1~10 THz 之间、波长为 3  $\mu\text{m}$ ~3 mm 的电磁波, 在生物传感、医学成像、安全、天文和环境探测等领域具有广泛应用<sup>[1]</sup>。目前, THz 源的不太理想使 THz 技术的发展和应

受到很大限制。基于半导体超晶格的量子级联激光器 (QCL) 是一个理想的固态 THz 源, 由于其具有小巧、价格低廉等特点而受到人们的广泛关注, 目前已取得了很大进展<sup>[2-3]</sup>。但相对于发展成熟的可见光及红外波段的半导体激光器而言, THz QCL 中的许多问题尚待深入研究, 其中之一便是单纵模激光

收稿日期: 2017-09-01; 收到修改稿日期: 2017-11-20

基金项目: 国家重点研发计划 (2013CB632805)、国家重大科学仪器设备开发专项 (2011YQ130018)、北京应用物理与计算数学研究所所长青年基金 (ZYSZ1518-16)

作者简介: 李鑫 (1993—), 女, 硕士研究生, 主要从事光通信技术与光波导理论的研究。E-mail: 16121623@bjtu.edu.cn

导师简介: 王健 (1963—), 男, 博士, 副教授, 主要从事光波导理论、光纤传感和光纤通信等方面的研究。

E-mail: jwang@bjtu.edu.cn (通信联系人)

器的研制。

在可见光及红外波段,人们常采用一阶和二阶分布反馈(DFB)光栅使半导体激光器实现单纵模激射。考虑到二阶光栅的周期较大,制作工艺相对简单,又能克服一阶光栅固有的模式简并问题,许多学者对二阶光栅 DFB 半导体激光器进行了深入的理论研究<sup>[4-8]</sup>,并在高功率宽条型激光器的实验上取得了很大进展<sup>[9-11]</sup>。

在 THz 波段,随着 THz QCL 的不断发展,一阶和二阶 DFB THz QCL 也相继出现<sup>[12-15]</sup>。由于 THz QCL 有源区的厚度比激射波长小得多,如果要把它激发的光尽量限制在有源区,波导结构就应不同于一般的半导体激光器。THz QCL 的波导有单面金属波导(也称半绝缘表面等离子体波导)和双面金属波导两种类型,它们都是通过金属表面形成的等离子体效应来对光场进行限制的<sup>[3]</sup>。因此,在这种波导上制作的 DFB 光栅的耦合特性也不同于一般的半导体激光器。目前,仅文献<sup>[14]</sup>对结构简单的双面金属波导二阶 DFB THz QCL 的光场、谐振频率等进行了理论研究,其他文献给出的多是实验结果,缺乏相对完整的理论分析和设计。为此,本文以单金属波导二阶 DFB THz QCL 为研究对象,基于耦合模理论,推导了耦合系数、阈值增益、光子密度分布和外微分量子效率等参数的计算公式,并根据这种激光器的结构计算耦合系数、阈值增益等典型参数,分析了光栅刻蚀深度、占空比及激光器端面反射率对器件性能的影响。

## 2 二阶 DFB THz QCL 耦合模理论

单金属波导 THz QCL 的典型结构由 5 层材料组成<sup>[16]</sup>,从下至上依次是半绝缘 GaAs 衬底、高掺杂浓度的 GaAs 下接触层、GaAs/AlGaAs 超晶格结构有源区、高掺杂浓度的 GaAs 上接触层和金属包层 Au。为了实现单纵模激射,可以在金属包层、上接触层和部分有源区上刻蚀二阶矩形 DFB 光栅,设光栅的周期为  $\Lambda$ ,空气槽的宽度为  $b$ ,光栅占空比  $\sigma = b/\Lambda$ ,如图 1 所示。

考虑到谐振腔波导内存在两个传播方向相反的耦合波和与之垂直的辐射波,波导内的电场  $E(x, z)$  为<sup>[4]</sup>

$$E(x, z) = [A(z)\exp(i\beta_B z) + B(z)\exp(-i\beta_B z)]\phi(x) + \Delta E(x, z), \quad (1)$$

式中: $A(z)$ 和  $B(z)$ 分别为沿  $z$ 轴正方向和负方向传播的波的振幅,它们为  $z$ 的缓变函数; $\beta_B = 2\pi/\Lambda$

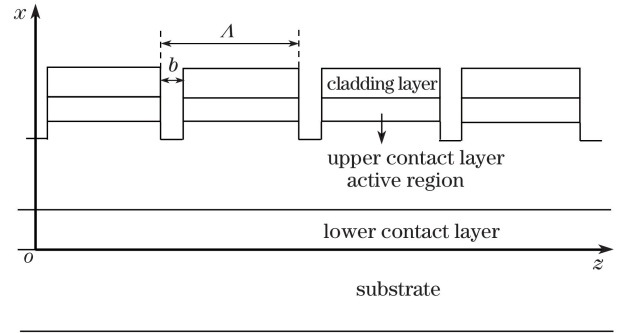


图 1 单金属波导二阶 DFB THz QCL 结构图

Fig. 1 Schematic of second-order DFB THz QCL of single-side metal waveguide

为布拉格波数; $\Delta E(x, z)$ 为辐射光场; $\phi(x)$ 为谐振腔的横向电场分布。 $\phi(x)$ 满足表达式

$$\frac{d^2 \phi(x)}{dx^2} + [k_0^2 n_0^2(x) - \beta^2] \phi(x) = 0, \quad (2)$$

式中: $k_0$ 为真空中的波数; $\beta$ 为传播常数; $n_0(x)$ 为栅区折射率的平均值,在金属层、上接触层和有源区时,分别用  $n_{0Au}$ 、 $n_{0c}$ 和  $n_{0a}$ 表示。栅区的折射率为

$$n(x, z) = n_0(x) + \Delta n(x, z), \quad (3)$$

式中  $\Delta n(x, z)$ 为周期函数,可以展开成傅里叶级数:

$$\Delta n(x, z) = -\Delta n \cdot \sum_{l \neq 0} \xi_l(x) \exp(i\beta_B lz), \quad (4)$$

式中: $\Delta n$ 为光栅刻蚀前折射率  $n_1$ 与刻蚀后折射率  $n_2$ 之差,在金属层、上接触层和有源区时,分别用  $\Delta n_{Au}$ 、 $\Delta n_c$ 和  $\Delta n_a$ 表示; $\xi_l$ 为傅里叶级数展开式中各项的系数; $l$ 为傅里叶级数展开式各项的序数。由于  $\Delta n(x, z) = \Delta n(x, -z)$ ,  $\xi_l = \xi_{-l}$ ,因此  $\xi_l$ 可写为

$$\xi_l = \frac{\sin(\pi l \sigma)}{\pi l}. \quad (5)$$

根据亥姆霍兹方程,并考虑到  $\Delta n(x, z) \ll n_0(x)$ ,

(1)式的电场满足

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n_0^2(x) - 2k_0^2 n_0 \Delta n \cdot \sum_{l \neq 0} \xi_l(x) \exp(i\beta_B lz) \right] \{ \phi(x) [A(z) \exp(i\beta_B z) + B(z) \exp(-i\beta_B z)] + \Delta E(x, z) \} = 0. \quad (6)$$

考虑光栅主要存在一阶、二阶衍射,且(6)式含有相同  $\exp(i\beta_B lz)$ (取  $l = 0, -1, 1$ )的各项分别相等,可得

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 n_0^2(x) \right] \Delta E(x, z) = 2k_0^2 n_0 \Delta n [\xi_1(x) B(z) + \xi_{-1}(x) A(z)] \phi(x), \quad (7)$$

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + 2i\beta_B \frac{\partial}{\partial z} - \beta_B^2 + k_0^2 n_0^2(x) \right] A(z) \phi(x) = 2k_0^2 n_0 \Delta n [\xi_2(x) B(z) \phi(x) + \xi_1(x) \Delta E(x, z)], \quad (8)$$

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} - 2i\beta_B \frac{\partial}{\partial z} - \beta_B^2 + k_0^2 n_0^2(x) \right] B(z) \phi(x) = 2k_0^2 n_0 \Delta n [\xi_{-1}(x) \Delta E(x, z) + \xi_{-2}(x) \phi(x) A(z)]. \quad (9)$$

(7)式可以通过格林函数法求解。(7)式对应的格林函数  $G(x, x')$  满足:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_0^2 n_0^2(x) \right] G(x, x') = \delta(x - x'), \quad (10)$$

式中  $\delta$  为狄拉克函数。

(10)式的解为<sup>[17]</sup>

$$G(x, x') = \frac{\exp[\pm iK_x(x - x')]}{2iK_x}, \quad (11)$$

式中:  $K_x = k_0 n_0(x)$ , 在金属层、上接触层和有源区, 分别用  $K_{Au}$ 、 $K_c$  和  $K_a$  表示; 当  $x > x'$  时(11)式取“+”, 当  $x < x'$  时(11)式取“-”。根据格林第二公式, 可以得到辐射光场  $\Delta E(x, z)$  的表达式为

$$\Delta E(x, z) = 2k_0^2 [A(z) + B(z)] \times \int n_0(x') \Delta n(x') G(x', x) \xi_1(x') \phi(x') dx'. \quad (12)$$

在(8)式和(9)式两边乘以  $\phi(x)$  的共轭  $\phi^*(x)$ , 然后对  $x$  积分, 并利用(2)式和(12)式, 可得  $A(z)$  和  $B(z)$  满足的耦合方程为

$$\frac{dA(z)}{dz} = (i\Delta\beta - \kappa_1)A(z) + i(\kappa_2 + i\kappa_1)B(z), \quad (13)$$

$$-\frac{dB(z)}{dz} = i(\kappa_2 + i\kappa_1)A(z) + (i\Delta\beta - \kappa_1)B(z), \quad (14)$$

式中:  $\Delta\beta = \beta - \beta_B$ ;  $\kappa_2$  为反馈耦合系数, 反映前向波与后向波之间耦合的强弱;  $\kappa_1$  为表面发射耦合系数, 反映表面辐射波的强弱。  $\kappa_2$ 、 $\kappa_1$  的表达式分别为

$$\kappa_2 = -\frac{k_0^2}{\beta_B} \cdot \frac{\int_{\text{gra}} n_0(x) \Delta n(x) \xi_2(x) |\phi(x)|^2 dx}{\int |\phi(x)|^2 dx}, \quad (15)$$

$$\kappa_1 = 2i \frac{k_0^4}{\beta_B} \cdot \frac{\int_{\text{gra}} n_0(x) \Delta n(x) \xi_1(x) \phi^*(x) dx \int_{\text{gra}} n_0(x') \Delta n(x') G(x', x) \xi_1(x') \phi(x') dx'}{\int |\phi(x)|^2 dx}, \quad (16)$$

(15)式和(16)式中积分的下标 gra 表示积分区域为栅区。对于矩形光栅,  $\kappa_2$  可化简为

$$\kappa_2 = -\frac{k_0^2}{2\pi\beta_B} (n_{0Au} \Delta n_{Au} \Gamma_{Au} + n_{0c} \Delta n_c \Gamma_c + n_{0a} \Delta n_a \Gamma_a) \sin(2\pi\sigma), \quad (17)$$

式中  $\Gamma_{Au}$ 、 $\Gamma_c$  和  $\Gamma_a$  分别为金属层、上接触层和有源区光栅部分的限制因子。

联立(13)式和(14)式, 可得  $A(z)$  和  $B(z)$  的通解分别为

$$A(z) = a_1 \exp(iqz) + a_2 \exp(-iqz), \quad (18)$$

$$B(z) = b_1 \exp(iqz) + b_2 \exp(-iqz), \quad (19)$$

式中  $a_1$ 、 $a_2$ 、 $b_1$ 、 $b_2$  为待定系数,  $q$  的表达式为

$$q = \sqrt{(\Delta\beta + i\kappa_1)^2 - (\kappa_2 + i\kappa_1)^2}. \quad (20)$$

把(18)、(19)式代入(13)、(14)式, 并利用等式两边  $\exp(iqz)$  和  $\exp(-iqz)$  前面的系数相等, 可将  $a_1$ 、 $a_2$ 、 $b_1$ 、 $b_2$  用  $A(0)$  和  $B(0)$  表示, 整理后可得:

$$\begin{bmatrix} A(z) \\ B(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(qz) - \frac{\gamma^2 + 1}{\gamma^2 - 1} i \sin(qz) & -\frac{2i\gamma}{\gamma^2 - 1} \sin(qz) \\ \frac{2i\gamma}{\gamma^2 - 1} \sin(qz) & \cos(qz) + \frac{\gamma^2 + 1}{\gamma^2 - 1} i \sin(qz) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A(0) \\ B(0) \end{bmatrix}, \quad (21)$$

其中,

$$\gamma = \frac{\kappa_2 + i\kappa_1}{q + \Delta\beta + i\kappa_1}. \quad (22)$$

若激光器两个端面的振幅反射系数分别为  $r_1$  和  $r_2$ , 激光器长度为  $L$ , 利用端面边界条件  $A(0) = r_1 B(0)$ ,  $B(L) = r_2 A(L)$ , 可得

$$\frac{(1 + r_1 \gamma)(1 + r_2 \gamma) \exp(-2iqL)}{(\gamma + r_1)(\gamma + r_2)} = 1. \quad (23)$$

这是一般情况下 DFB 激光器的光谐振条件。

若激光器的两个端面都镀有抗反膜, 则有  $r_1 = r_2 = 0$ , (23)式可简化为

$$\gamma^2 \exp(i2qL) = 1, \quad (24)$$

这是理想 DFB 激光器的光谐振条件。

根据(16)、(17)式求出  $\kappa_1$  和  $\kappa_2$ , 求解(23)式或(24)式, 即可解出  $\Delta\beta$  的实部和虚部, 通过进一步计算可得到谐振波长和阈值增益。此外, 在求出  $\Delta\beta$  的

基础上,又可通过(20)式和(22)式得到  $q$  和  $\gamma$ ,再利用(21)式可得到  $A(z)$  和  $B(z)$  的分布,接着可计算

出腔内光子密度  $P(z)$ 、表面发射外微分子效率  $\eta_{\text{surf}}$  和端面发射外微分子效率  $\eta_{\text{m}}$ <sup>[7-8]</sup>:

$$P(z) \propto |A(z)|^2 + |B(z)|^2, \quad (25)$$

$$\eta_{\text{surf}} = \frac{2\kappa_1 \int_0^L |A(z) + B(z)|^2 dz}{\Gamma g_{\text{th}} \int_0^L [|A(z)|^2 + |B(z)|^2] dz}, \quad (26)$$

$$\eta_{\text{m}} = \frac{(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_i) \int_0^L [|A(z)|^2 + |B(z)|^2] dz - 2\kappa_1 \int_0^L |A(z) + B(z)|^2 dz}{\Gamma g_{\text{th}} \int_0^L [|A(z)|^2 + |B(z)|^2] dz}, \quad (27)$$

式中  $g_{\text{th}}$  为激光器的阈值增益,  $\alpha_i$  为激光器的传输损耗。

应该指出,实际的 THz QCL 在横向上是一个二维结构,而上述耦合模理论采用了一维简化模型,这种近似难免会对计算结果产生一定影响,但考虑到单面金属波导 THz QCL 的典型宽度为  $150 \mu\text{m}$ ,而谐振腔中的波长小于  $30 \mu\text{m}$ ,因此这种近似对计算结果不会有太大的影响。

### 3 数值计算及分析

根据第 2 节的基本理论可分析单面金属波导二阶 DFB THz QCL 的相关特性,所用参数如表 1 所示<sup>[18]</sup>。通过有限元法求解(2)式,可得到谐振波长为  $100 \mu\text{m}$  时,谐振腔横基模有效折射率的实部为 3.6446,由此得到二阶 DFB 光栅的周期  $\Lambda = 27.4379 \mu\text{m}$ 。

表 1 THz QCL 的电磁参数

Table 1 Electromagnetic parameters of THz QCL

Parameter	Value
Metal cladding refractive index $n_{\text{Au}}$	245.0325+360.5099i
Active region refractive index $n_{\text{a}}$	3.5639-0.03i
Contact layer refractive index $n_{\text{c}}$	3.8657+23.0439i
Substrate refractive index $n_{\text{s}}$	3.6635+0.0011i
Metal cladding thickness $d_{\text{Au}}/\mu\text{m}$	0.25
Upper contact layer thickness $d_{\text{uc}}/\mu\text{m}$	0.2
Active region thickness $d_{\text{a}}/\mu\text{m}$	14
Lower contact layer thickness $d_{\text{lc}}/\mu\text{m}$	0.8
Substrate thickness $d_{\text{s}}/\mu\text{m}$	200
Vacuum Bragg wavelength $\lambda_{\text{B}}/\mu\text{m}$	100
Waveguide loss $\alpha_i/\text{cm}^{-1}$	6.52

计算光栅的占空比  $\sigma$  已知时的  $n_0(x)$ ,再根据有源区刻蚀深度  $d_i$  求解(2)式得到谐振腔横基模的场分布  $\phi(x)$  和传播常数  $\beta$ ,根据(5)、(16)、(17)式计算出耦合系数  $\kappa_1$  和  $\kappa_2$ 。考虑到光场  $\phi(x)$

在金属包层和上接触层中的值很小,若仅在这两层上刻蚀光栅,得到的  $\kappa_2$  和  $\kappa_1$  很小,为此选择光栅刻蚀深度超过金属包层和上接触层,深入到有源区(如图 1 所示),但又不能太深,以免对有源区的光场分布产生较大影响,为此在计算时设光栅在有源区的刻蚀深度不超过有源区厚度的 5%,即  $0.7 \mu\text{m}$ 。另外,为了把光场有效地限制在有源区,光栅的占空比也不能过大,根据以往研究的经验<sup>[12-15]</sup>,占空比一般小于 25%,但为了更清楚地了解耦合系数等参数随占空比的变化规律,在计算时把占空比放大到 40%。

#### 3.1 耦合系数

由于波导各层的折射率均为复数,求出的反馈耦合系数  $\kappa_2$  和表面发射耦合系数  $\kappa_1$  也为复数,且  $\kappa_2$  的虚部比实部小 2 个数量级,  $\kappa_1$  的虚部比实部小 1 个数量级,因此在精度要求不高的情况下,可忽略耦合系数的虚部,认为  $\kappa_2$  和  $\kappa_1$  都为实数。图 2(a)给出了  $d_i = 0.6 \mu\text{m}$  时,  $\kappa_2$  和  $\kappa_1$  随  $\sigma$  的变化情况,可以看出,随  $\sigma$  的增加,  $\kappa_1$  一直单调增大,而  $\kappa_2$  则是先增大后减小,并在  $\sigma = 0.225$  处具有最大值,这与通信波段二阶光栅激光器中相应的规律相似<sup>[8,19]</sup>。图 2(b)给出了  $\sigma = 0.15$  时,  $\kappa_2$  和  $\kappa_1$  随  $d_i$  的变化关系,可以看出,随着  $d_i$  增加,  $\kappa_2$  和  $\kappa_1$  都线性增大,这是因为刻蚀越深,光栅产生的反馈也越强。

#### 3.2 阈值增益分析

端面的反射率不同,阈值增益也不同。这里讨论两种端面情况:1)两个端面都镀有抗反膜,  $r_1 = r_2 = r = 0$ ;2)以自然解理面为端面,  $r_1 = r_2 = r = 0.565$ 。求出  $\kappa_2$  和  $\kappa_1$  后,对情况 1)求解(24)式,对情况 2)求解(23)式,可解出  $\Delta\beta$  的实部和虚部。因  $\Delta\beta = \Delta\beta_0 - i g_{\text{eff}}/2$ ,其中实部  $\Delta\beta_0 = (2\pi/\lambda - 2\pi/\lambda_{\text{B}}) n_{\text{eff}}$  为激光波长  $\lambda$  相对于布拉格真空波长  $\lambda_{\text{B}}$  的失谐量,  $n_{\text{eff}}$  为模式的有效折射率,可见通过  $\Delta\beta$  的实部可计

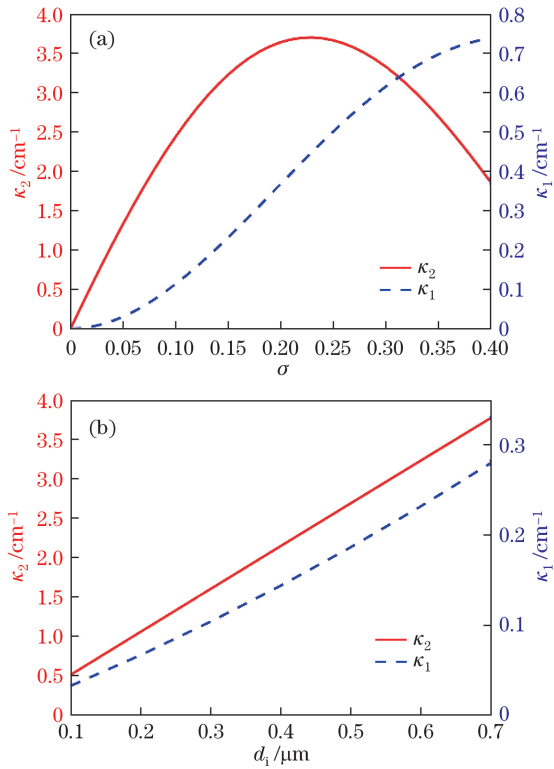


图2 耦合系数  $\kappa_1$ 、 $\kappa_2$  随(a)占空比  $\sigma$  和 (b)有源区刻蚀深度  $d_i$  的变化

Fig. 2 Variation of coupling coefficient  $\kappa_1$ ,  $\kappa_2$  with (a) duty cycle  $\sigma$  and (b) grating depth  $d_i$  in active region

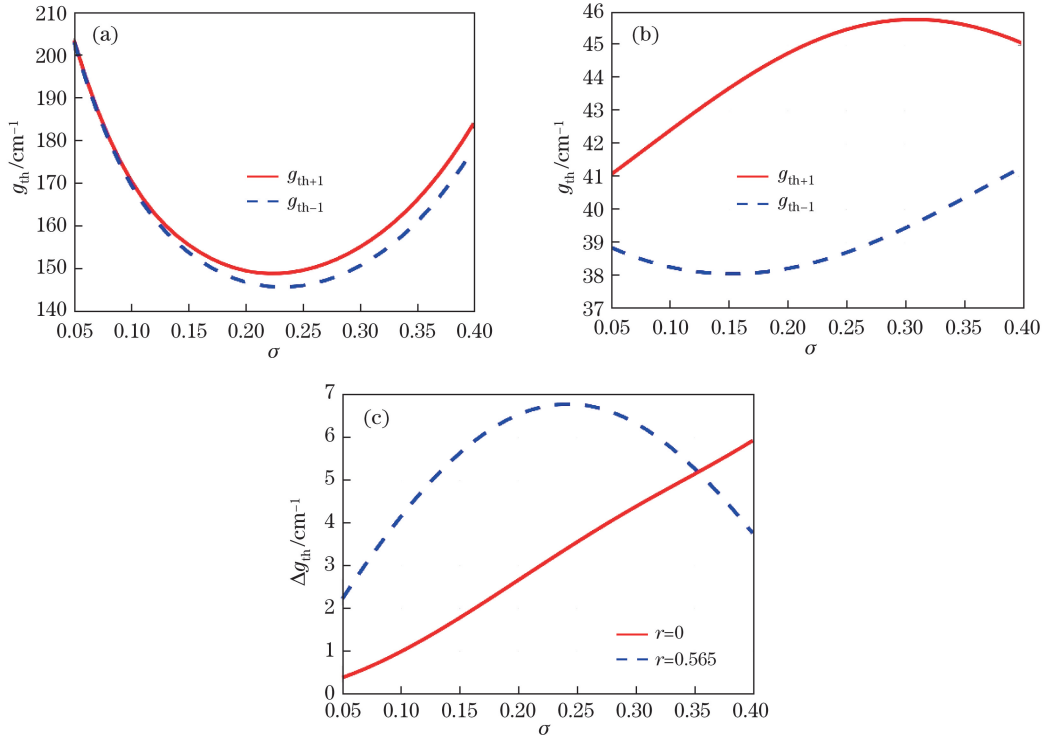


图3 (a)  $r=0$  和(b)  $r=0.565$  时, 阈值增益  $g_{th}$  随占空比  $\sigma$  的变化情况; (c) 不同端面时, 阈值增益差  $\Delta g_{th}$  随占空比  $\sigma$  的变化  
Fig. 3 Variation of threshold gain  $g_{th}$  with duty cycle  $\sigma$  when (a)  $r=0$  and (b)  $r=0.565$ ;  
(c) variation of threshold gain difference  $\Delta g_{th}$  with duty cycle  $\sigma$  in different end faces

算出激光波长  $\lambda$ 。  $\Delta\beta$  的虚部为模式的有效阈值增益  $g_{eff}$  的  $-\frac{1}{2}$ , 而  $g_{eff} = \Gamma g_{th} - \alpha_i$ , 在给出  $\alpha_i$  的条件下, 可根据  $g_{eff}$  求出激光器的阈值增益  $g_{th}$ 。

图 3(a)、(b) 给出了  $d_i = 0.6 \mu\text{m}$  时, 在激光器两端面反射率不同情况下  $\pm 1$  阶模阈值增益随占空比的变化。在  $r=0$  时, 光反馈仅由光栅提供, 阈值增益仅与耦合系数有关, 并在耦合系数最大时, 阈值增益最小, 图 3(a) 中的曲线正好反映了这一规律。但在  $r=0.565$  时, 光反馈由光栅和端面反射共同提供, 且端面反射起主要作用。因此, 图 3(b) 表现出与图 3(a) 完全不同的规律, 且阈值增益也较小。

为了更清楚地观察  $\pm 1$  阶模阈值增益的差别, 图 3(c) 给出了上述两种情况下,  $\pm 1$  阶模阈值增益差  $\Delta g_{th}$  随  $\sigma$  的变化。可以看出: 当  $r=0$  时,  $\Delta g_{th}$  随着  $\sigma$  的增大而单调增大, 这和  $\Delta g_{th}$  与表面发射系数  $\kappa_1$  成正比的结论一致<sup>[7]</sup>; 当  $r=0.565$  时, 随着  $\sigma$  增大,  $\Delta g_{th}$  先增大后减小, 并在  $\sigma=0.25$  附近时达到最大值, 这说明存在端面反射的情况下,  $\Delta g_{th}$  主要与反馈耦合系数  $\kappa_2$  有关,  $\kappa_2$  越大,  $\Delta g_{th}$  也越大。

综上所述,  $r=0.565$  时的阈值增益更小, 而阈值增益差却较大, 因此存在端面反射率的激光器更容易实现单模激光, 为此下文仅讨论这种情况。

### 3.3 光子密度

光子密度沿腔长的分布是一个重要问题,均匀的光子密度分布可以减少空间烧孔效应的产生。在解出  $\Delta\beta$  后,可通过(20)、(22)式得到  $q$  和  $\gamma$ ,再利用(21)式可得到  $A(z)$  和  $B(z)$  的分布,接着利用(25)式即可以计算出腔内的光子密度  $P(z)$ 。

图 4(a)和图 4(b)分别给出了占空比和有源区刻蚀深度不同时光子密度沿腔长的分布。在法布里-珀罗腔激光器(相当于无光栅情况)中,光子密度在腔的中间小,端面大;在图 4 所示的二阶 DFB 谐振腔中,光子密度的分布随  $\sigma$  和  $d_i$  而变化,当  $\sigma$  和  $d_i$  较大时,腔中间的光子密度较大。结合图 2 和图 4 可以发现,反馈耦合系数越大,腔内的光子密度也越大,当  $\sigma=0.25$  时,反馈耦合系数达到最大值,腔内光子密度也接近最大值。通过综合考虑,当  $\sigma=0.15$ 、有源区刻蚀深度为  $0.5 \mu\text{m}$  时,光子密度在腔中的分布相对均匀,可避免空间烧孔效应的产生。

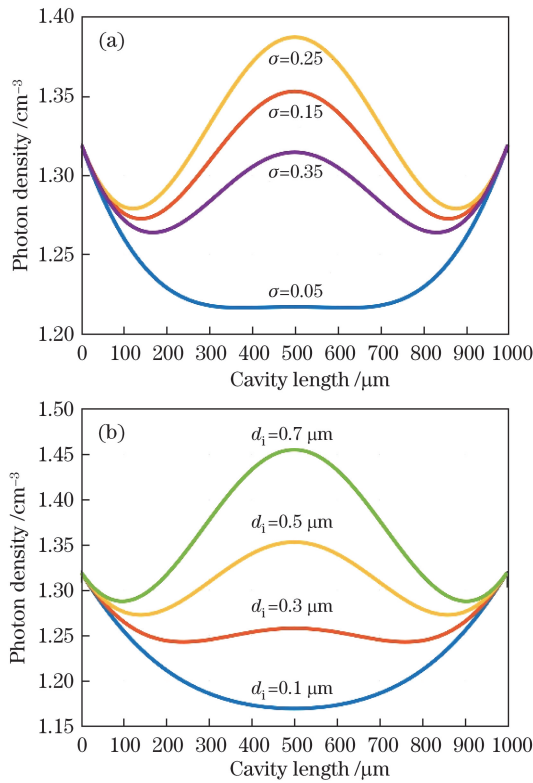


图 4 (a)占空比  $\sigma$  和(b)有源区刻蚀深度  $d_i$  不同时,光子密度沿激光器腔的分布

Fig. 4 Photon density distribution along the laser cavity in different (a) duty cycles  $\sigma$  and (b) grating depths  $d_i$  in active region

### 3.4 外微分子量子效率

外微分子量子效率为激光器辐射光功率与有源区内激发的光功率之比,是半导体激光器的基本参数

之一,反映了谐振腔的性质。通过(26)、(27)式可求出光栅参数不同时表面和端面发射的外微分子量子效率  $\eta_{\text{surf}}$  和  $\eta_m$ 。

图 5 给出了  $\eta_{\text{surf}}$  和  $\eta_m$  随占空比  $\sigma$  和有源区刻蚀深度  $d_i$  的变化。由图 5 可知,  $\eta_{\text{surf}}$  随  $\sigma$  和  $d_i$  的增大而增大,  $\eta_m$  随  $\sigma$  和  $d_i$  的增大而减小。这是因为随着  $\sigma$  和  $d_i$  增加,表面发射耦合系数  $\kappa_1$  不断增大,表面辐射逐渐增加,  $\eta_{\text{surf}}$  不断增大。表面辐射的增加使端面辐射在激发的总光功率中所占份额变小,故  $\eta_m$  变小。从图 5 中还可以看出:  $\eta_m$  总是大于  $\eta_{\text{surf}}$ , 所以二阶 DFB THz QCL 的大部分功率从两个端面出射。

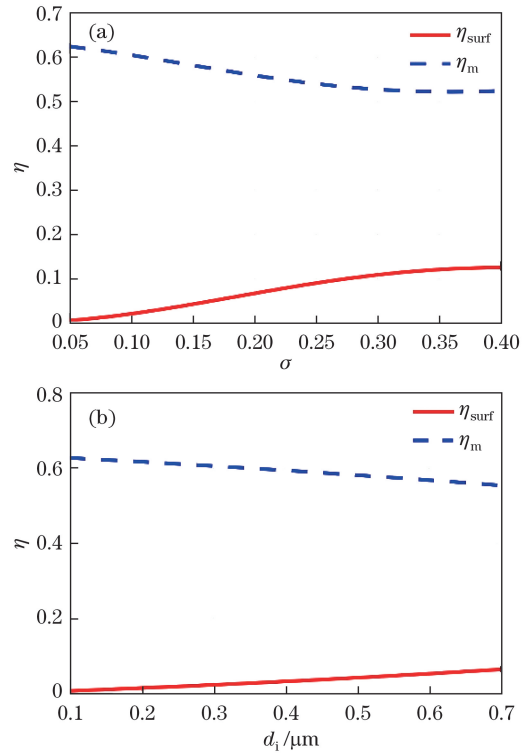


图 5 端面发射和表面发射的外微分子量子效率  $\eta$  随 (a)占空比  $\sigma$  和(b)有源区刻蚀深度  $d_i$  的变化

Fig. 5 Variation of external differential quantum efficiency  $\eta$  of end-emitting and surface-emitting with (a) duty cycle  $\sigma$  and (b) grating depth  $d_i$  in active region

由以上的数值计算及分析可以看出,对于单面金属波导 THz QCL 的谐振腔,当有源区刻蚀深度为  $0.5 \mu\text{m}$ 、占空比  $\sigma=0.15$ 、端面反射率  $r=0.565$  时,激光模式的阈值增益较小,且  $\pm 1$  阶模之间的阈值增益差较大,容易实现单模激射,此时光子密度在腔内的分布较均匀,表面和端面发射外微分子量子效率约为 4% 和 58%。

## 4 结 论

以单金属波导面发射 THz QCL 为研究对象,

基于耦合模理论推导出了用于计算耦合系数、阈值增益、光子密度分布、外微分量子效率等参数的基本公式。通过数值计算详细分析了光栅的刻蚀深度、占空比及激光器的端面反射率对器件性能的影响,并且得到了激光器的优化结构。所研究的谐振腔和光栅由复折射率材料构成,且在计算耦合系数时不作任何近似。因此,本研究的理论和公式不仅可分析面发射 THz QCL,还可分析常规波段由复折射率材料构成的二阶 DFB 半导体激光器,具有较好的普适性。

## 参 考 文 献

- [1] Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology[J]. Nature Photonics, 2007, 1(2): 97-105.
- [2] Köhler R, Tredicucci A, Beltram F, *et al.* Terahertz semiconductor-heterostructure laser[J]. Nature, 2002, 417(6885): 156-159.
- [3] Williams B S. Terahertz quantum-cascade lasers[J]. Nature Photonics, 2007, 1(9): 517-525.
- [4] Kazarinov R F, Henry C H. Second-order distributed feedback lasers with mode selection provided by first-order radiation losses[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1985, 21(2): 144-150.
- [5] Shams-Zadeh-Amiri A M, Hong J, Li X, *et al.* Second- and higher order resonant gratings with gain or loss-Part I: Green's function analysis[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2000, 36(12): 1421-1430.
- [6] Shams-Zadeh-Amiri A M, Hong J, Li X, *et al.* Second- and higher order resonant gratings with gain or loss-Part II: Designing complex-coupled DFB lasers with second-order gratings[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2000, 36(12): 1431-1437.
- [7] Glinski J, Makino T. Yield analysis of second-order DSM DFB lasers and implications for design[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1987, 23(6): 849-859.
- [8] Ye S J, Qin L, Qi X D, *et al.* Emission characteristics of second-order distributed feedback semiconductor lasers[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(9): 2371-2375.  
叶淑娟, 秦莉, 戚晓东, 等. 二阶光栅分布反馈半导体激光器的出光特性[J]. 中国激光, 2010, 37(9): 2371-2375.
- [9] Schultz C M, Crump P, Wenzel H, *et al.* Narrow vertical far-field 975-nm broad-area DFB lasers for wide temperature range operation[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2009, 21(9): 593-595.
- [10] Shi J X, Qin L, Ye S J, *et al.* A 927 nm distributed feedback laser with surface second-order metal grating[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2011, 22(10): 1488-1491.  
仕均秀, 秦莉, 叶淑娟, 等. 具有表面二阶金属光栅的 927 nm 分布反馈半导体激光器的研制[J]. 光电子 • 激光, 2011, 22(10): 1488-1491.
- [11] Wang Q, Guo J J, Chen W, *et al.* Widely tunable distributed feedback semiconductor lasers with constant power and narrow linewidth[J]. Chinese Journal of Lasers, 2017, 44(1): 0101004.  
王琪, 郭锦锦, 陈伟, 等. 功率稳定且波长可调谐的窄线宽分布式反馈半导体激光器[J]. 中国激光, 2017, 44(1): 0101004.
- [12] Mahler L, Köhler R, Tredicucci A, *et al.* Single-mode operation of terahertz quantum cascade lasers with distributed feedback resonators[J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(26): 5446-5448.
- [13] Demichel O, Mahler L, Losco T, *et al.* Surface plasmon photonic structures in terahertz quantum cascade lasers[J]. Optics Express, 2006, 14(12): 5335-5345.
- [14] 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.
- [15] Wang T, Liu J Q, Liu F Q, *et al.* Tri-channel single-mode terahertz quantum cascade laser[J]. Optics Letters, 2014, 39(23): 6612-6615.
- [16] Li Y, Wang J, Yang N, *et al.* The output power and beam divergence behaviors of tapered terahertz quantum cascade lasers[J]. Optics Express, 2013, 21(13): 15998-16006.
- [17] Pan Z C. A course in method of mathematical physics[M]. Tianjin: Nankai University Press, 1993: 591-596.  
潘忠诚. 数学物理方法教程[M]. 天津: 南开大学出版社, 1993: 591-596.
- [18] Wang J, Wu W D, Zhang X L, *et al.* Analysis of terahertz quantum cascade laser beam[J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2012, 29(1): 127-132.  
王健, 吴卫东, 章小丽, 等. 太赫兹量子级联激光器光束特性分析[J]. 计算物理, 2012, 29(1): 127-132.
- [19] Bai Y F, Fan J, Zou Y G, *et al.* Fabrication of gratings used in 976 nm distributed feedback lasers based on laser interference lithography[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2017, 54(12): 120501.  
白云峰, 范杰, 邹永刚, 等. 激光干涉光刻制备 976 nm 分布反馈式激光器光栅[J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(12): 120501.