

AlInGaAs 垂直谐振腔顶面发射半导体激光器横向温度效应的解析热模型及其表征^{*}

吴 坚

(北京航空航天大学理学院物理系, 北京 100083)

(2006 年 2 月 11 日收到, 2006 年 3 月 28 日收到修改稿)

依据增益导波垂直谐振腔顶面发射半导体激光器热区特点与室温连续波运行条件建立了一个优化的全解析热模型, 对 AlInGaAs/AlGaAs 垂直谐振腔激光器的横向温度效应进行了详细的解析计算分析, 其完全的解析表达展示了更加清晰的横向热场物理图像, 对于器件内部热场变化规律的理论预期与实验结果完全符合. 该解析模型及其结果对于研究热稳态下的垂直谐振腔激光器热动力学特性, 优化器件结构和控制激光器的阈值电流与功率温度饱和效应, 特别是二维面阵器件中的横向热叠加效应提供了一个有用的工具.

关键词: 半导体面发射激光器, 热效应, 解析计算模型.

PACC: 4260B, 4400, 0270

1. 引 言

垂直谐振腔面发射半导体激光器(VCSEL)由于具有许多本征的优点已经成为当今最有希望的新一代半导体激光器之一. 这种激光器在多通道并行光信息处理、自由空间光信息交换、光通信以及在作为新型激光抽运源等应用领域正在获得极大的发展^[1-7]. 然而到目前为止, 在发展低阈值、高功率和温度稳定运行的 VCSEL 激光器方面仍然存在一些关键的问题, 其中一个主要瓶颈是其内部比边发射半导体激光器更为严重的热效应. 这种热效应包括了激光激活区内由于声子等非辐射过程引起的本征热效应和两个布拉格反射镜(DBR)的多层介质引起的电阻抗热效应. 由于轴向的热流扩散, 其阻抗发热导致了激光激活区的进一步温升, 从而使谐振腔模式可获得的增益产生严重的光谱漂移和下降, 导致器件阈值上升和输出功率下降. 由于存在横向热流扩散与叠加效应, 这种情形对于二维面阵 VCSEL 激光器表现的更为严重. 虽然到目前为止一些新的技术在很大程度上已经改进了 VCSEL 激光器的电光转换效率并因此降低了热效应, 如嵌入式限流孔技术和增益光谱漂移控制技术^[8-10], 但是, 由于

VCSEL 激光器的特性对温度的本征敏感性, 因此通过仔细研究而准确地掌握 VCSEL 器件内部的热物理机理, 从而降低器件的阈值、提高输出功率和发展温度稳定运行的 VCSEL 激光器件仍然是一项很重要的工作.

虽然关于 VCSEL 激光器热特性的理论和实验研究国内外已经有很多的研究文章, 但是在运用完全的解析模型分析 VCSEL 激光器的热效应方面却只有少数的研究文章^[11-13]. 由于复杂的条件造成的解析计算的困难, 这些计算模型或者将所有的热源简化为一个内部的中心热源、或者忽略热源内部的热流分布和因此的温度变化, 只研究热源以外的热阻变化, 其结果必然导致对于 VCSEL 激光器内部热效应的较大分析误差. 另外, 这些前期的理论研究工作也缺少与实验测量结果的对比较证.

本文从垂直谐振腔顶面发射半导体激光器热区分布特点与边界条件出发, 建立了一个优化的全解析热模型, 该模型以 AlInGaAs/AlGaAs 增益导波垂直谐振腔顶面发射激光器为研究对象, 将热源分为几个主要组成部分, 对热源内外的温度效应进行了详细的计算分析并获得了充分的解析表达, 从而展示了更为清晰的横向热场物理图像, 其对于器件内部热场变化规律的理论预期也与实验测量结果完全符

^{*} 国家教育部留学回国人员科研启动基金(批准号: 373155)资助的课题.

合. 这为优化器件的结构和控制激光器的温度饱和效应, 进一步研究二维面阵器件中的横向热叠加效应提供了一个有用的研究途径.

2. 计算模型

垂直谐振腔面发射半导体激光器的热源主要来自以下热发生区: 1) 包括由于量子阱内复合载流子引起的非辐射复合过程与声子辐射引起的激光激活区加热; 2) 由于高串联阻抗引起的 p 型和 n 型 DBR 布拉格多层反射腔镜结构引起的发热效应. 这些热源具有旋转轴对称分布特点, 而且沿光轴方向以激活区为中心对称分布, 如图 1 所示. 其中假设所有热源的横向有效尺寸与载流子注入孔径大小近似相等, VCSEL 芯片与其衬底的厚度分别为 $z = H$, $z = H_1$, 谐振腔的有效长度为 L . 其他假设包括:

1) 在热源区内, 热流在垂直于谐振腔轴 z 的方向均匀分布.

2) 热流的扩散发生在一个三维有限长的圆柱形或圆盘形芯片区域内, 芯片边缘远离热源区(或发光区), 即 $R_a \gg r_0$.

3) 横向热扩散为轴对称分布, 即温度或热阻在垂直于腔轴 z 方向的变化只是半径 r 的函数, 与坐标 ϕ 无关.

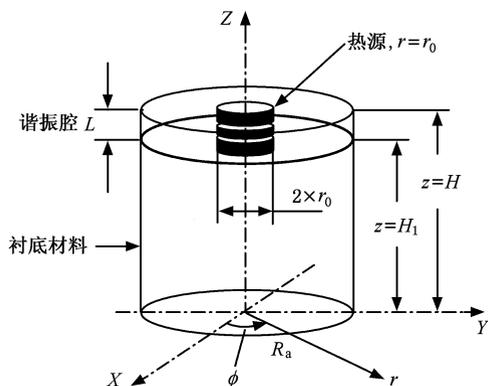


图 1 VCSEL 芯片热源与三维热流分布的解析模型示意图

对于热流分布的计算分为有源区和无源区. 首先考虑沿光轴 z 方向, 含有全部热源区($H_1 < z \leq H$)的区域温度为 $T_1(r, z)$, 而无源区($0 \leq z \leq H_1$)的温度为 $T_2(r, z)$. 然后将区域 $H_1 < z \leq H$ 沿垂直于光轴方向(横向)进一步细分为热源区($0 < r \leq r_0$)和无源区($r_0 < r \leq R_a$), 其温度分别表示为 $T'_1(r, z)$ 和 $T''_1(r, z)$, 相关的边界条件如下:

1) 芯片底面($z = 0$)温度保持恒定, 例如, 与环境温度一致(可以通过热沉控制技术实现).

2) 芯片边缘($r = R_a$)温度近似等于环境温度(可以通过边接触热沉控制).

3) 芯片顶面($z = H$)与自由对流的空气层相接触. 由于与热流向底面的热沉降传导速率相比较, 顶面与空气的自然热对流和热辐射引起的热量损耗为 z 的慢变函数, 因此, 可以近似认为器件顶面是一个与空气层隔离的绝热墙, 即忽略在该界面由于自然热对流和热辐射引起的热能损失, $T_1(r, H) = \text{const}$.

4) 沿 z 轴方向, 在热源区与无源区的界面($z = H_1$), 温度是连续的并沿横向(半径 r 方向)变化, 为 $T(r, H_1)$.

5) 在横向热源区与无源区界面($r = r_0$), 温度沿半径 r 方向也是连续的.

为了数学处理方便, 使用基于边界温度的相对温度值, 则上述边界条件的数学表达如下:

$$\begin{aligned} \Delta T_2(r, z) \Big|_{z=0} &= 0, \\ \frac{\partial \Delta T_1(r, z)}{\partial z} \Big|_{z=H} &= 0, \\ \Delta T_1(r, z) \Big|_{z=H_1} &= \Delta T_2(r, z) \Big|_{z=H_1}, \\ \Delta T_{1,2}(r, z) \Big|_{r=R_a} &= 0, \\ \Delta T'_1(r, z) \Big|_{r=r_0} &= \Delta T''_1(r, z) \Big|_{r=r_0}, \\ \frac{\partial \Delta T'_1(r, z)}{\partial r} \Big|_{r=r_0} &= \frac{\partial \Delta T''_1(r, z)}{\partial r} \Big|_{r=r_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\Delta T_{1,2}$ 表示 VCSEL 器件内部温度与边界温度比较的相对温度值.

基于以上模型的柱坐标一般 3D 稳态热传导方程可以写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Delta T}{\partial z^2} = \frac{\dot{q}}{\kappa_s(x, T)}, \quad (2)$$

其中 \dot{q} 是单位体积来自所有热源的总热能发生速率, $\kappa_s(x, T)$ 是与温度和 AlAs 组分有关的 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 热传导率^[14], 在这里假定它具有与 GaAs 相同的变化形式, 即^[14]

$$\kappa_s(x, T) = \kappa_a(x) \left(\frac{300}{T} \right)^{5/4} \text{ W/m} \cdot \text{K}, \quad (3)$$

其中 $\kappa_a(x)$ 是 $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 在室温下的热传导系数. 室温下 AlAs-GaAs 层的平均热传导系数实验值为 $0.28 \text{ W/cm} \cdot \text{K}$ ^[15]. 由于一般情况下热导率与温度的变化有关, 方程(2)为非线性方程和难以获得精确的解

析解.因此,必须将方程转换为标准的线性方程形式.利用 Nakwaski 近似^[14],转换后的线性热传导方程可以写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta T_s}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Delta T_s}{\partial z^2} = \frac{\dot{q}}{\kappa_a(x)}, \quad (4)$$

其中实际温度 ΔT 与转换后的温度 ΔT_s 之间的关系可由下式描述:

$$\Delta T(r, z) = T_a \left\{ \left[1 - \frac{\Delta T_s(r, z)}{4T_a} \right]^{-4} - 1 \right\}, \quad (5)$$

T_a 为边界温度.转换后所有的边界条件保持不变.计算可以分为以下区域进行:

1) 区域 $0 \leq z \leq H_1$ $0 < r \leq R_a$ 的温度场分布

由于该区域没有内部热源,因此,方程(4)可以写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta T_{2s}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Delta T_{2s}}{\partial z^2} = 0. \quad (6)$$

满足边界条件的通解为

$$\Delta T_{2s}(r, z) = \sum_{n=1}^{\infty} [B_n \sin(\lambda'_n z)] J_0(\lambda'_n r), \quad (7)$$

其中, λ'_n 是满足边界条件 $\Delta T_{1,2}(r, z)|_{r=R_a} = 0$, 即使 $J_0(\lambda'_n R_a) = 0$ 的特殊系数. B_n 为系数. $J_0(\lambda'_n r)$ 表示零阶一类贝塞尔函数.

2) 区域 $H_1 < z \leq H$ $0 < r \leq R_a$ 的温度场分布

该区域分为有源区 $0 < r \leq r_0$ 和无源区 $r_0 < r \leq R_a$. 热传导方程可以归纳为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Delta T_{1s}}{\partial z^2} = \begin{cases} -\frac{\dot{q}}{\kappa_a(x)}, & 0 < r \leq r_0, \\ 0, & r_0 < r \leq R_a, \end{cases} \quad (8)$$

其中 $\Delta T_{1s}(r, z)$ 为区域 $H_1 < z \leq H$ 的温度,也是影响 VCSEL 器件工作的主要温度区.考虑对于 VCSEL 器件的横向温度效应起主要作用的是在谐振腔范围内沿腔轴 z 方向的平均温度,这在研究 VCSEL 二维面阵器件的横向热叠加效应时具有特别的意义,因此,定义这个平均温度为

$$\Delta T_{1s}(r) = \frac{1}{L} \int_{H_1}^H \Delta T_{1s}(r, z) dz. \quad (9)$$

为了获得平均温度值 $\Delta T_{1s}(r)$,在整个谐振腔区 L 范围对方程(8)两边取积分,其结果为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial r} \right) + \frac{1}{L} \left(\frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial z} \Big|_{z=H} - \frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial z} \Big|_{z=H_1} \right)$$

$$= \begin{cases} -\frac{\dot{q}}{\kappa_a(x)}, & 0 < r \leq r_0, \\ 0, & r_0 < r \leq R_s, \end{cases} \quad (10)$$

其中,由边界条件可知

$$\frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0. \quad (11)$$

考虑到在区域 $0 \leq z \leq H_1$ 和 $H_1 < z \leq H$ 的界面 $z = H_1$ 具有温度连续性,可以获得以下关系:

$$\frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial z} \Big|_{z=H_1} = \frac{\partial \Delta T_{2s}}{\partial z} \Big|_{z=H_1} = \sum_{n=1}^{\infty} [B_n \lambda'_n \times \cos(\lambda'_n H_1)] J_0(\lambda'_n r), \quad (12)$$

因此,方程(10)可以写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta T_{1s}}{\partial r} \right) - \frac{1}{L} \sum_{n=1}^{\infty} [B_n \lambda'_n \cos(\lambda'_n H_1)] J_0(\lambda'_n r) = \begin{cases} -\frac{\dot{q}}{\kappa_a(x)}, & 0 < r \leq r_0, \\ 0, & r_0 < r \leq R_s, \end{cases} \quad (13)$$

方程(13)满足边界条件的通解为

$$\Delta T_{1s}(r) = -\frac{1}{L} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \left[\frac{B_n}{\lambda'_n} \cos(\lambda'_n H_1) \right] \times J_0(\lambda'_n r) \right\} + f(r), \quad r_0 < r \leq R_s \quad (14)$$

其中,函数 $f(r)$ 等于

$$f(r) = \frac{\dot{q} r_0^2}{4\kappa_a(x)} \times \begin{cases} -2 \ln \frac{r_0}{R_s} + 1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2, & 0 < r \leq r_0, \\ -2 \ln \frac{r}{R_s}, & r_0 < r \leq R_s. \end{cases} \quad (15)$$

系数 B_n 的确定可以通过取以下的近似获得:

$$\Delta T_{1s}(r) \cong \Delta T_{2s}(r, H_1), \quad (16)$$

即认为界面 $z = H_1$ 的温度等于谐振腔区域 $H_1 < z \leq H$ 的平均温度 $\Delta T_{1s}(r)$.这是因为谐振腔沿 z 轴的热区范围 L 与衬底厚度 $z = H_1$ 相比较很小,典型值为 $L/H_1 < 0.1$,因此,在谐振腔区域 $H_1 < z \leq H$ 沿轴向 z 的温度变化并不显著.将结果(7)(14)代入方程(16),得到系数 B_n 的详细表达式如下:

$$B_n = \frac{2\dot{q} r_0 L}{\kappa_a(x) R_s^2} \cdot \frac{1}{\lambda_n^2} \cdot \frac{1}{\cos(\lambda'_n H_1) + L \lambda'_n \sin(\lambda_n H_1)}$$

$$\frac{J_1(\lambda'_n r_0)}{J_1^2(\lambda'_n R_s)} \quad (17)$$

其中 $J_1(\lambda'_n r)$ 是以半径 r 为自变量的一阶一类贝塞尔函数. 因此, 在芯片衬底区域, $0 \leq z \leq H_1$, $0 < r \leq R_s$, 其温度的解析解为

$$\Delta T_{2s}(r, z) = \frac{2\dot{q} r_0 L}{\kappa_a(x) R_s^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{1}{\lambda_n'^2} \cdot \frac{\sinh(\lambda'_n z)}{\cosh(\lambda'_n H_1) + L\lambda'_n \sinh(\lambda_n H_1)} \cdot \frac{J_1(\lambda'_n r_0) \cdot J_0(\lambda'_n r)}{J_1^2(\lambda'_n R_s)} \right], \quad (18)$$

而沿 z 轴方向在谐振腔范围 $H_1 < z \leq H$ 的平均温度为

$$\Delta T_{1s}(r) = \frac{2\dot{q} r_0 L}{\kappa_a(x) R_s^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{1}{\lambda_n'^2} \cdot \frac{\sinh(\lambda'_n H_1)}{\cosh(\lambda'_n H_1) + L\lambda'_n \sinh(\lambda_n H_1)} \cdot \frac{J_1(\lambda'_n r_0) \cdot J_0(\lambda'_n r)}{J_1^2(\lambda'_n R_s)} \right\} \quad (19)$$

为了分析方便, 常常可以使用基于器件中心温度的归一化温度值描述横向温度效应. 由于在界面 $z = H_1$ 或区域 $H_1 < z \leq H$, 中心温度可以写为

$$\Delta T_{2s}(0, H_1) = \Delta T_{1s}(0) = \frac{2\dot{q} r_0 L}{\kappa_a(x) R_s^2} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{\lambda_n'^2} \cdot \frac{\sinh(\lambda'_n H_1)}{\cosh(\lambda'_n H_1) + L\lambda'_n \sinh(\lambda_n H_1)} \cdot \frac{J_1(\lambda'_n r_0)}{J_1^2(\lambda'_n R_s)} \right], \quad (20)$$

因此, 我们可以获得器件内部在谐振腔区域的横向归一化温度场与衬底的 3D 温度场

$$\Delta T_{1s}^*(r) = \frac{\Delta T_{1s}(r)}{\Delta T_{1s}(0)}, \quad H_1 < z \leq H, \quad (21)$$

$$\Delta T_{2s}^*(r, z) = \frac{\Delta T_{2s}(r, z)}{\Delta T_{2s}(0, H_1)}, \quad 0 < z \leq H_1. \quad (22)$$

如果已知器件中心温度, 即激光激活区的温度变化 $\Delta T_{1s}(0) = \Delta T_0$ (一般可以通过实验测量获得), 那么谐振腔的横向温度分布能够被表达为

$$\Delta T_{1s}(r) = \Delta T_0 \cdot \Delta T_{1s}^*(r), \quad H_1 < z \leq H, \quad (23)$$

而 VCSEL 芯片衬底内部的 3D 温度变化为

$$\Delta T_{2s}(r, z) = \Delta T_0 \cdot \Delta T_{2s}^*(r, z), \quad 0 < z \leq H_1. \quad (24)$$

图 2 描绘了基于归一化温度公式(23)(24)并通过温度转换式(5)的实际温度分布计算结果. 中心温度变化从 300K 到 400K, 并设边界温度为室温 $T_a = 300\text{K}$. VCSEL 器件有效直径为 $100\mu\text{m}$ ($r_0 = 50\mu\text{m}$), 谐振腔沿 z 轴的有效热区为 $L = 10\mu\text{m}$, 器件衬底厚 $H_1 = 150\mu\text{m}$, 整个芯片直径 1.0mm ($R_s = 500\mu\text{m}$).

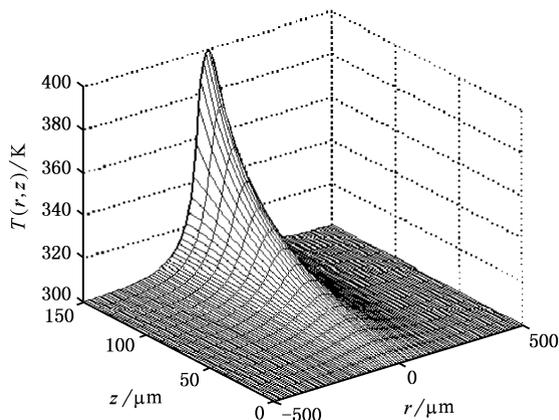


图 2 VCSEL 芯片内部温度分布的理论计算结果. 热源直径 $100\mu\text{m}$, 衬底厚度 $150\mu\text{m}$ 和芯片直径 1.0mm ; 中心温度从 300K 到 400K

计算结果说明, 在远离 VCSEL 热源的区域, 轴向与横向温度均迅速下降并接近向边界温度. 然而, 在热源周边的区域, 由于热扩散的影响, 其温度有显著的增加. VCSEL 详细的横向温度变化可以通过求解平均温度值 $T_1(r)$ 得到, 如图 3 所示. 其横向的温度上升也是导致在 2D 面阵器件中的各元器件之间热叠加效应的主要原因. 热源的有效直径从 $10\mu\text{m}$ — $100\mu\text{m}$ 变化, 对应不同的温度曲线.

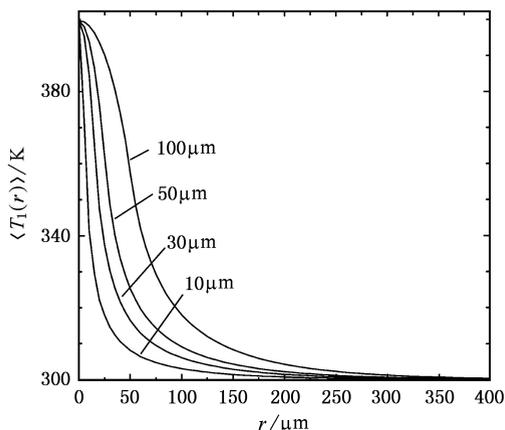


图 3 谐振腔区的横向温度分布 $T_1(r)$ (热源区直径变化范围 10 — $100\mu\text{m}$, 其中心温度为 400K)

图 4 表示激活区中心温度在 300—400K 范围内变化时,谐振腔区的横向温度变化.热源直径为 $40\mu\text{m}$,边界温度为 300K.显然,中心温度的增加将直接导致其周边区域温度的显著上升,加重了 VCSEL 器件的横向热效应.

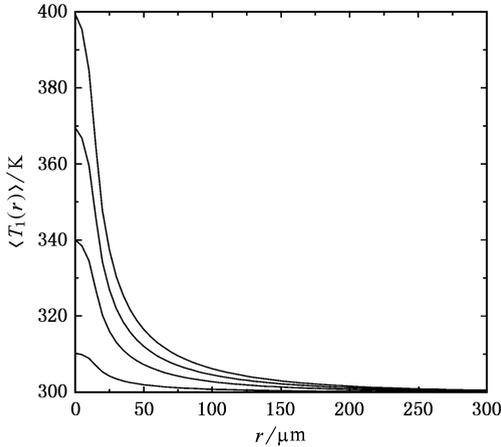


图 4 激活区中心温度在 300—400K 范围变化时,谐振腔区的横向温度分布 $T_1(r)$ (热源直径为 $40\mu\text{m}$,边界温度为 300K)

3. 实验结果

通过测量 VCSEL 内部与温度相关的谐振腔模的光谱热漂移,我们可以从实验上确定器件芯片的横向平均温度效应.实验采用了 3×3 的 AlInGaAs/AlGaAs 增益波导型顶面发射 VCSEL 激光面阵器件,VCSEL 的结构如图 5 所示.

器件在室温下的激光波长为 800nm,VCSEL 面元直径 $40\mu\text{m}$,相邻 VCSEL 的中心距 $70\mu\text{m}$,而测试芯

片的热源区厚度范围 $\sim 10\mu\text{m}$,衬底厚度 $\sim 100\mu\text{m}$.因此,整个 VCSEL 芯片的厚度为 $110\mu\text{m}$,其底面与热沉冷却连接,热沉温度设置在室温 ($\sim 25^\circ\text{C}$).面阵芯片的大小为 $1.0\text{mm} \times 1.0\text{mm}$.通过对其中一个面元注入连续可调谐电流以形成一个内部热发生源,器件的温度变化可以通过调节注入电流的大小加以控制.对于分布在其他位置的 VCSEL 面元通过注入窄脉冲电流并测量其受激辐射波长的光谱热漂移,可以获得芯片不同位置的平均谐振腔温度.图 6 给出了所测量的横向温度分布结果.三个不同的注入电流值产生的不同中心区温度导致的温度分布由三种不同的图标表示.其结果显示,当注入电流升高时,由于横向的温度效应在 VCSEL 器件之间产生强的热影响,对于所注入的电流或热源区温度,引起的横向耦合温升在 $15^\circ\text{C}—30^\circ\text{C}$.

图中的实线也给出了基于上述热模型和相同条件下的理论计算结果.与实验测量结果比较,两者符合一致.以上结果也显示出,虽然在阵列芯片的基底应用了热沉冷却,但仍然存在一定的温升.在热源中心 $r=0$ 处,理论结果与实验测量存在一定的温度差异,其主要原因在于各 VCSEL 面元具有一定的大小,对其温度的测量只是面积范围内的平均值结果.因此,使用小面积的 VCSEL 面元如 $10\mu\text{m}$ 的 VCSEL 将有助于提高测量准确度.

4. 结 论

一个新的全解析热模型已经被建立并用来分析室温连续运行条件下的 AlInGaAs/AlGaAs 垂直谐振

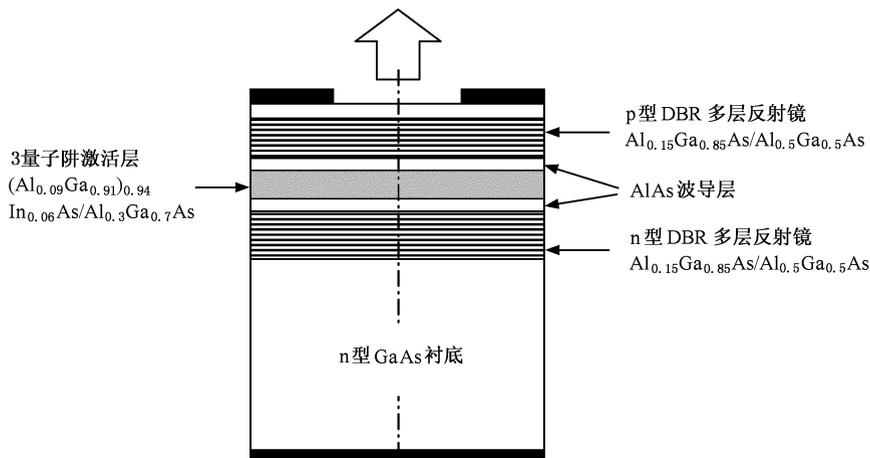


图 5 AlInGaAs/AlGaAs 增益波导型顶面发射 VCSEL 结构示意图

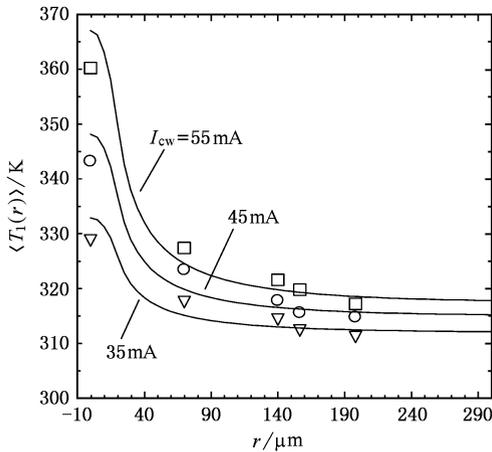


图6 VCSEL 横向温度变化的实验测量结果(图标)与理论计算结果(实线)(注入的电流为 35mA、45mA 和 55mA)

腔顶面发射半导体激光器的横向热效应. 其热模型采用了圆柱坐标几何形式并取内部的三维热源分布与热沉冷却的边界条件. 对于芯片内部的 3D 热流扩散与横向温度分布描述则是基于热转换的指数与贝塞尔函数模式. 所获得的有效横向温度分布为沿

轴向的平均谐振腔温度值. 由于 VCSEL 极短的谐振腔, 因此, 该温度值实际上也近似指示了激光激活区的温度. 由于对温度的计算采用了归一化的相对温度计算方法, 因此, 能够清楚和容易地看到器件内部的温度变化以及影响温度效应的物理因素. 对于谐振腔的横向温度测量则是基于 VCSEL 温度敏感的辐射波长热漂移. 测量采用了 3×3 的 AlInGaAs/AlGaAs 增益波导型顶面发射 VCSEL 阵列芯片, 其室温辐射波长为 800nm. 对于整个芯片的横向温度分布测量结果显示, 理论的预期与实验测量结果取得很好的一致. 因此, 这对于分析二维面阵的 VCSEL 器件中由于横向温度叠加效应引起的每一个 VCSEL 阵元器件的温度效应, 评估和预期整个阵列与温度相关的热物理特性, 特别是阈值电流与功率饱和效应应具有特别的应用价值.

作者感谢英国威尔士大学(University of Wales Cardiff)物理系的 Dr. H. D. Summers 为本研究提供的实验数据与有益的讨论.

- [1] Tatum J A 2003 *Proceedings of the SPIE-The International Society for Optical Engineering* **5246** 40
- [2] O'Brien J D, Lee P T, Cao J R, Kim C, Kim W J, Choi S J, Dapkus P D 2002 *Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO-Technical Digest* 295
- [3] Lan Y P, Chen Y F, Huang K F, Lai H C, Pan J S 2002 *IEEE Photonics Technology Letters* **14** 272
- [4] Wu J, Iordache G, Summers H D, Roberts J S 2001 *Optics Communications* **196** 251
- [5] Wipiejewski T, Wolf H D, Korte L, Huber W *et al* 1999 *Proceedings of the SPIE-The International Society for Optical Engineering* **3627** 14
- [6] Choquette K D, Allerman A A, Hou H Q, Geib K M, Hammous B E 1998 *IEEE Gallium Arsenide Integrated Circuit Symposium 20th Annual. Technical Digest* 1998 (Cat. No. 98CH36260) 19-21
- [7] Banwell T C, Von Lehmen A C, Cordell R R 1993 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **29** 635
- [8] Huffaker D L, Deppe D G, Kumar K, Rogers T J 1994 *Appl. Phys. Lett.* **65** 97
- [9] Lear K L, Kilcoyne S P, Chalmers S A 1994 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **6** 778
- [10] Young D B, Scott J W, Peters F H, Peters M G, Majewski M L, Thibeault B J, Corzine S W, Coldren L A 1993 *IEEE J. Quant. Electron.* **29** 2013
- [11] Zakharov S M, Manykin E A 2002 *Proceedings of the SPIE-The International Society for Optical Engineering* **4750** 238
- [12] Sale T E 1995 *Research Studies Press Ltd.* England p150
- [13] Nakwaski W, Osinski M 1992 *Electron. Lett.* **28** 572
- [14] Nakwaski W, Kontkiewicz A M 1985 *IEEE Transactions on Electron Devices* **ED-32** 2282
- [15] Afromowitz M A 1973 *J. Appl. Phys.* **44** 1292



Analytical thermal model and characterization of lateral thermal effects in AlInGaAs vertical-cavity top-emitting lasers^{*}

Wu Jian

(*Department of Physics , School of Science , Beihang University , Beijing 100083 , China*)

(Received 11 February 2006 ; revised manuscript received 28 March 2006)

Abstract

An optimized comprehensively analytical thermal model was developed in accordance with interior heating characteristics of a gain-guided , top-emitting vertical-cavity surface-emitting laser with c. w. operation under room temperatures. Lateral thermal effects in AlInGaAs/AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers were calculated analytically in detail. The comprehensively analytical solutions exhibited a clearer physical picture of the lateral heat-flux diffusion. The theoretical predicts of the interior thermal variation within the device were consistent with the experimental results as well. The work provides a useful tool for investigation of thermodynamic properties of the vertical-cavity surface-emitting lasers under thermal steady state , optimization of the device structure and control of the threshold current and power saturation effect , especially for the lateral thermal crosstalk in 2-dimensional arrays.

Keywords : semiconductor surface-emitting lasers , thermal effect , analytical calculation model

PACC : 4260B , 4400 , 0270

^{*} Project supported by the Scientific Research Foundation for the Returned Overseas Chinese Scholars , the State Ministry of Education of China (Grant No. 373155).