

外腔面发射激光器中纳米结构的热导率

张 鹏^{1,2,3} 蒋茂华^{1,2,3} 朱仁江^{1,2,3} 崔玉亭^{1,2,3} 张 玉^{1,2,3}

¹重庆师范大学物理与电子工程学院, 重庆 401331

²重庆市高校光电材料与工程重点实验室, 重庆 401331

³重庆市光电功能材料重点实验室, 重庆 401331

摘要 优化有源区的量子结构和改善热管理,是提高外腔面发射激光器输出功率的关键。以上两项措施都基于对激光器准确的热分析,依赖于热导率这一关键的材料参数。鉴于外腔面发射激光器中多量子阱和分布布拉格反射镜均为典型的纳米结构,考虑纳米尺度传热特性,用三种不同的解析方法,分别计算了不同厚度 GaAs/AlAs 分布布拉格反射镜的热导率,并与已有实验报道对比,优选出更适用于计算 GaAs/AlAs 材料系纳米结构热导率的一种方法。采用优选出的方法,对 980 nm 外腔面发射激光器中 InGaAs/GaAs 多量子阱和 GaAs/AlAs 分布布拉格反射镜的热导率进行计算,发现分布布拉格反射镜的法向热导率只有块体材料数值的约 40%,多量子阱的法向热导率则略小于块体材料数值的一半。把所得热导率数据用于增益芯片中温度上升的数值分析,结果与实验相符。

关键词 激光器;热导率;面发射激光器;外腔;纳米结构

中图分类号 TN245

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1102001

Thermal Conductivity of Nanostructures in an External-Cavity Surface-Emitting Laser

Zhang Peng^{1,2,3} Jiang Maohua^{1,2,3} Zhu Renjiang^{1,2,3} Cui Yuting^{1,2,3} Zhang Yu^{1,2,3}

¹College of Physics and Electronic Engineering, Chongqing Normal University, Chongqing 401331, China

²Chongqing High Education Key Laboratory of Optoelectronic Material and Engineering, Chongqing 401331, China

³Chongqing Key Laboratory of Optoelectronic Functional Material, Chongqing 401331, China

Abstract Optimizing the quantum structures in the active region and improving the thermal management are crucial for upgrading the output power of an external-cavity surface-emitting laser. The above two methods are all based on the accurate thermal analysis of the laser, and depended on a key material parameter, the thermal conductivity. Because the multiple quantum wells and the distributed Bragg reflector in an external-cavity surface-emitting laser are typical nanostructures, properties of nanoscale thermal conduction are considered, and three analytical methods are used to calculate thermal conductivities of GaAs/AlAs distributed Bragg reflectors with different thicknesses. Theoretical results are compared with reported experiments and the method which is more proper to compute the thermal conductivity of GaAs/AlAs system nanostructure is selected. By use of the selected analytical method, thermal conductivities of InGaAs/GaAs multiple quantum wells and GaAs/AlAs distributed Bragg reflector in a 980 nm external-cavity surface-emitting laser are simulated. It is found that the cross-plane thermal conductivity of distributed Bragg reflector is about 40% of the value of corresponding bulk material, while the cross-plane thermal conductivity of multiple quantum wells is less than half of the bulk material. Numerical analysis of the temperature rise in the gain chip is carried out using the obtained thermal conductivities, and the results are in good agreement with experiments.

Key words lasers; thermal conductivity; surface-emitting lasers; external-cavity; nanostructure

OCIS codes 140.5560; 140.5960; 140.6810

收稿日期: 2015-05-25; 收到修改稿日期: 2015-06-15

基金项目: 重庆市自然科学基金(cstcjjA40029)、重庆市教委科学研究项目(KJ130630)

作者简介: 张 鹏(1969—),男,博士,教授,主要从事外腔面发射激光器、非线性频率变换及微纳光子器件设计与模拟方面的研究。E-mail: gchzh2003@aliyun.com(通信联系人)

1 引 言

在激光加工、激光显示、自由空间光通信、以及作为抽运源等许多实际应用中,要求激光光源同时具备较高的输出功率和良好的光束质量。固体薄片激光器能满足上述输出功率及光束质量的要求,但其发射波长取决于掺杂离子的能级结构,极其受限。边发射型半导体激光器能提供较大输出功率,然而光束质量较差,特别是对慢轴的准直比较困难。垂直腔面发射半导体激光器容易实现单模运转,光束质量优良,可是受到模式体积的限制,它的输出功率不高。光抽运垂直外腔面发射激光器(VECSEL)结合了固体薄片激光器、边发射及面发射半导体激光器的优点,能同时获得高的输出功率和良好光束质量^[1-3],极大地拓展了半导体激光器的应用,已在激光投影^[4]、非线性显微成像^[5]、医学诊断及治疗^[6]、太赫兹波产生^[7]、光学频率梳^[8]、红外对抗^[9]以及原子分子物理^[10]等众多领域一显身手。

VECSEL有源区极薄,量子阱数目一般在16个以内。为了获得较高的模式增益,应该使每个量子阱都置于VECSEL微腔[该微腔由增益芯片底部的分布布拉格反射镜(DBR)和顶部的半导体-空气界面构成,如图1所示]内激光驻波场的波峰处,形成所谓的谐振周期增益(RPG)结构^[11]。当激光器高功率运行时,增益芯片温度升高,VECSEL的激光波长将会红移。同时,半导体材料的折射率也会随温度的升高和载流子浓度的增大而增大,使VECSEL微腔的腔长增加。要确保高功率运转时RPG结构不失谐,就需要对VECSEL进行准确的热分析,准确预测增益芯片中的温度变化,以此优化有源区多量子阱(MQWs)的设计。

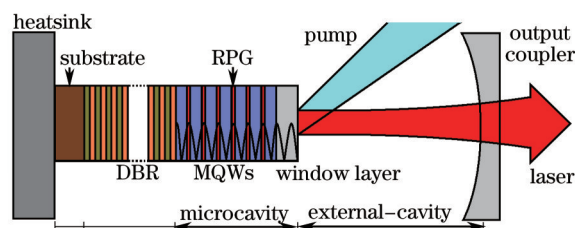


图1 VECSEL结构简图

Fig.1 Schematics of a VECSEL

在已报道的VECSEL热分析中,MQWs和DBR的热导率都使用了块体材料的数值^[12-15]。事实上,这两部分都是典型的纳米结构,材料的厚度均接近或小于声子的平均自由程(MFP)。而理论和实验都已经证明,与相应的块体材料相比,纳米结构的热导率存在显著的减小^[16-18]。所以,如果用块体材料热导率数值对VECSEL进行热分析,会明显低估有源区的温度上升,不利于MQWs的优化设计,最终限制了VECSEL的出光功率。

考虑纳米尺度传热特性,本文用三种不同的解析方法,分别计算不同厚度GaAs/AlAs DBR的热导率,与已有实验报道对比,优选出更适合于计算GaAs/AlAs材料系纳米结构热导率的一种方法。然后采用优选出的解析方法,对980nm VECSEL增益芯片中InGaAs/GaAs MQWs和GaAs/AlAs DBR的热导率进行计算。作为对理论模型的验证,所得热导率数据被应用于增益芯片中温度上升的数值分析中,结果与实验可以很好地符合。

2 理论模型

在量子阱及超晶格这类半导体纳米结构中,热量的载体是声子。有两种机制会导致纳米结构热导率的显著降低:1)是zone-folding,有时也称尺度效应或量子限制,包括纳米结构中声子色散关系的改变及低声子的umklapp过程,形成所谓的本征热阻^[19-20];2)是声子在界面的散射,形成界面热阻,也称边界热阻(TBR)^[21-22]。下述三种解析方法中,各自所强调的微观机制有所不同。

2.1 方法一

通过考虑纳米结构的内在尺度对声子群速度、声子MFP以及声子表面散射的限制作用,Liang等^[23]得到了半导体纳米结构的热导率对尺度的依赖关系为

$$\frac{\kappa_l}{\kappa_b} = p \exp\left(-\frac{l_0}{L}\right) \left\{ \exp\left[\frac{-(\alpha-1)}{LL_0}\right] \right\}^{3/2}, \quad (1)$$

式中下标 L 和 b 分别指纳米结构和块体材料, L 是纳米结构的尺度, 如纳米线的直径, 或者纳米薄膜的厚度。 L_0 是晶体中几乎所有原子都分布在晶体表面时对应的临界尺度, $L_0=2(3-d)w$, w 是分子或原子的直径, 对纳米颗粒、纳米线或纳米薄膜, 维度值 d 分别取 0、1 或 2。 $0 < p < 1$, 用来表示表面的粗糙度, p 越大, 表面越光滑, 声子在表面发生镜面散射的几率越大。 l_0 是室温下德拜模型中的 MFP, 设定为一个恒量。 $\alpha = \sigma_s^2 / \sigma_i^2$, 是一个材料常数, 其中 σ_s^2 和 σ_i^2 分别为晶体表面原子和内部原子的均方根位移, 且 $\alpha = 2S_v / (3R) + 1$, $S_v = S_m - R$ 为体材料振动熵, $S_m = H_m / T_m$, S_m 、 H_m 和 T_m 分别是熔点熵、熔点焓和熔点温度, R 是理想气体常数。

2.2 方法二

结合关于 TBR 的声学失配模型和扩散失配模型, 对玻尔兹曼方程作模态展开, Alvarez 等^[24]得到可以预测超晶格面内及法向热导率的解析式。总的热导率被分为两部分: 1) 是由于大的平均自由程引起的声子平衡态分布的改变, 称为本征层热导率(ILC); 2) 是声子跨越界面受到的热阻, 即 TBR。与其他方法的主要区别在于, Alvarez 等认为热导率的改变部分是由于尺度效应对 ILC 的影响, 而其他方法一般对此作经典的傅里叶极限处理。

ILC 可以通过对玻尔兹曼方程的模态展开得到

$$\kappa_{\text{ILC}} = \frac{\kappa_b L_{\text{eff}}^2}{2\pi^2 l_0^2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{2\pi l_0}{L_{\text{eff}}} \right)^2} - 1 \right], \quad (2)$$

式中 κ_b 是块体热导率, l_0 是声子 MFP, L_{eff} 是纳米系统的有效长度, 其具体计算方法参见文献[24]。

设 $\kappa_{1,2}$ 分别为第 1 和第 2 层材料的 ILCs, 则本征层的面内(IP)和法向(CP)热导率分别为

$$\kappa_{\text{IP}} = \frac{\kappa_1 L_1 + \kappa_2 L_2}{L_1 + L_2}, \quad (3)$$

$$\kappa_{\text{CP}} = \frac{L_1 + L_2}{L_1/\kappa_1 + L_2/\kappa_2}, \quad (4)$$

式中 L_1 和 L_2 分别是第 1 和第 2 层材料的厚度。利用 (3) 式, 可立即得到纳米结构的面内热导率。至于纳米结构的法向热导率, 必须注意到, (4) 式只是本征层的法向热导率, 还需再考虑进声子越过界面受到的 TBR, 因而总的法向热导率为

$$\kappa_{\text{CP+R}} = \frac{\kappa_{\text{CP}}}{1 + \frac{2\kappa_{\text{CP}} R_m}{L_1 + L_2}}, \quad (5)$$

式中 R_m 为单个界面对 TBR 的贡献, 详见文献[24]。

2.3 方法三

Mcgaughey 等^[25]建立了一套解析方法计算薄膜及纳米线热导率与结构尺度的关系。该方法包含了声子-声子散射及声子-边界散射导致的声子寿命对模态的影响作用, 它不用其他拟合参数, 只需要块体材料的晶格常数、热导率和声子速率作为输入参数即可。薄膜的面内及法向热导率分别为

$$\frac{\kappa_{\text{IP}}}{\kappa_b} = \frac{4}{7} - \frac{3}{28}\xi + \frac{3}{14}\xi^2 + \frac{1}{2}\xi \ln\left(1 + \frac{1}{\xi}\right) - \frac{3}{14}\xi^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\xi}\right) - \frac{4}{7\sqrt{\xi}} \arctan\sqrt{\xi}, \quad (6)$$

$$\frac{\kappa_{\text{CP}}}{\kappa_b} = \frac{6}{7} + \frac{3}{14}\xi - \frac{3}{7}\xi^2 + \frac{3}{7}\xi^3 \ln\left(1 + \frac{1}{\xi}\right) - \frac{6}{7\sqrt{\xi}} \arctan\sqrt{\xi}, \quad (7)$$

式中 ξ 是无量纲长度, 定义为 $\frac{3}{2} \frac{k_B v_{\text{ac}} L}{\kappa_b \Omega}$ 。 k_B 是玻尔兹曼常数, v_{ac} 是声速, L 是薄膜的厚度, κ_b 块体材料热导率, Ω 是原胞体积。对 GaAs 和 AlAs 这种闪锌矿结构晶体, 原胞体积为 $a^3/4$, a 是晶格常数。

3 结果与讨论

分别用上面三种解析方法来计算不同厚度 GaAs/AlAs DBR 的热导率, 通过与已有实验报道对比, 优选出一种方法, 再对 980 nm VECSEL 增益芯片中 MQWs 和 GaAs/AlAs DBR 的热导率进行计算。所计算的 980 nm VECSEL 增益芯片结构如图 1 所示, 底部为 25 对交替生长的 1/4 波长层 GaAs/AlAs 构成 DBR, 设计反射谱中

心波长 980 nm。有源区由 6 个 8 nm 厚 $\text{In}_{0.185}\text{GaAs}/\text{GaAs}$ 应变 MQWs 组成,发射波长 980 nm。MQWs 之外还有一层高势垒 AlGaAs 窗口层,限制载流子的表面无辐射复合。增益芯片的最外层是 20 nm 厚的 GaAs 帽层,用以保护芯片不被氧化。

计算中所用到的材料参数列于表 1。 $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 块体材料的热导率为^[26]

$$\kappa = \frac{1}{2.27 + 80.23x - 78.8x^2}, \quad (8)$$

得到, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 的其余参数均由线性插值来计算。声子的 MFP 则为

$$\kappa = \frac{1}{3} C_v v l_0. \quad (9)$$

表 1 计算中所用到的材料参数^[21,27-28]

Table 1 Parameters used in the simulations^[21,27-28]

	GaAs	AlAs	InAs	$\text{In}_{0.185}\text{GaAs}$
Atomic diameter w /nm	0.248	0.240	0.266	0.251
Lattice constant a /nm	0.56533	0.56614	0.60583	0.57280
Density ρ /(g/cm ³)	5.31749	3.73016	5.66780	5.38230
Acoustic phonon speed v /(m/s)	3803	4500	3037	3661
Phonon mean free path l_0 /nm	20.8	37.7	14.8	31.8
Debye temperature T /K	370	450	280	353
Melting point T_m /K	1513	1740	1210	1457
Melting enthalpy H_m /(kJ/mol)	120	119.78	58.6	109
Specific heat C /[J/(kg·K)]	327	424	352	332
Bulk thermal conductivity κ /(W/m·K)	45	91	30	6.94

3.1 理论模型的对比

尽管 DBR 这种纳米结构早已在面发射激光器等光电子器件中被广泛应用,但却很少有关于 DBR 纳米尺度热导率的实验报道。因此,本文首先计算的是相同厚度 GaAs 层和 AlAs 层构成的 DBR,这样做的目的是为了与可获得的 GaAs/AlAs 超晶格热导率实验数据相对比。

图 2 是用三种解析方法计算的不同厚度(指每层 GaAs 或 AlAs 的厚度)超晶格的法向热导率 κ_{CP} ,参考文献 [29-31]提供的为实验数据。为了对比,块体材料的数值也示于图中。由图 2 可见,在厚度小于 20 nm 范围,方法二和三所得结果基本一致,均与实验比较接近,而方法一所得结果最小。厚度超过 20 nm 后,方法一的结果上升到最大,方法三的结果最小。总的来看,三种方法所得的法向热导率有明显差别,但差异也没有十分巨大,因为从第 2 节内容也可以看到,在三种不同的理论模型中,法向热导率的主要来源都是边界热阻 TBR。比较起来,方法三所得结果与所有实验接近较好。

图 3 是计算所得不同厚度超晶格的面内热导率 κ_{IP} 和部分实验报道^[32-33]数据。可以看到,方法二所得面

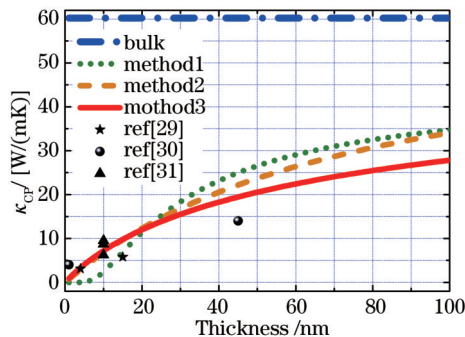


图 2 不同厚度(每个 GaAs 或 AlAs 层的厚度) GaAs/AlAs 超晶格的法向热导率 κ_{CP}

Fig.2 Cross-plane thermal conductivity κ_{CP} of GaAs/AlAs superlattices with different thicknesses (per GaAs or AlAs layer)

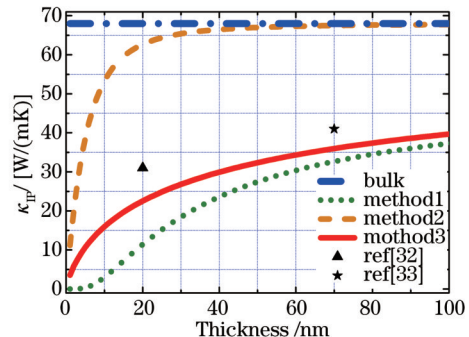


图 3 不同厚度(每个 GaAs 或 AlAs 层的厚度) GaAs/AlAs 超晶格的面内热导率 κ_{IP}

Fig.3 In-plane thermal conductivity κ_{IP} of GaAs/AlAs superlattices with different thicknesses (per GaAs or AlAs layer)

内热导率随厚度的增加很快增大,厚度超过 20 nm 后即已接近块体材料数值,而方法一和三产生的结果则随厚度增加变化缓慢。原因在于:方法二把总的热导率分为 ILC 和 TBR 两部分,从导出面内热导率公式的(2)式可知,当有效长度超过声子 MFP l_0 (GaAs 为 20.8 nm, AlAs 是 37.7 nm)后,尺度效应的影响很弱,热导率快速趋近块体材料数值。方法二所得结果的这种显著差异并未在图 2 的 κ_{CP} 中体现,是因为方法二在计算 κ_{CP} 时,另一个重要的部分,即 TBR,被考虑进来,如(5)式所示,热导率 κ_{CP} 的变化趋势主要由 TBR 部分决定。即便如此,在图 2 中仍然可以看出,方法二所得结果随厚度增加的上升趋势,要比方法一和三快一些。

从图 3 来看,依然是方法三的结果与实验报道接近程度更好。所以本文后面将选择方法三来计算 VECSEL 增益芯片中 DBR 和 MQWs 的热导率。

3.2 DBR 的热导率

图 4 是用方法三计算的不同反射波长 GaAs/AlAs DBR 的面内热导率 κ_{IP} 及法向热导率 κ_{CP} ,对应块体材料的面内及法向热导率 κ_{IPb} 和 κ_{CPb} 也在图中给出。DBR 反射波长越长,每层 GaAs 和 AlAs 的厚度越大,纳米尺度效应越弱,对应热导率就越大。对于 DBR 这种纳米薄膜结构,面内热导率 κ_{IP} 比法向热导率 κ_{CP} 明显高出许多。本文涉及的反射波长 980 nm 的 DBR(GaAs 厚度 69 nm, AlAs 厚度 82 nm),计算所得面内热导率 κ_{IP} 为 38.0 W/(m·K),法向热导率 κ_{CP} 为 25.3 W/(m·K)。在 VECSEL 的热传导过程中,因为抽运光斑直径通常在数百微米量级,而增益芯片中 DBR 与有源区 MQWs 的总厚度一般不超过 10 μm ,所以热流基本上是沿法向的准一维传导,热分析中起关键作用的参数是法向热导率 κ_{CP} 。与 61.9 W/(m·K) 的法向块体材料热导率相比,980 nm DBR 的法向热导率数值只有其约 40% 大小,故而对纳米尺度效应的考虑是很有必要的。

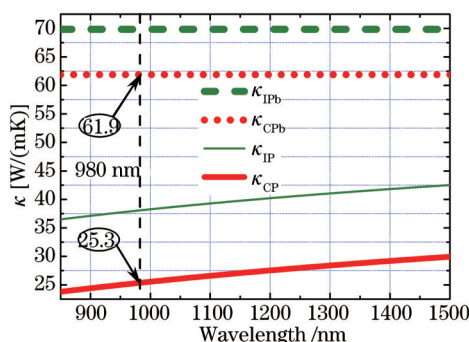


图 4 不同反射波长 GaAs/AlAs DBR 的面内热导率 κ_{IP} 及法向热导率 κ_{CP} , 对应块体材料的面内及法向热导率 κ_{IPb} 和 κ_{CPb} 也一并给出
Fig.4 In-plane and cross-plane thermal conductivity κ_{IP} and κ_{CP} of GaAs/AlAs DBR for different laser wavelengths. Bulk material thermal conductivity κ_{IPb} and κ_{CPb} are also shown

3.3 MQWs 的热导率

图 5 是用方法三计算的不同势垒厚度 $\text{In}_{0.185}\text{GaAs}/\text{GaAs}$ 量子阱的面内及法向热导率 κ_{IP} 和 κ_{CP} ,图中同时标明了对应块体材料的面内及法向热导率 κ_{IPb} 和 κ_{CPb} 。980 nm VECSEL 增益芯片中 $\text{In}_{0.185}\text{GaAs}/\text{GaAs}$ 量子阱的

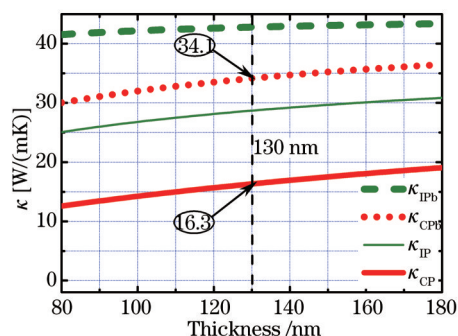


图 5 不同势垒厚度 $\text{In}_{0.185}\text{GaAs}/\text{GaAs}$ 量子阱的面内及法向热导率 κ_{IP} 和 κ_{CP} , 图中同时标明了对应块体材料的面内及法向热导率 κ_{IPb} 和 κ_{CPb}

Fig.5 In-plane and cross-plane thermal conductivity κ_{IP} and κ_{CP} of $\text{In}_{0.185}\text{GaAs}/\text{GaAs}$ QWs with different thickness of barrier. Thermal conductivity κ_{IPb} and κ_{CPb} of corresponding bulk material are also shown

GaAs 势垒厚度为 130 nm, 面内及法向热导率 κ_{IP} 和 κ_{CP} 的计算值分别为 28.7 和 16.3 W/(m·K)。就法向热导率而言, 与 34.1 W/(m·K) 的块体数值相比, 量子阱 16.3 W/(m·K) 的数值略小于它的一半, 同样表明纳米尺度效应对热导率的影响不可忽略。

3.4 理论模型的检验

为了对所选择模型的正确性进行验证, 利用 3.2 及 3.3 节所得 DBR 及 MQWs 的热导率, 数值计算了 0.23 W 及 4.37 W 抽运功率下 980 nm VECSEL 增益芯片内的温度上升情况, 示于图 6, 具体计算方法参见文献[14]。实验测量所得两种抽运功率下增益芯片的自发辐射谱示于图 7。图 6 显示两种抽运功率下增益芯片内温度最大值分别约为 301 K 和 314 K, 其中 13 K 的温度差正好与图 7 中两种抽运功率下自发辐射谱约 4 nm 的红移相对应(GaAs 基半导体材料发射波长随温度增加而红移的速率典型值为 0.3 nm/K)。这间接印证了图 6 中温度计算结果的正确性, 也验证了采用解析方法三计算 VECSEL 增益芯片中纳米结构热导率的可信性。

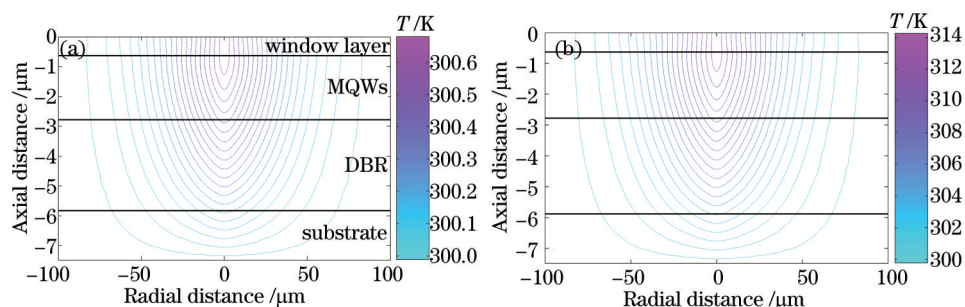


图 6 抽运功率分别为(a)0.23 W 和(b)4.37 W 时, 模拟所得 980 nm VECSEL 增益芯片内的温度上升
Fig.6 Simulated temperature rise in the gain chip of the 980 nm VECSEL with (a) 0.23 W and (b) 4.37 W pump power

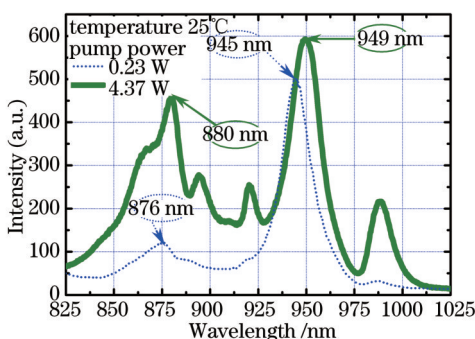


图 7 抽运功率分别为 0.23 W 和 4.37 W 时, 测量所得 980 nm VECSEL 增益芯片的自发辐射谱
Fig.7 Measured spontaneous emission spectra from the gain chip of the 980 nm VECSEL under 0.23 W and 4.37 W pump power

4 结 论

用三种不同的解析方法, 分别计算了不同厚度 GaAs/AlAs DBR 的热导率, 通过与已有实验报道对比, 优选出较适合于计算 GaAs/AlAs 材料系纳米结构热导率的一种方法。采用优选出的方法, 对 980 nm VECSEL 增益芯片中 $In_{0.185}GaAs/GaAs$ 压应变 MQWs 和 GaAs/AlAs DBR 的面内及法向热导率进行了计算, 得到 DBR 的法向热导率只有块体材料数值的约 40%, 而 $In_{0.185}GaAs/GaAs$ MQWs 的法向热导率则略小于块体材料数值的一半。所得热导率的理论计算值用于增益芯片中温度上升的数值分析, 结果与实验相符, 表明了所选解析方法的正确性。这种对 VECSEL 增益芯片中纳米结构热导率的计算方法, 不仅可以用于 VECSEL 增益芯片的优化设计, 也可用于其他任何使用类似纳米结构的光电子器件的热分析。

参 考 文 献

- 1 Kuznetsov M, Hakimi F, Sprague R, *et al.*. High-power (>0.5-WCW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams[J]. IEEE Photonic Tech Lett, 1997, 9(8): 1063-1065.
- 2 Rudin B, Rutz A, Hoffmann M, *et al.*. Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode[J]. Opt Lett, 2008, 33(22): 2719-2721.

- 3 Heinen B, Wang T L, Sparenberg M, *et al.*. 106 W continuous-wave output power from vertical-external-cavity surface-emitting laser [J]. *Electron Lett*, 2012, 48(9): 516-517.
- 4 Lindberg H, Illek S, Pietzonka I, *et al.*. Recent advances in VECSELs for laser projection applications[C]. SPIE, 2011, 7919: 79190D.
- 5 Espinosa R A, Filippidis G, Hamilton C, *et al.*. Compact ultrafast semiconductor disk laser: targeting GFP based nonlinear applications in living organisms[J]. *Biomed Opt Express*, 2011, 2(4): 739-747.
- 6 Kannengiesser C, Ostroumov V, Pfeufer V, *et al.*. Ten years optically pumped semiconductor lasers: review, state-of-the-art, and future developments[C]. SPIE, 2010, 7578: 75780W.
- 7 Scheller M, Young A, Yarborough J M, *et al.*. Intracavity generation of continuous wave terahertz radiation[C]. SPIE, 2012, 8240: 824007.
- 8 Link S M, Klenner A, Mangold M, *et al.*. Dual-comb modelocked laser[J]. *Opt Express*, 2015, 23(5): 5521-5531.
- 9 Wagner J, Hugger S, Rösener B, *et al.*. Infrared semiconductor laser modules for DIRCM applications[C]. SPIE, 2009, 7483: 74830F.
- 10 Burd S, Leibfried D, Wilson A C, *et al.*. Optically pumped semiconductor lasers for atomic and molecular physics[C]. SPIE, 2015, 9349: 93490P.
- 11 Corzine S W, Geels R S, Scott J W, *et al.*. Design of Fabry-Perot surface-emitting lasers with a periodic gain structure[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 1989, 25(6): 1513-1524.
- 12 Kemp A J, Valentine G J, Hopkins J M, *et al.*. Thermal management in vertical-external-cavity surface emitting laser finite element analysis of a heatspreader approach[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2005, 41(2): 148-155.
- 13 Lindberg H, Strassner M, Gerster E, *et al.*. Thermal management of optically pumped long-wavelength InP-based semiconductor disk lasers[J]. *IEEE J Selected Topics in Quantum Electronics*, 2005, 11(5): 1126-1134.
- 14 Zhang P, Song Y R, Zhang X P, *et al.*. Numerical analysis of thermal effects in InGaAs system vertical-external-cavity surface-emitting laser[J]. *Opt Rev*, 2011, 18(4): 317-323.
- 15 Vetter S L, Calvez S. Thermal management of near-infrared semiconductor disk lasers with AlGaAs mirrors and lattice (mis) matched active regions[J]. *IEEE J Quantum Electron*, 2012, 48(3): 345-352.
- 16 Chen G, Tien C L. Thermal conductivities of quantum well structures[J]. *J Thermophysics Heat Transfer*, 1993, 7(2): 311-318.
- 17 Hicks L D, Dresselhaus M S. Effect of quantum-well structures on the thermoelectric figure of merit[J]. *Phys Rev B*, 1993, 47(19): 12727-12731.
- 18 Cahill D G, Ford W K, Goodson K E, *et al.*. Nanoscale thermal transport[J]. *J Appl Phys*, 2003, 93(2): 793-818.
- 19 Ren S Y, Dow J D. Thermal conductivity of superlattices[J]. *Phys Rev B*, 1982, 25(6): 3750-3755.
- 20 Simkin M V, Mahan G D. Minimum thermal conductivity of superlattices[J]. *Phys Rev Lett*, 2000, 84(5): 927-930.
- 21 Chen G. Thermal conductivity and ballistic-phonon transport in the cross-plane direction of superlattices[J]. *Phys Rev B*, 1998, 57(23): 14958-14973.
- 22 Yang B, Chen G. Partially coherent phonon heat conduction in superlattices[J]. *Phys Rev B*, 2003, 67(19): 195311.
- 23 Liang L H, Li B. Size-dependent thermal conductivity of nanoscale semiconducting systems[J]. *Phys Rev B*, 2006, 73(15): 153303.
- 24 Alvarez F X, Quintana J A, Jou D, *et al.*. Analytical expression for thermal conductivity of superlattices[J]. *J Appl Phys*, 2010, 107(8): 084303.
- 25 Mcgaughey A J H, Landry E S, Sellan D P, *et al.*. Size dependent model for thin film and nanowire thermal conductivity[J]. *Appl Phys Lett*, 2011, 99(13): 131904.
- 26 Nakwaski W. Thermal conductivity of binary ternary and quaternary III-V compounds[J]. *J Appl Phys*, 1988, 64(1): 159-166.
- 27 Liang L H, Wei Y G, Li B. Size-dependent interface phonon transmission and thermal conductivity of nanolaminates[J]. *J Appl Phys*, 2008, 103(8): 084314.
- 28 Adachi S. *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-VI Semiconductors*[M]. Chichester: John Wiley & Sons, 2009, 28.
- 29 Capinski W S, Maris H J. Thermal conductivity of GaAs/AlAs superlattices[J]. *Physica B: Condensed Matter*, 1996, 219: 699-701.
- 30 Capinski W S, Maris H J, Ruf T, *et al.*. Thermal conductivity measurements of GaAs/AlAs superlattices using a picosecond optical pump and probe technique[J]. *Phys Rev B*, 1999, 59(12): 8105-8113.
- 31 Duquesne J Y. Thermal conductivity of semiconductor superlattices experimental study of interface scattering[J]. *Phys Rev B*, 2009, 79(15): 153304.
- 32 Yao T. Thermal properties of AlAs/GaAs superlattices[J]. *Appl Phys Lett*, 1987, 51(22): 1798-1800.
- 33 Yu X Y, Chen G, Verma A, *et al.*. Temperature dependence of thermophysical properties of GaAs/AlAs periodic structure[J]. *Appl Phys Lett*, 1995, 67(24): 3554-3556.