

大功率宽面 808nm GaAsP/ AlGaAs 量子阱激光器 分别限制结构设计

王 俊 马晓宇 林 涛 郑 凯 冯小明

(中国科学院半导体研究所 光电子器件国家工程中心, 北京 100083)

摘要: 本文对有源区条宽 $100\mu\text{m}$ 的 GaAsP/ AlGaAs 808nm 量子阱激光器分别限制结构进行了理论分析和设计. 选取了三种情况的波导层和限制层的铝组分, 分别计算和分析了波导层厚度与激光器光限制因子、最大出光功率、垂直发散角和阈值电流密度的函数关系. 根据计算结果可知: 当波导层和限制层铝组分为 0.4 和 0.5 时, 采用窄波导结构可以获得器件的最大输出功率为 11.2W, 发散角为 19° , 阈值电流密度为 $266\text{A}/\text{cm}^2$; 采用宽波导结构可以得到器件的最大输出功率为 9.4W, 发散角为 32° , 阈值电流密度为 $239\text{A}/\text{cm}^2$.

关键词: 大功率 808nm 半导体激光器; GaAsP/ AlGaAs 量子阱激光器; 分别限制异质结构

PACC: 4255P; 4260B

EEACC: 4320J

中图分类号: TN248.4

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2005)12-2449-06

1 引言

大功率 808nm 半导体量子阱激光器被广泛应用于泵浦固体激光器、激光加工和激光医疗等领域. 由于实际应用要求激光器的功率越来越大, 人们采用各种材料和结构来提高激光器的功率. 从外延片的材料和结构上看, 有匹配量子阱和应变量子阱结构, 含铝结构和无铝结构以及大光腔结构等^[1,2]. 一般对 808nm 半导体量子阱激光器而言, 限制其输出功率的主要因素有: 高输出功率密度引起的腔面光学灾变损伤; 各种载流子非辐射复合和漏电流引起的有源区和腔面温升^[3].

由于 AlGaAs 和 GaAs 材料的外延技术成熟, AlGaAs/ GaAs 量子阱结构是大功率 808nm 半导体量子阱激光器常用的结构. 但是, 由于含铝有源区容易氧化和产生暗线缺陷, 腔面光学灾变功率密度不高, 从而限制了激光器的功率和寿命^[4]. 与含铝材料相比, 无铝材料具有高的腔面光学灾变功率密度、热导率和电导率, 且不易氧化, 因而有利于提高器件功率和可靠性^[5]. 对于全无铝材料结构, 虽然具有上述优点, 但是由于量子阱层与垒和上限制层形成异质结的导带带阶较小, 会造成较强的载流子泄漏, 从而

导致阈值电流密度增加, 外量子效率下降, 温度特性变差^[6]. 因此, 人们提出采用无铝材料作为有源区, 而波导层和限制层采用导带带阶较大的含铝材料, 如 GaAsP/ AlGaAs 结构. 这种量子阱有源区结构具有无铝材料的优点, 且量子阱层与波导层和上限制层的较大导带带阶能够有效减小漏电流, 降低阈值电流密度, 改善激光器温度特性. 另外, GaAsP/ AlGaAs 张应变量子阱在端面的弛豫形成非吸收窗口, 能够减少端面对光子的吸收^[7].

Erbert^[8] 研究了 GaAsP/ AlGaAs 大光腔结构量子阱激光器. 在激励波长 715nm 至 840nm 范围内, 他们获得了高的输出功率和转换效率. Sebastian^[9] 研究了大光腔结构 810nm GaAsP/ AlGaAs 激光器, 也得到了高的输出功率和良好的光束特性. 但是到目前为止, 还没有研究人员从理论上对 GaAsP/ AlGaAs 量子阱激光器进行分析和设计. 本文从理论上对 GaAsP/ AlGaAs 分别限制结构量子阱激光器进行了分析. 对一定的波导层和限制层铝组分, 采用窄波导结构可以获得条宽 $100\mu\text{m}$ 器件的最大输出功率为 11.2W, 发散角为 19° , 阈值电流密度为 $266\text{A}/\text{cm}^2$; 采用宽波导结构可以得到器件的最大输出功率为 9.4W, 发散角为 32° , 阈值电流密度为 $239\text{A}/\text{cm}^2$.

2 理论分析

2.1 光束特性

为了计算 GaAsP/AlGaAs 分别限制结构量子阱激光器的光束特性,把 GaAsP/AlGaAs 分别限制结构看成一维平板波导,其能带结构如图 1 所示.对于 TM 模式,沿腔长 z 方向传播的波动方程为^[10]

$$\frac{d^2 u(x)}{dx^2} + [k_0^2 n^2(x) - \beta^2] u(x) = 0 \quad (1)$$

其中 x 为垂直结方向; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为真空波数; $n(x)$ 为折射率沿外延方向的分布; β 为传播常数.应用 TM 模式的边界条件即可求得各阶模式的电磁场分布 $u(x)$,从而可进一步计算光限制因子 Γ 和远场垂直发散角

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{active}} u^2(x) dx}{\int_{\text{all}} u^2(x) dx} \quad (2)$$

其中 \int_{active} 和 \int_{all} 分别表示对有源区和整个光场分布区的积分.

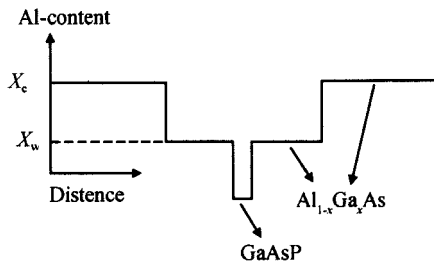


图 1 GaAsP/AlGaAs 量子阱激光器分别限制结构示意图
Fig.1 Schematic diagram of separate-confinement heterostructure of GaAsP/AlGaAs quantum-well lasers

有效光斑尺寸为^[11]

$$d_{\text{eff}} = d/\Gamma \quad (3)$$

其中 d 为量子阱的厚度.

光场模式的远场相对强度 $I(\theta)/I(0)$ 表示为

$$I(\theta)/I(0) = \cos^2 \theta \left| \int_{\text{all}} u(x) \exp(-ik_0 x \sin \theta) dx \right|^2 / \left| \int_{\text{all}} u(x) dx \right|^2 \quad (4)$$

由方程 $I(\theta_{1/2})/I(0) = 1/2$ 可求得半发散角 $\theta_{1/2}$, 则光束垂直发散角为

$$\theta_{1/2} = 2\theta_{1/2} \quad (5)$$

2.2 阈值电流密度

对于量子阱激光器,假设阈值电流密度主要包

括两部分:辐射复合电流密度 J_r 和载流子漏电流密度 J_l ^[12],即

$$J_{\text{th}} = J_r + J_l \quad (6)$$

对于量子阱激光器的辐射复合电流密度,可根据 8 带 $k \cdot p$ 哈密顿量计算出 GaAsP/AlGaAs 量子阱的材料增益与辐射复合电流密度的函数关系,从而得到阈值时激光器的辐射复合电流密度^[7].但是,由于各种材料参数的不确定性,这种方法的计算结果往往与实验值相差很大^[13].为了得到更准确的辐射复合电流密度,这里采用半经验的计算方法.假设 GaAsP/AlGaAs 量子阱激光器的增益表达式为对数形式,则其阈值电流密度可表示为^[14]

$$J_r = \frac{J_0}{\Gamma} \exp\left(\frac{1}{g_0}\right) \quad (7)$$

其中 η_i 为电流注入效率; J_0 为透明电流密度; Γ 为光限制因子; g_0 为材料增益系数; α 为总的光损耗,包括腔内损耗和端面损耗.

对于宽面 GaAsP/AlGaAs 分别限制量子阱宽条激光器,这里仅考虑沿垂直结方向,载流子从有源区向限制层的泄漏.与电子漏电流相比,空穴的漏电流很小,因而只需计算电子从有源区向 p 型限制层的漏电流^[15].根据载流子的输运理论可以把漏电流表示为^[16]

$$J_l = eDn^p \left[\sqrt{\frac{1}{L^2} + \frac{1}{4Z^2}} \coth\left(\sqrt{\frac{1}{L^2} + \frac{1}{4Z^2}} x_p\right) + \frac{1}{2Z} \right] \quad (8)$$

这里 $D = \mu k T / e$ 为限制层电子扩散系数; $L = \sqrt{D\tau}$ 为限制层电子扩散长度; $Z = k T_p / e J_{\text{th}}$ 为限制层电子电场漂移长度; p 为 p 型限制层的电导率; n^p 为 p 型限制层的电子密度,其表达式为

$$n^p = 2 \left(\frac{2 m_c k T}{h^2} \right)^{3/2} \exp(-E/kT) \quad (9)$$

其中 m_c 为载流子有效质量; E 为限制电子势垒,即 p 型限制层的导带底能级与量子阱的准费米能级之差.由公式(8)可分别计算出电子从 p 型 AlGaAs 限制层 X 谷、 X' 谷的漏电流密度.

3 数值计算结果

这里,由于折射率的虚部对波导性质影响很小,计算中只考虑材料的实折射率^[17].对于张应变的 GaAsP 量子阱,根据实际外延的水平,将其厚度固定为 17nm.因此,这里主要分析波导层和限制层的

厚度和组分对激光器的光束特性和阈值电流密度的影响. 由于太高 Al 组分的 AlGaAs 材料容易被氧化, 影响器件的可靠性, 因而这里选择最高限制层的 Al 组分为 0.6. 设波导层和限制层的组分分别为 x_w 和 x_c , 为了便于分析波导层和限制层的组分对器件特性的影响, 这里选择三种情况进行分析比较: (1) $x_w = 0.3, x_c = 0.5$; (2) $x_w = 0.4, x_c = 0.5$; (3) $x_w = 0.4, x_c = 0.6$. 由 (1), (2) 两种情况, 可以比较不同波导层组分的作用; 由 (2), (3) 两种情况, 可以比较不同限制层组分的作用. 计算中将限制层的厚度固定为 $1.5\mu\text{m}$. 图 2 至图 5 分别绘出了光限制因子、最大出光功率、垂直发散角和阈值电流密度随波导层厚度变化的函数关系.

图 2 绘出了三种情况下基模的光限制因子随波导层厚度变化的函数关系. 由图可知, 在三种情况下, 随着波导层厚度的增加, 光限制因子先快速增加, 达到最大值之后开始慢慢减小. 比较 (1), (2) 两种情况可以发现, 当限制层铝组分相同, 波导层铝组分较大时, 其光限制因子较小. 比较 (2), (3) 两种情况可知, 当波导层铝组分相同, 限制层铝组分较大时, 其光限制因子较大. 因此, 可以通过改变波导层和限制层铝组分, 并选择合适的波导层厚度控制光限制因子的大小.

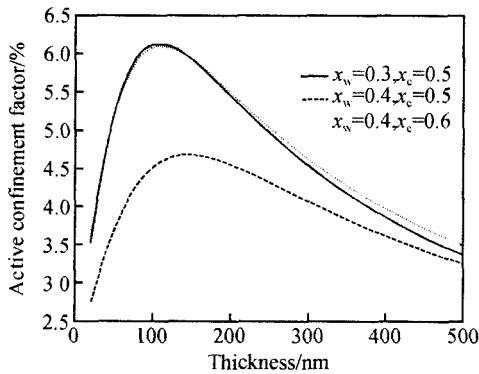


图 2 光限制因子与波导层厚度函数关系

Fig. 2 Optical confinement factor as a function of thickness of graded index waveguide layer

假设腔面光学灾变光功率密度为常数 $18\text{MW}/\text{cm}^{2[2]}$, 由有效光斑尺寸可以计算条宽为 $100\mu\text{m}$ 宽面激光器的最大出光功率. 图 3 绘出了三种情况下最大出光功率随波导层厚度变化的函数关系. 在三种情况下, 随着波导层厚度的增加, 最大出光功率先快速减小, 达到最小值之后开始慢慢增加. 因此, 为了获得较大的输出光功率, 可以采用波导层很薄的

窄波导结构, 或者波导层较厚的宽波导结构. 比较 (1), (2) 两种情况可以发现, 当限制层铝组分相同, 波导层铝组分较大时, 其最大出光功率较大. 比较 (2), (3) 两种情况可知, 当波导层铝组分相同, 限制层铝组分较大时, 其最大出光功率较小. 因此, 当波导层与限制层铝组分相差较小时, 有利于得到较大的输出光功率. 如情况 (2) 曲线所示, 波导层的厚度为 20nm 时, 最大输出功率可达到 11.2W , 波导层的厚度为 500nm 时, 最大输出功率为 9.4W .

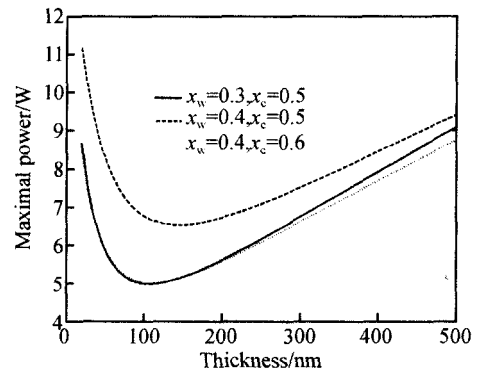


图 3 最大出光功率与波导层厚度函数关系

Fig. 3 Maximal output power as a function of thickness of graded index waveguide layer

图 4 绘出了三种情况下基模的远场垂直发散角随波导层厚度变化的函数关系. 在三种情况下, 随着波导层厚度的增加, 垂直发散角先快速增加, 达到最大值之后开始慢慢减小. 因此, 为了获得较小的垂直发散角, 应该采用窄波导结构或者宽波导结构. 比较 (1), (2) 两种情况可以发现, 当限制层铝组分相同, 波导层铝组分较大时, 其垂直发散角较小; 比较 (2), (3) 两种情况可知, 当波导层铝组分相同, 限制层铝组分较大时, 其垂直发散角较大. 因此, 减小波导层与限制层的铝组分差, 有利于减小激光器的垂直发散角. 如情况 (2) 曲线所示, 波导层的厚度为 20nm 时, 垂直发散角为 19° ; 波导层的厚度为 500nm 时, 垂直发散角为 32° .

图 5 绘出了三种情况下阈值电流密度随波导层厚度变化的函数关系. 在三种情况下, 随着波导层厚度的增加, 阈值电流密度先快速减小, 达到最小值之后开始慢慢增加. 因此, 为了降低激光器的阈值电流密度, 应该采用窄波导结构或者宽波导结构. 比较 (1), (2) 两种情况可以发现, 当限制层铝组分相同, 波导层铝组分较大时, 则其阈值电流密度较大. 这主要是由于 (1), (2) 两种情况的不同光限制因子造成

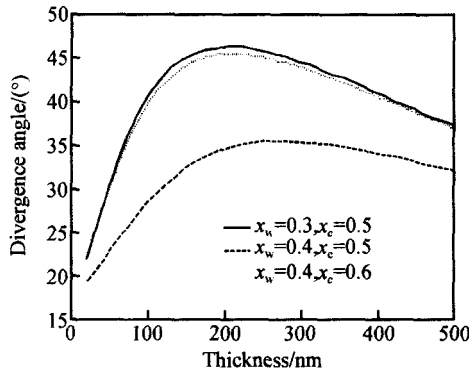


图 4 垂直发散角与波导层厚度函数关系

Fig. 4 Vertical divergence angle as a function of thickness of waveguide layer

的.比较(2),(3)两种情况知,当波导层铝组分相同且限制层铝组分较大时,其阈值电流密度较小.这不仅是由于(2),(3)两种情况不同的光限制因子,而且由于(2),(3)两种情况对电子不同限制势垒的贡献,即较大铝组分的限制层提供了较高的电子限制势垒,从而减少了阈值电流密度.另外,直接由公式(9)也可以看出,限制层铝组分越高时,漏电流越小,从而阈值电流密度越低.

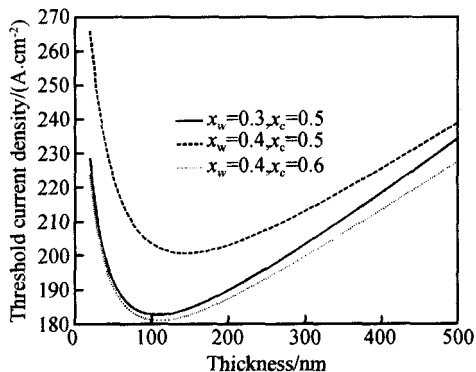


图 5 阈值电流密度与波导层厚度函数关系

Fig. 5 Threshold current density as a function of thickness of waveguide layer

通过对三种组分情况的比较可知,对于情况(2),即波导层和限制层铝组分为 $x_w = 0.4$, $x_c = 0.5$,当波导层的厚度为 20nm 时,最大输出功率可达到 11.2W,发散角为 19° ,阈值电流密度为 $266\text{A}/\text{cm}^2$;当波导层的厚度为 500nm 时,最大输出功率为 9.4W,发散角为 32° ,阈值电流密度为 $239\text{A}/\text{cm}^2$.上述对计算结果的分析表明,从波导结构看,当波导层厚度从 20nm 到 500nm 范围变化时,采用波导层很薄的窄波导结构或波导层较厚的宽波导结构能够

获得比波导层厚度取中间值更大的功率和更小的发散角;从材料组分看,当波导层和限制层铝组分相差较小时,也有利于得到较小的垂直发散角和高功率.

4 讨论

上节的分析中,主要考虑了对不同波导层和限制层的铝组分情况下,波导层的厚度对激光器各种特性的影响.当波导层厚度大于 500nm 时,二阶横模的光限制因子较大,不容易被抑制^[18].因此,计算中波导层最大厚度为 500nm.与波导层相比,限制层厚度对激光器各种特性的影响要小得多^[19,20],因此在这里没有考虑对限制层厚度的优化.

在上节的分析中,将张应变 GaAsP 量子阱的材料增益系数看作常数, $g_0 = 1070\text{cm}^{-1}$.实际上,由于波导层的铝组分不同,材料增益系数 g_0 也应改变.但是从实验的结果看,材料增益系数 g_0 的变化很小^[7].另外,对于不同结构参数的宽面激光器,假设其电流注入效率、总的光损耗和腔面光学灾变光功率密度也为常数,其中 $\tau_1 = 1$, $\tau_2 = 20\text{cm}^{-1}$.

与电子漏电流相比,轻空穴和重空穴向 n 型 AlGaAs 限制层的漏电流很小,因此计算漏电流时只考虑了电子从 p 型 AlGaAs 限制层的 Γ 谷、X 谷的漏电流.实际计算中, GaAsP/AlGaAs 量子阱的能带结构按照模型固体理论计算^[21],温度为 300K.

在设计激光器结构时,若主要是为了降低阈值电流密度,则应当适当增加波导层和限制层铝组分差;若主要是为获得小垂直发散角和大功率,则应当减小波导层和限制层铝组分差.对波导层和限制层的铝组分的选择,应该根据需要,优先满足器件的主要特性.因此,本文仅讨论了三种波导层和限制层铝组分情况,而没有对波导层和限制层铝组分进行详细分析.

5 结论

本文研究了各种结构和材料参数对大功率 808nm GaAsP/AlGaAs 分别限制结构量子阱激光器工作特性的影响.对波导层和限制层的铝组分,分别选取了三种典型情况:(1) $x_w = 0.3$, $x_c = 0.5$; (2) $x_w = 0.4$, $x_c = 0.5$; (3) $x_w = 0.4$, $x_c = 0.6$.详细计算了这三种情况的光限制因子、 $100\mu\text{m}$ 条宽器件最大出光功率、垂直发散角和阈值电流密度随波导层厚

度变化的函数关系. 由计算结果发现, 从波导结构看, 采用波导层很薄的窄波导结构或波导层较厚的宽波导结构能够获得高功率和低的垂直发散角; 从波导层和限制层的铝组分看, 当波导层和限制层铝组分相差较小时, 也有利于得到低的垂直发散角和高功率.

参考文献

- [1] Welch D F. A brief history of high-power semiconductor lasers. *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 2000, 6:1470
- [2] Botez D. High-power, Al-free coherent and incoherent diode lasers. *SPIE*, 1999, 3628:2
- [3] Kapon E. *Semiconductor lasers*. United Kingdom: Academic Press, 1999
- [4] Pendse D, Chin A, Dabkowski F, et al. Reliability comparison of GaAlAs/ GaAs and Aluminum-free high-power laser diodes. *SPIE*, 1998, 3547:79
- [5] Yamanaka F, Wada M, Kuyasu T, et al. 2W reliable operation in 50 μm wide InGaAsP/ InGaP/ AlGaAs (= 810nm) SQW diode lasers with tensile-strained InGaP barriers. *Electron Lett*, 2001, 37:954
- [6] Yang G W, Jennifer R H, Xu Z T, et al. Design consideration and performance of high-power and high-brightness InGaAs-InGaAsP-AlGaAs quantum-well diode lasers (= 0.98). *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 2000, 6:577
- [7] Erbert G, Bugge F, Knauer A, et al. High-power tensile-strained GaAsP-AlGaAs quantum-well lasers emitting between 715-790nm. *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 1999, 5:780
- [8] Robert G, Bugge F, Knauer A, et al. Diode lasers with Al-free quantum wells embedded in LOC AlGaAs waveguides between 715nm and 840nm. *SPIE*, 1999, 3628:19
- [9] Sebastian J, Beister G, Bugge F, et al. High-power 810-nm GaAsP-AlGaAs diode lasers with narrow beam divergence. *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 2001, 7:334
- [10] Lifante G. *Integrated photonics: fundamentals*. England: John Wiley & Sons Ltd, 2003:73
- [11] Botez D. Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers. *Appl Phys Lett*, 1999, 74:3102
- [12] Kamiyama S, Uenoyama T, Manno M, et al. Analysis of GaInP/ AlGaInP compressive strained multiple-quantum-well laser. *IEEE J Quantum Electron*, 1994, 30:1363
- [13] Zory P S. *Quantum well lasers*. United Kingdom: Academic Press, 1993
- [14] Tansu N, Chang Y, Takeuchi T, et al. Temperature analysis and characteristics of highly strained InGaAs-GaAsP-GaAs (> 1.17 μm) quantum-well lasers. *IEEE J Sel Topics Quantum Electron*, 2002, 38:640
- [15] Bour D P, Treat D W, Thornton R L, et al. Drift leakage current in AlGaInP quantum-well lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1993, 29:1337
- [16] Chinn S R, Zory P S, Reisinger A R. A model for GRIN-SCH-SQW diode lasers. *IEEE J Quantum Electron*, 1988, 24:2191
- [17] Yang G W, Xu J Y, Xu Z T, et al. Theoretical investigation on quantum well lasers with extremely low vertical beam divergence and low threshold current. *J Appl Phys*, 1998, 83:8
- [18] Al-muhanna A, Mawst L J, Botez D. High-power (> 10W) continuous-wave operation from 100- μm aperture 0.97- μm -emitting Al-free diode lasers. *Appl Phys Lett*, 1998, 73:1182
- [19] Liu D C, Lee C P, Tsai C M, et al. Role of cladding layer thicknesses on strained-layer InGaAs single and multiple quantum well lasers. *J Appl Phys*, 1993, 73:8027
- [20] Yang Guowen, Xu Junying, Zhang Jingming, et al. Structure design and analysis of quantum well lasers with low beam divergence. *Chinese Journal of Semiconductors*, 1996, 17(7):500 (in Chinese) [杨国文, 徐俊英, 张敬明, 等. 窄发散角量子阱激光器的结构设计与分析. *半导体学报*, 1996, 17(7):500]
- [21] Van-de W C. Band lineups and deformation potentials in the mode-solid theory. *Phys Rev B*, 1989, 39:1871

Design of SCH Structure for High-Power Broad Area 808nm GaAsP/AlGaAs Quantum Well Lasers

Wang Jun, Ma Xiaoyu, Lin Tao, Zheng Kai, and Feng Xiaoming

(National Engineering Research Center for Optoelectronic Devices, Institute of Semiconductors,
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract: Separate-confinement heterostructures (SCH) of 100 μm -wide-stripe GaAsP/AlGaAs quantum well lasers emitting at a wavelength of 808nm are analyzed and designed theoretically. Choosing three cases of Al-content of the waveguide layer and the cladding layer, we calculate and analyze the dependences of the optical confinement factor, maximal output power, vertical divergence angle, and threshold current density on the thickness of the waveguide layer. Calculated results show that when the Al-content of the waveguide and cladding layers are 0.4 and 0.5 respectively, a maximal output power of 11.2W, vertical divergence angle of 19°, and threshold current density of 266A/cm² can be achieved by adapting narrow waveguide layers; further, a maximal output power of 9.4W, vertical divergence angle of 32°, and threshold current density of 239A/cm² can be obtained by adapting broad waveguide layers.

Key words: high-power 808nm semiconductor laser; GaAsP/AlGaAs quantum-well laser; separate-confinement heterostructure

PACC: 4255P; 4260B **EEACC:** 4320J

Article ID: 0253-4177(2005)12-2449-06