

分段压缩-平面复合腔激光器的 纵模-温度锁定效应

肖建伟 杜国同 高鼎三

(吉林大学电子科学系)

杨德林

(重庆光电研究所)

1985年6月27日收到

本文分析了复合腔半导体激光器波导的非连续性对纵模阈值增益的影响。复合腔对传输光模的干涉效应使有效反射率 R_{eff}^2 和激光器的阈值增益随波长有一定的分布，当温度变化增益峰移动时，一些邻近模式间的跃变被抑止，这就增加了激光器以稳定的单纵模输出的温度范围。在我们研制的分段压缩-平面复合腔激光器^[1] (SCP) 中初步观察到了这一效应。纵模温度锁定的范围为 4℃。在这一温度区间，激射波长随温度的变化率分别为 $0.6 \text{ \AA / } ^\circ\text{C}$ ($21-25^\circ\text{C}$) 和 $0.2 \text{ \AA / } ^\circ\text{C}$ ($35-39^\circ\text{C}$)。

一、引言

在近几年的半导体激光器的研究中，人们把注意力大都集中在获取线性光电流特性及稳定的基横模激射等问题上，为此设计了许多具有内建实折射率导引机制的激光器结构。具有代表性的有掩埋异质结激光器 (BH)、沟道衬底平面条形激光器 (CSP)、压缩双异质结激光器 (CDH) 和阶梯衬底激光器 (TS) 等等。它们所表现出来的优良特性已经可以满足许多应用领域的要求。

但随着温度的改变，这些激光器的激射波长也将发生变化。激光器的主激射波长随着温度的增加向长波长方向移动，对 GaAlAs/GaAs 激光器这一移动值为 $2.5 \sim 3 \text{ \AA / } ^\circ\text{C}$ ，对 InGaAsP/InP 激光器则达到 $5 \text{ \AA / } ^\circ\text{C}$ 。对于单纵模激射的激光器，在温度变化时将伴随着一系列邻近纵模间的跃变，这一跃变将引起半导体激光器的激射噪音，这就限制了单纵模激光器的应用范围。虽然在分布反馈激光器 (DFB) 和分布布拉格反射激光器 (DBR) 中纵模的温度稳定性有所改善，但由于其制作工艺复杂及很高的阈值，目前还难以在室温条件下以直流连续工作。因而近年来有人从另一途径，即利用复合腔对传输光模的内干涉效应来改善激射波长的温度稳定性^[2-4]。本文简单分析了其原理及在我们研制的分段压缩-平面共腔条形激光器 (Sectional Constricted-Planar Co-cavity Striped Semiconductor Lasers 简称 SCP) 中观察到的实验结果。

二、纵模温度锁定效应的理论分析

早期的计算给出了在不同注入水平下增益系数随光子能量的分布曲线^[4]和 GaAs 带隙随温度的变化^[5]。半导体的激光跃迁主要发生在带边附近,带隙及导带密、价带顶附近粒子数分布的任何变化都将引起增益谱分布的变化。理论分析计算及实验结果均表明:在我们感兴趣的温度区间(室温, $\Delta T \sim$ 几十度)和波长范围内[增益峰值附近, $\Delta \lambda \sim$ 几十埃(\AA)],增益系数-光子能量分布曲线峰值附近的曲率变化不大,主要的变化是,温度升高带隙收缩,增益峰向长波长方向移动,见图 1。读者可参照文献[5]的计算方法自行验证。增益谱的变化将直接影响激光器的振荡波长。

对激光器的基本原理进行分析得知:

- 当一个激光器仅以波长 λ_0 振荡时,实际的增益常数 g 被钳制在一个定态值之上

$$g(\lambda_0) = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R_s}. \quad (1)$$

- 只要增益足以克服损耗,光谐振腔就能维持在波长为 λ_m 处振荡,其波长间隔可由下式得出

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2\pi L}. \quad (2)$$

- 半导体激光器的增益随注入水平不同,按波长有一定的分布,这个分布随着温度的增加向长波长方向移动。

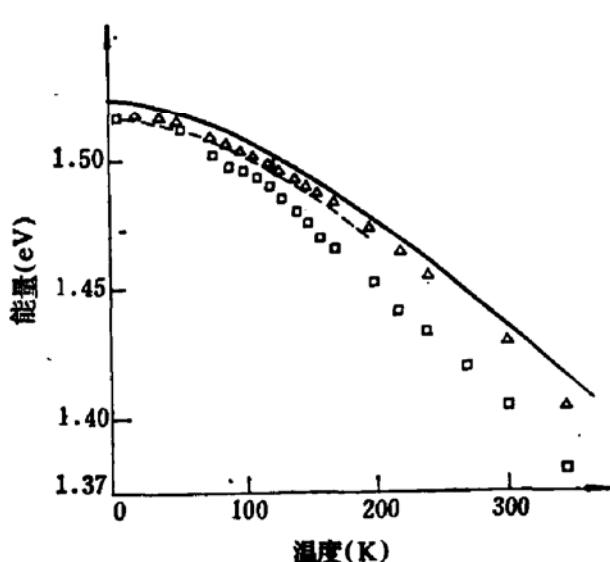


图 1 GaAs 带隙、自发辐射峰值能量和受激发射峰值能量随温度的变化^[6]

□ 激射峰, △ 自发辐射峰, —— 带隙, --- 激子

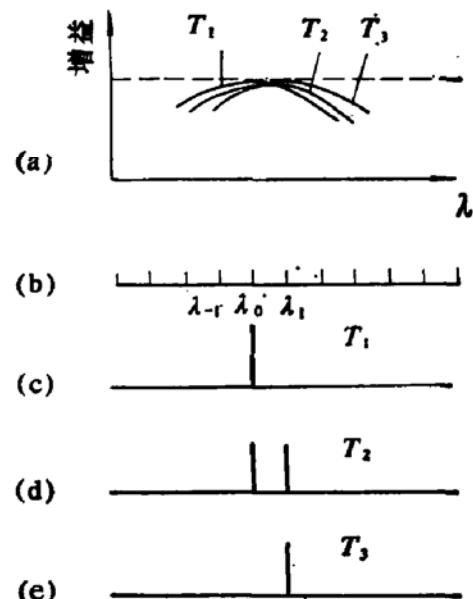


图 2 不同温度时激光器的增益谱及受激发射谱示意图

(a) 不同温度时的单程增益谱分布(实线)和单程损耗曲线(虚线) (b) 激光器的无源共振频谱 (c)、(d) 和 (e) 则分别为温度为 T_1 、 T_2 和 T_3 时激光器的受激发射谱线 ($T_1 < T_2 < T_3$)

其中 α_i 为谐振腔内总吸收系数, L 为腔长, $R^2 = R_1 R_2$ 为谐振腔端面反射率。 R_1 、 R_2 分别为两腔面的反射系数。 \bar{n} 为有效折射率。

下面我们仅讨论均匀展宽激光器, 对于非均匀展宽激光器有类似的结果。

当泵浦等于或高于阈值时, 不同温度下的单程增益曲线如图 2(a) 中实线所示, 虚线为激光器的单程损耗曲线。其中 $T_1 < T_2 < T_3$ 。图 2(b) 为激光器的无源共振频谱, 其谱线间隔由(2)式给出。图 2(c)、(d)、(e) 分别是温度为 T_1 、 T_2 和 T_3 时激光器受激发射谱线。当温度为 T_1 时, 激光器的增益峰值在 λ_0 附近, 当泵浦等于或高于阈值时, 波长为 λ_0 的振荡就会开始。随着温度增加, 由图 1 的结论可知, 其增益峰向长波长方向移动, 当移动一定距离后, λ_1 处的增益也达到受激振荡值, 波长为 λ_1 的模式也开始振荡。当温度继续增加到 T_2 , 使得 $g(\lambda_1) = g(\lambda_0)$ 时, 两激射模式的振荡值相等。(图 2(d)) 当温度继续增加到 T_3 时, 增益谱的峰值移动到 λ_1 处附近, λ_0 处的模式由于其增益小于阈值增益而停止振荡, 出射频谱中只剩下了波长为 λ_1 的模式。因此在温度变化时, 激光器的振荡模式经历了一个单模—多模—单模的转换过程, 并伴随着邻近模式间的跃变。

对于复合腔激光器, 其谐振腔是由不同的波导结构制成的, 因此在两种不同波导的连接处, 由于谐振腔的几何形状的改变对传输光模产生了一定的微扰。利用不同波导连接处对光模的内反射、干涉效应, 我们可获得一定的有效反射率-波长分布, 也就是获得一定的损耗-波长分布, 反映在(1)式中就是对于不同的振荡波长阈值增益也不同, 这就可以抑制一部份由于温度改变, 增益峰移动而产生的邻近模式的激发, 在一定的温度范围内抑制了相邻激射模式间的跃变, 改善了单纵模激射的温度稳定性, 降低了激光器的激射噪音。我们研制的 SCP 激光器虽然是从改善横模特性角度独立提出来的, 但它也应伴随具有复合腔结构的纵模-温度锁定效应, 下面简述其原理。

图 3 是 SCP 激光器结构示意图。其谐振腔是由两段, 即氧化物条形腔(OS)和 CDH 腔在纵向连接而成。图 4 是 SCP 激光器内反射-干涉效应示意图, 其中 S 为 OS 腔与 CDH 腔的连接面, a_{OS} 、 a_{CDH} 分别为由 OS 段和 CDH 段射向 S 面的光模的偏振幅度, b_{OS} 、

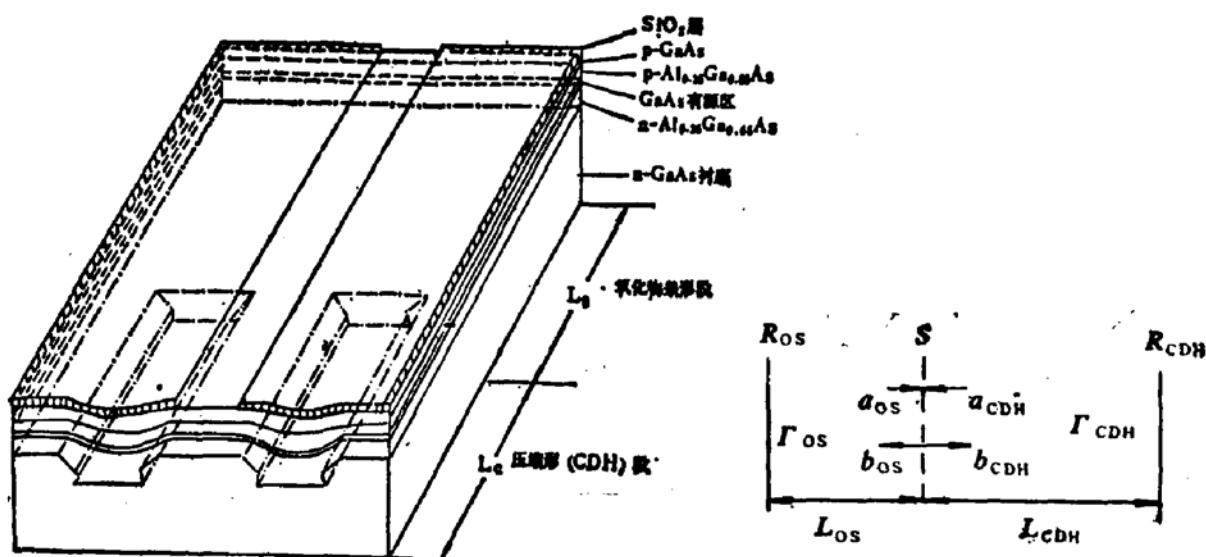


图 3 SCP 激光器结构示意图

图 4 SCP 激光器内反射-干涉效应示意图

b_{CDH} 分别为离开 S 面的光模的偏振幅度, 显然应有

$$b_{OS} = S_{11}a_{OS} + S_{12}a_{CDH}, \quad (3, a)$$

$$b_{CDH} = S_{21}a_{OS} + S_{22}a_{CDH}. \quad (3, b)$$

这里 S_{11}, S_{21} 分别为干涉面 S 对 OS 段和 CDH 段的反射系数, S_{12}, S_{22} 分别为 S 面对 OS 段和 CDH 段的透射系数。由两端面反射得:

$$a_{OS} = R_{OS}e^{2\Gamma_{OS}L_{OS}}b_{OS}, \quad (4, a)$$

$$a_{CDH} = R_{CDH}e^{2\Gamma_{CDH}L_{CDH}}b_{CDH}. \quad (4, b)$$

其中 $\Gamma_j = ik_j + g_j$ ($j = OS, CDH$) 代表复传播常数。 L_{OS} 和 L_{CDH} 分别为 OS 段和 CDH 段的腔长。

把(4)式代入(3)式并写成矩阵形式得:

$$\begin{bmatrix} S_{11}R_{OS}e^{2\Gamma_{OS}L_{OS}} - 1 & S_{12}R_{CDH}e^{2\Gamma_{CDH}L_{CDH}} \\ S_{21}R_{OS}e^{2\Gamma_{OS}L_{OS}} & S_{22}R_{CDH}e^{2\Gamma_{CDH}L_{CDH}} - 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_{OS} \\ b_{CDH} \end{bmatrix} = 0. \quad (5)$$

由(5)式的非零解条件, 整理得出:

$$R_{eff}^2 e^{2(\Gamma_{OS}L_{OS} + \Gamma_{CDH}L_{CDH})} = 1. \quad (6)$$

其中

$$R_{eff}^2 = R_{OS}R_{CDH}(S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}) + S_{11}R_{OS}e^{-2\Gamma_{CDH}L_{CDH}} + S_{22}R_{CDH}e^{-2\Gamma_{OS}L_{OS}}. \quad (7)$$

当干涉面不存在时, R_{eff}^2 退化为

$$R_{eff}^2 = R_{OS}R_{CDH}.$$

所以 R_{eff}^2 称之为有效反射率。

(7)式中第一项是常数项与波长调制无关, 与调制有关的干涉效应反映在后两项中。在复合腔波导激光器中, 在沿波导腔方向上并没有介质突变, 可以预料连接处对光模的反射系数 S_{11} 和 S_{22} 不会很大。注意到(7)式中的调制项依赖于 S_{11}, S_{22} 而不是 S_{11}^2 和 S_{22}^2 , 这意味着即使用很小的功率反射也可获得可观的对 R_{eff}^2 的调制。SCP 激光器是用通常的一次外延制造的^[1], 各层的组份基本一致, 为简化计算及使 R_{eff}^2 公式的意义更明瞭, 不妨假定 $R_{OS} = R_{CDH} = R$, $S_{12} = S_{21}$, $S_{11} = S_{22}$, $\Gamma_{OS} = \Gamma_{CDH} = \Gamma$, 那么

$$R_{eff}^2 = R^2(S_{12}^2 - S_{11}^2) + 2S_{11}Re^{-\varepsilon(L_{CDH} + L_{OS})} \times [e^{-2ikL_{OS}-\varepsilon(L_{OS}-L_{CDH})} + e^{-2ikL_{CDH}-\varepsilon(L_{CDH}-L_{OS})}]. \quad (8)$$

因为 L_{OS} 和 L_{CDH} 均很小, 可令 $e^{-L_{OS}\varepsilon} = e^{-L_{CDH}\varepsilon}$, 得

$$R_{eff}^2 = R^2(S_{12}^2 - S_{11}^2) + 2S_{11}Re^{-\varepsilon(L_{CDH} + L_{OS})} \times \cos k(L_{OS} - L_{CDH})e^{-i(L_{OS} + L_{CDH})k}. \quad (9)$$

这时调制项的意义就十分明确了, 在波长变化时, $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$ 也将发生变化, 一般

$L_{OS} + L_{CDH} \gg |L_{OS} - L_{CDH}|$, 在短的波长区间内 $L_{OS} + L_{CDH}$ 项起作用, 在长的波长区间内 $L_{OS} - L_{CDH}$ 项起作用。纵模将被限定在 R_{eff}^2 的极大值附近振荡, 邻近的模式将视 R_{eff}^2 的变化而受到不同程度的限制, 模式跃变有可能发生在 R_{eff}^2 两极大值附近的纵模间, 这就增加了模式跃变的波长范围及温度区间, 稳定了单纵模输出。

三、计算值及实验结果

令 $S_{12}^2 = 0.9$, $S_{11} = 0.15$, $n = 3.5$, 取值的依据是尽管连接处有反射及损耗, 但绝大

部份光能还是通过了内反射干涉面。再令 $R^2 = 0.36$, $g(L_{\text{CDH}} + L_{\text{OS}}) \approx 1$ 。把上面这些数值代入(9)式,并取其实部,得:

$$R_{\text{eff}}^2 = 0.32 + 0.065 \cos k(L_{\text{OS}} - L_{\text{CDH}}) \cos k(L_{\text{OS}} + L_{\text{CDH}}). \quad (10)$$

从(10)式中可以看出, R_{eff}^2 的调制幅度约为 20%。把 $R^2 = R_{\text{eff}}^2$ 代入(1)式可得到激光器的阈值增益 g_{th} , 也就是激光器的总损耗。与图 2(a) 相比较, 这时的损耗曲线不再是常数,(图中虚线所示)而是随频率(或波长)而变化的量。对具体的激光器, 我们计算了 $R_{\text{eff}}^2 - \lambda$ 分布曲线, 并测量了激光器的纵横随温度的变化, 发现理论计算与实验所测的值符合得很好。下面是我们对 II106* SCP 激光器的计算值和实测结果, 分别示于图 5 和图 6。其中 $L_{\text{CDH}} + L_{\text{OS}} = 215 \mu\text{m}$ 、 $L_{\text{CDH}} - L_{\text{OS}} = 50 \mu\text{m}$ 。

由图 6 可以看出在 21—25°C 和 35—39°C 间获得了 4°C 区间的纵横锁定。在 21—

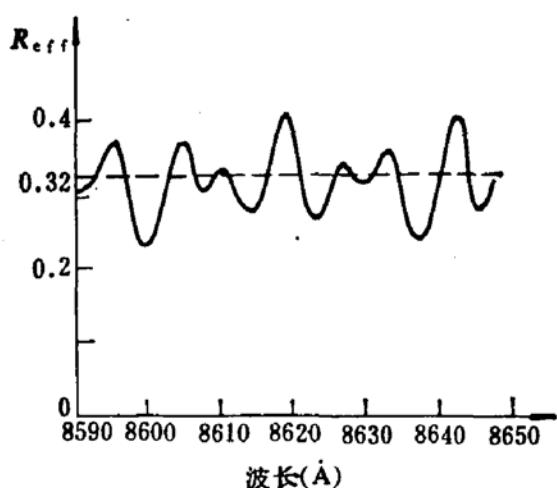


图 5 II106* SCP 激光器 R_{eff}^2 的计算值, 其中 $L_{\text{CDH}} + L_{\text{OS}} = 215 \mu\text{m}$, $L_{\text{CDH}} - L_{\text{OS}} = 50 \mu\text{m}$

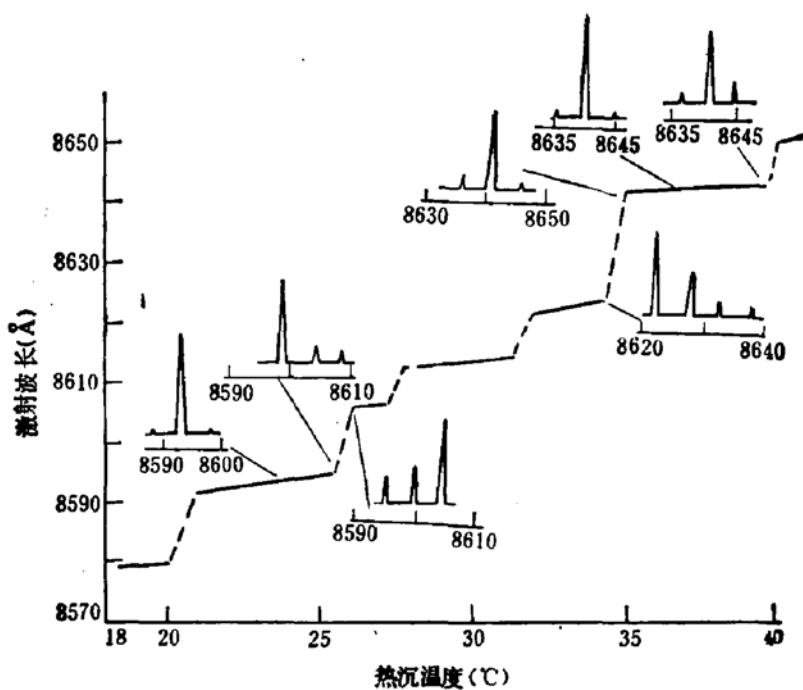


图 6 实测的 II106* SCP 激光器激光波长与热沉温度的关系

25℃区间，激射波长从8591.8 Å(21℃)变到8594.3 Å(25℃)，波长随温度的移动值为0.6 Å/℃；在35—39℃区间，激射波长从8641.0 Å(35℃)变到8641.8 Å(39℃)，激射波长随温度的变化量仅为0.2 Å/℃。这一结果等于和优于DFB激光器的0.6—0.8 Å/℃的值。从所测得的光谱上看，在25—26℃之间激光器以多纵模振荡（见图6）。但这时的模式跃变不是发生在两邻近的模式之间，而是发生在两次近邻的模式之间，中间的振荡光模被抑制住没有激发（或仅被弱激发）。在34.5—35℃区间则跃过了三个模式。下面我们来解释这一现象。从文献[5]中得知，在一定的注入条件下，增益随激射波长也有一定的分布 $g(\lambda)-\lambda$ 曲线在其峰值附近的分布是比较平坦的，因而增益峰附近几个模式的损耗分布（即激光器的阈值增益分布）将是影响激光器纵模特性的决定性因素。由前面的分析和计算得知：SCP激光器的复合腔对传输光模的干涉效应使有效反射率 R_{eff}^2 和激光器的阈值随波长有一定的分布。这一影响到底有多大，能否成为抑制模式跃变的决定性因素？我们可通过发生跃变时增益峰值附近几个邻近纵模模式阈值增益大小的相互比较来作出判断。作为例子的II106#SCP激光器在25—26℃间发生了模式跃变，这时 $\lambda_A \approx 8594$ Å， $\Delta\lambda \approx 5$ Å，在长波方向紧邻的下两个模式的波长分别为 $\lambda_B \approx 8599$ Å和 $\lambda_C \approx 8604$ Å，分别在图5中A、B、C点附近。利用公式(10)可得， $R_{eff}^2(\lambda_A) = 0.353$ ， $R_{eff}^2(\lambda_B) = 0.267$ ， $R_{eff}^2(\lambda_C) = 0.362$ 。对于一般的半导体双异质结激光器，可令 $\alpha_i = 10\text{cm}^{-1}$ ，代入公式(1)中，得

$$g_{th}(\lambda_A) = 58\text{cm}^{-1}, g_{th}(\lambda_B) = 71\text{cm}^{-1}, g_{th}(\lambda_C) = 57\text{cm}^{-1}.$$

如此大的阈值增益差，足以使波长为 λ_B 的模式被截止。当增益峰处于图5中A点附近时，这点附近的波长为 λ_A 的模式被激发。当温度增加时增益峰向长波方向移动，但下一个振荡模式 λ_B 处于 R_{eff}^2 曲线的极小值(B点)附近具有很高的阈值增益，虽然增益峰在温度升高时已经移动到B点附近，其模式增益仍不足以克服损耗，这时仍是波长为 λ_A 的模式被激发。当温度继续升高，增益峰扫过B点而接近C点时，由于C点位于 R_{eff}^2 曲线的极大值处，这点附近的波长为 λ_C 的模式的阈值增益比较低因而被激发，波长为 λ_A 的模式消失。在温度升高时激光器的激射波长由 λ_A 变到 λ_C ，中间跃过了一个未被激发的波长为 λ_B 的模式（或仅被弱激发）。虽然受激纵模模式在这段温度变化区间也经历了一个单模—多模—单模的转换过程，但是由于模式跃变是发生在次近邻及更远的两纵模模式之间，这就扩大了激光器以稳定单纵模激射的温度范围。

四、结 论

分段条形激光器联接处产生的内反射干涉效应可在一定的温度范围内稳定单纵模激射。我们研制的SCP激光器不仅有良好的线性光功率-电流特性和稳定的基横模激射特性¹¹，也具有一定的纵模-温度锁定效应。我们初步获得了0.6 Å/℃(21—25℃)和0.2 Å/℃(35—39℃)的结果。可以预料，通过调整 $L_{CDH} + L_{os}$ 和 $L_{CDH} - L_{os}$ 的值，我们可以在更大的温度区间内获得纵模-温度锁定效应。除了两段式SCP激光器外，还可做成三段式及更多复合腔的SCP激光器，通过合理调整各段比例与腔长将会获得效果更佳的稳定的单纵模输出激光器，以进一步提高激光器单纵模工作的温度稳定性。这使得SCP激

光器不仅能象前面提及的那些性能优良的激光器那样适合于一般用途，尤其能在那些要求高度纵模-温度稳定性的领域中发挥作用。

本工作得到了邓希敏老师的大力支持，在此深表谢意。

参 考 文 献

- [1] 杜国同、肖建伟、高鼎三, 半导体学报, 6, 275(1985).
- [2] A. Antreasyan and S. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 42, 562(1983).
- [3] L. A. Coldren, K. J. Ebeling, B. I. Miller and J. A. Rentschler, *IEEE J. Quantum Electron.*, 19, 1057(1983).
- [4] T. Sugino and S. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, 43, 427(1983).
- [5] H. C. Casey, Jr., M. B. Panish, "Heterostructure Lasers" Part. A, 162(1978).
- [6] H. Kressel and H. F. Lockwood, *Appl. Phys. Lett.*, 20, 175(1972).

Longitudinal Mode-Temperature Locking Study in Sectional Constricted Planar Co-cavity Laser Diode

Xiao Jianwei, Du Guotong, Gao Dingsan

(Department of Electronics Science, Jilin University)

Yang Delin

(Chongqing Optoelectronics Institute)

Abstract

In this paper, we analyse the longitudinal mode threshold gain affected by the discontinuity of the waveguide in a composite-cavity semiconductor laser diode. The effective reflectance R_{eff} and the threshold gain have a certain distribution with wavelength caused by the interferometric effect in the composite cavity. Some mode hopping between the neighboring modes can be suppressed when the gain peak moves with temperature, which enlarges the temperature range of the stable single longitudinalmode oscillation in a composite-cavity laser. This effect has been observed in Sectional Constricted Planar Co-cavity Striped Semiconductor Lasers (SCP) fabricated in our laboratory. The wavelength-locking over a temperature interval of 4°C is achieved, within which the wavelength changes at a rate of $0.6 \text{ \AA}/^{\circ}\text{C}$ in $21\text{--}25^{\circ}\text{C}$ and $0.2 \text{ \AA}/^{\circ}\text{C}$ in $35\text{--}39^{\circ}\text{C}$, respectively.