

# 增益导引锁相阵列激光器 实验及波导分析\*

王新桥

任大翠

(河北工学院半导体器件室自动化工程系)

(长春光学精密机械学院现代光学研究所)

## 提 要

用液相外延方法制做了十五个氧化物条形半导体激光器集成在一起的耦合多条形激光器, 实现了锁相工作, 脉冲峰值功率为  $4\text{W}/\text{plane}$  (300 ns, 5 kHz)。在对单条形激光器的模式特性完成数值分析的基础上, 运用耦合模理论, 对耦合多条形激光器的波导特性进行了数值分析和计算, 计算结果和实验基本一致。

关键词: 锁相阵列, 数值分析, 耦合多条形激光器。

## 一、前 言

为了提高在单模稳定工作情况下半导体激光器的输出功率, 减小发散角, 近年来发展了多个条形半导体激光器集成在一起的锁相阵列结构。目前锁相阵列已获得 2.6 瓦的连续功率<sup>[1]</sup>, 平行结平面方向的远场发散角仅有  $0.7^\circ$ <sup>[2]</sup>。

关于锁相阵列的耦合波导理论曾有多篇文章报道<sup>[3~6]</sup>。但大多是采用简化的耦合波方程和解析形式的单条形激光器波导方程, 从而得出解析形式的近似阵列模式方程。本文采用数值方法, 运用耦合模方程对自制的氧化物条形锁相阵列激光器的波导特性进行了数值分析和计算, 理论和实验符合得较好。

## 二、实验结果

用液相外延方法在  $n$  型 GaAs 衬底上依次生长出五层外延层, 形成大光腔型结构 (LOO 型)。各层厚度及掺杂如图 1。外延温度  $853^\circ\text{C}$ , 降温速率  $0.5^\circ\text{C}/\text{min}$ 。在外延片表面镀一层厚为  $3000\text{Å}$  的  $\text{SiO}_2$  薄膜, 然后用常规紫外光刻, 获得宽为  $6\mu\text{m}$ 、中心距为  $15\mu\text{m}$  的氧化物掩蔽多条形结构。经扩 Zn、减薄之后, 在  $p$  面真空蒸镀  $2000\text{Å}$  左右厚的 Au 层,  $n$  面蒸镀 Au、Ge、Ni, 完成欧姆接触。最后解理成腔长为  $200\mu\text{m}$ , 包含 15 个条形的锁相阵列激光器管芯。图 2 是器件截面结构示意图, 图 3 是器件的局部光学显微照片。

器件的侧向远场扫描图为典型的双瓣图样, 如图 4 所示。在阈值时, 瓣间距为  $5.1^\circ$ , 单瓣半峰宽 (FWHP) 为  $1.9^\circ$ 。单面输出的脉冲峰值功率为 4W 时 (300 ns, 5 kHz), 仍具有明

收稿日期: 1987年3月30日; 收到修改稿日期: 1987年12月14日

\* 本文部分内容曾被 1986 年在旧金山召开的 '86 CLEO 会议和 '86 IQEC 会议录用, 录用编号分别为 ThK12 和 ThGG12。

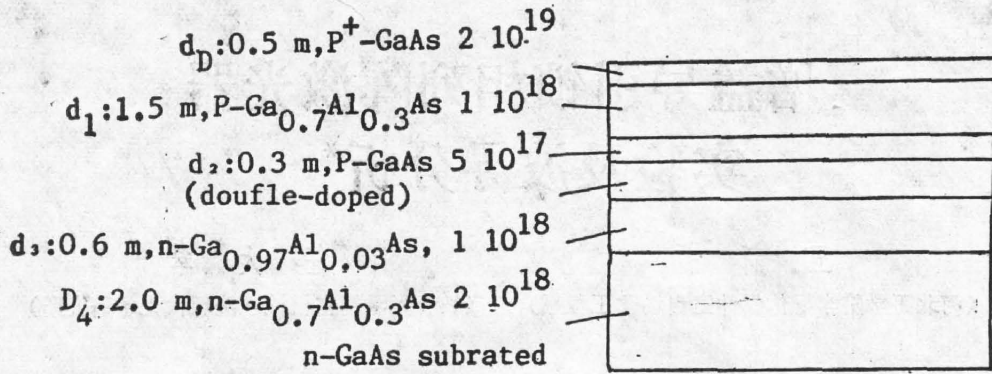


Fig. 1 Schematic diagram of five epitaxy layers

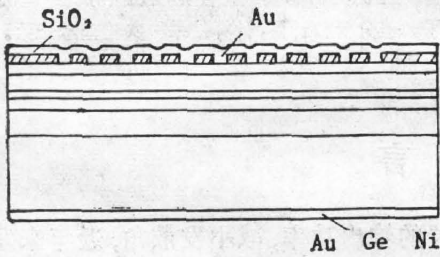


Fig. 2 The cross-section of coupled-multiple-stripes laser

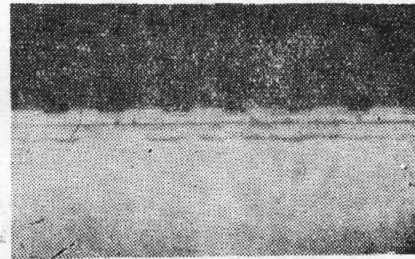


Fig. 3 Photomicrograph of phased array (500x)

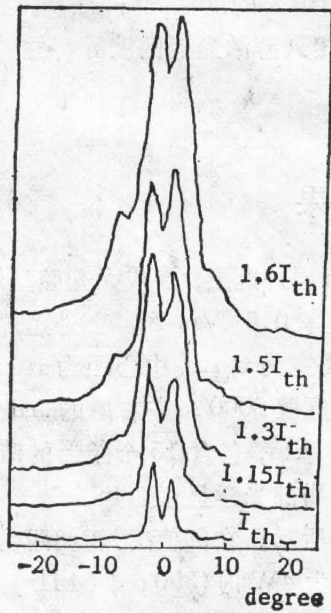


Fig. 4 Lateral for field patterns

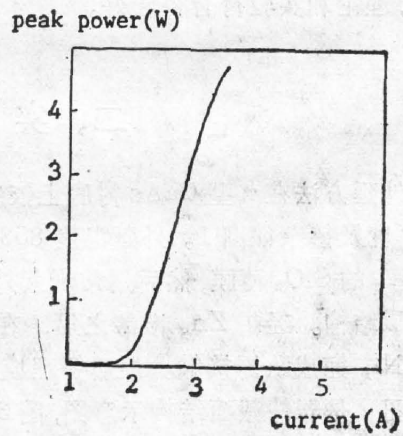


Fig. 5 Pulse output power vs current, under pulsed excitation (300ns, 5 kHz)

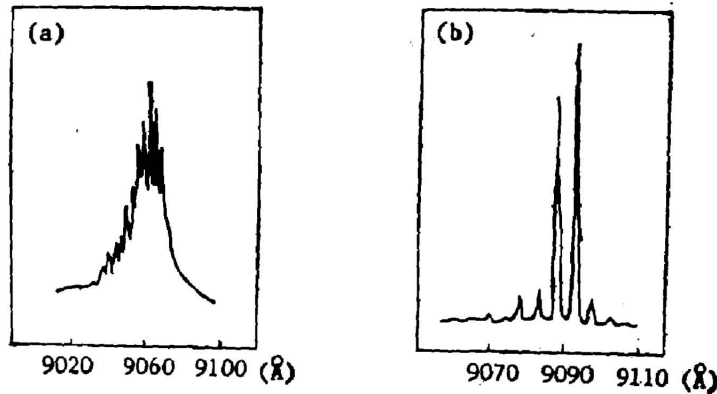


Fig. 6 Spectrums of the wide-contact diode lasers (a) and the phase-locked arrays (b)

显的双瓣特征,表明这时器件仍工作于锁相状态。

图 5 是器件的光 电流特性曲线, 阈值电流约为 1.7 A。

由同一外延片制做的锁相阵列激光器和宽接触激光器的激光光谱示于图 6。宽接触型激光器的峰值波长为 9069 Å, 包含许多纵模, 且间距很小。锁相阵列激光器的光谱包含两个纵模, 分别位于 9088 Å 和 9092 Å, 相对宽接触激光器的峰值波长来讲, 向长波方向移动了 19 Å。后面的分析表明, 这种波长移动是锁相工作状态的固有特征。

### 三、理论分析

在阵列结构中, 相邻条形激光器的光场互相渗透和影响所产生的耦合作用, 将使每个分立单条形激光器的工作模式受到扰动, 而形成新的整体阵列模式。Butler 指出<sup>[3,6]</sup>, 弱耦合情况下, 阵列光场分布为:

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{E}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^{N_s} A_m(z) \mathbf{E}_m(x, y, z), \\ \mathbf{H}(x, y, z) &= \sum_{m=1}^{N_s} A_m(z) \mathbf{H}_m(x, y, z). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中  $N_s$  为阵列条形总数;  $\mathbf{E}_m$ 、 $\mathbf{H}_m$  是第  $m$  个条形激光器的光场。若相应的传播常数为  $\gamma_m$ , 则有  $\mathbf{E}_m(x, y, z) = \mathbf{e}_m(x, y) \exp(\gamma_m z)$ ,  $\mathbf{H}_m(x, y, z) = \mathbf{h}_m(x, y) \exp(\gamma_m z)$ 。复数叠加系数  $A_m(z)$  代表了由于耦合所导致的对原光场的偏离, 它一般为  $z$  的缓变函数。对均匀阵列, 可以简单表示为:

$$A_m(z) = a_m e^{-\delta z}. \quad (2)$$

显然,  $\delta$  反映了阵列结构对条形结构传播常数的偏离。对(1)式应用麦克斯韦旋量方程, 注意到对于均匀阵列, 在均匀激励的情况下, 每个单条形激光器的传播常数相同, 即  $\gamma_n = \gamma_m = \gamma(n, m = 1, 2, \dots, N_s)$ 。可以得出  $a_m$  及  $\delta$  所满足的本征值方程:

$$\sum_{m=1}^{N_s} [C_{nm} - \delta K_{nm}] a_m = 0, \quad (3)$$

$$C_{nm} = i\omega\epsilon_0 \int (\epsilon_m - \epsilon) \mathbf{e}_n^- \cdot \mathbf{e}_m dx dy, \quad (4)$$

$$K_{nm} = \int (\mathbf{e}_n^- \times \mathbf{h}_m + \mathbf{h}_n^- \times \mathbf{e}_m) \cdot \mathbf{z}^0 dx dy, \quad (5)$$

这里  $\mathbf{e}_n^-$ 、 $\mathbf{h}_n^-$  分别为横向场函数  $\mathbf{e}_n$ 、 $\mathbf{h}_n$  的纵向反转变换。 $\epsilon_m$  为第  $m$  个条形激光器单独存在时的介电常数分布，而  $\epsilon$  为整个列阵的介电常数分布， $\mathbf{z}^0$  表示  $z$  方向单位矢量。

Butler 认为<sup>[6]</sup>，(5)式应满足导波模式正交关系，因而有  $K_{nm} = K_{nn}\delta_{nm}$ 。应当指出，导波模式正交关系仅是对在同一波导腔内传播的、具有不同传播常数的导波才成立。而(5)式是关于在不同波导腔中传播、具有相同传播常数的导波情况。只有在零级近似下，即不考虑相邻条形器件光场交叠的情况下，矩阵  $K_{nm}$  才成为对角的。因此，一般情况下，耦合波方程(3)应当是一个广义本征值方程。

(3)、(4)、(5)式构成多条形列阵的耦合模式方程。不同的列阵结构相应的耦合矩阵  $C_{nm}$  和  $K_{nm}$  也不同。通过求解本征值方程得出的  $N_s$  个本征值  $\delta^{(\nu)}$  ( $\nu=1, 2, \dots, N_s$ )，代表  $N_s$  个不同的列阵耦合作模式。对应的本征矢  $A^{(\nu)}(a_1^{(\nu)}, a_2^{(\nu)}, \dots, a_{N_s}^{(\nu)})$  ( $\nu=1, 2, \dots, N_s$ ) 则通过(1)式确定了相应列阵模式的光场分布，从而可以得出列阵的波导特性。

#### 四、数值计算及结果

以 TE 模式工作的平面条形结构激光器的横向场函数为：

$$\mathbf{e}_n = F_n(x)G_n(y)\mathbf{y}^0, \quad (6)$$

式中  $\mathbf{y}^0$  表示  $y$  方向单位矢量。注意到 TE 模式中磁场与电场的关系式  $H_x = (i\gamma/\omega\mu_0)E_y$ ，以及电磁场的反转操作对称性，矩阵元(4)式和(5)式可分别表为：

$$C_{nm} = i\omega\epsilon_0 \int (\epsilon_m - \epsilon) F_n(x)F_m(x)G_n(y)G_m(y) dx dy, \quad (7)$$

$$K_{nm} = \frac{i\gamma}{\omega\mu_0} \int F_n(x)F_m(x)G_n(y)G_m(y) dx dy, \quad (8)$$

式中  $\gamma$  为分立激光器工作模式的传播常数。

本文采用 W. Streifer 等人指出的阈值条件下分立单条形激光器的理论模型<sup>[7]</sup>，在 IBM-PC 微型机上，得出平面条形大光腔型激光器波导特性的数值结果，并代入(7)、(8)两式，完成矩阵元计算。

为了简化特征方程的求解，在对矩阵元  $C_{nm}$  计算时只考虑近邻耦合的情况，并对  $K_{nm}$  取零级近似。这样特征矩阵就成为一个三对角阵，可以直接用求海森堡(Heisenberg)矩阵的特征值和特征向量的 QR 方法，求出全部本征值  $\delta^{(\nu)}$  和相应的本征向量  $A^{(\nu)} = (a_1^{(\nu)}, a_2^{(\nu)}, \dots, a_{N_s}^{(\nu)})^T$  ( $\nu=1, 2, \dots, N_s$ )。

计算中所取的结构参数和实验结构相同。其中  $d_2$ 、 $d_3$  分别为有源区和波导区厚度。

图 7 是对条形间距  $D=15\mu\text{m}$  的列阵结构，得出的几个不同本征值  $\delta^{(\nu)}$  所对应的本征矢  $A^{(\nu)}$  (已归一化)在列阵中的分布情况。可以近似写成正弦分布形式：

$$a_n^{(\nu)} = Q \sin(\nu m\pi/N_{s+1}) \quad (\nu, m=1, 2, \dots, N_s), \quad (9)$$

其中  $Q$  为归一化常数。由于  $a_n^{(\nu)}$  的物理意义是代表  $\nu$  阶列阵模式中第  $m$  个条形激光器的

振幅,因此,上式反映了阵列中条形激光器的振幅分布。

将阵列出射端面与一个衍射光栅等效,考虑到上面的振幅分布形式,可以得出阵列的侧向远场光强分布为<sup>[6]</sup>:

$$I^{(\nu)}(\theta) \propto f(\theta) \frac{\sin^2 [D(N_s+1)u/2 + \nu\pi/2]}{[\sin^2(Du/2) - \sin^2(\nu\pi/2(N_s+1))]^2} \quad (10)$$

式中  $f(\theta)$  为单条形激光器的侧向远场分布函数  $u = k_0 \sin \theta$ 。图 8 是由上式给出的阵列远场图形与实验曲线的比较。 $I = I_{th}$  时  $\nu = 14$  的理论曲线与实验曲线符合的很好,表明这时阵列以  $\nu = 14$  阵列模式工作。

按照本征值  $\delta^{(\nu)}$  的定义式(2)及其与分立器件传播常数  $\gamma$  的关系,可以得出某一阵列模式的工作波长  $\lambda_\nu$  相对分立器件工作波长  $\lambda_0$  的变化为:

$$[(\lambda_\nu - \lambda_0)/\lambda_\nu] = - [\text{Im}(\delta^{(\nu)})/\text{Im}(\gamma)] \quad (11)$$

而第  $\nu$  个阵列模式的模式增益为:

$$G_\nu = -2 \text{Re}(\delta^{(\nu)} + \gamma) \quad (12)$$

计算结果表明,  $\text{Im}(\delta^{(\nu)}) < 0$ , 因而阵列振荡波长向长波方向移动。对  $\nu = 14$  阵列模式,理论计算得出的相对改变量约为  $1.44 \times 10^{-3}$ , 这与实验值  $2.0 \times 10^{-3}$  相比,相对误差约为 0.3, 二者基本符合。

图 9 是  $\nu = 1$  和  $\nu = N$ , 这两个特殊的阵列模式的本征值  $\delta^{(\nu)}$  随间距  $D$  的变化情况。其它阵列模式本征值的变化曲线与之类似,其值介于  $\nu = 1$  和  $\nu = N$ , 这两条曲线之间。由(12)式可知:  $G_{\nu+1} - G_\nu = 2 \text{Re}(\delta^{(\nu)} - \delta^{(\nu+1)})$ , 计算表明  $\delta^{(\nu)} - \delta^{(\nu+1)} > 0$ , 这说明高阶阵列模式的模式增益要高于低阶阵列模式,因此高阶模式会率先激励,形成双瓣远场图样。对于条形间

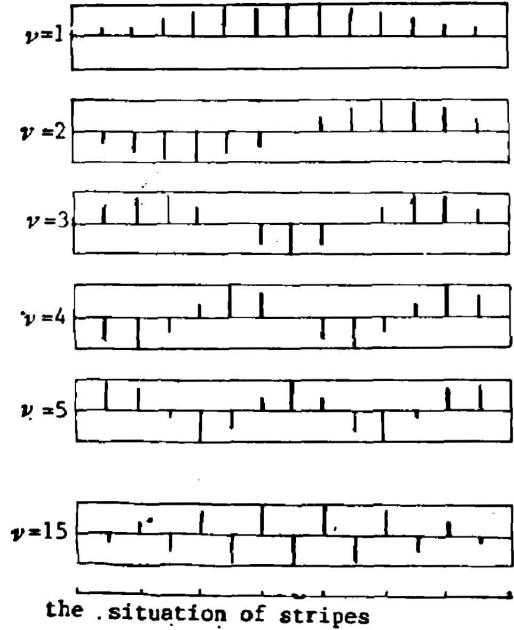


Fig. 7 Amplitude distribution  $A^{(\nu)}$  for several coupling modes

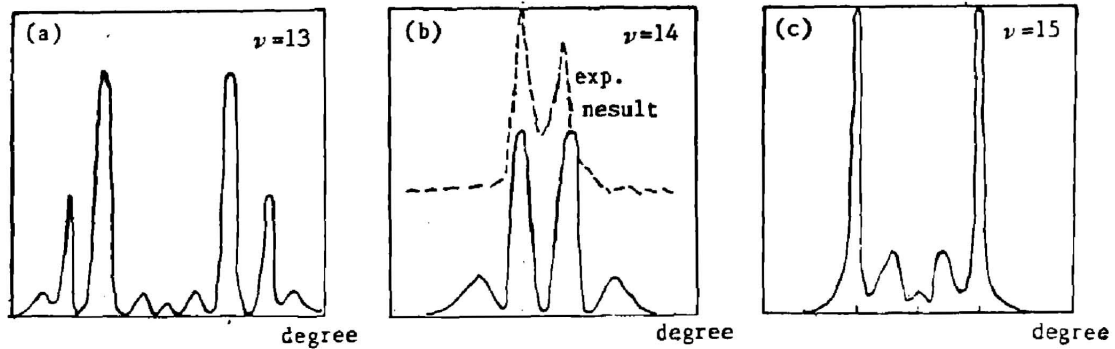


Fig. 8 Theoretical far-field pattern for high-order coupling modes (lateral)

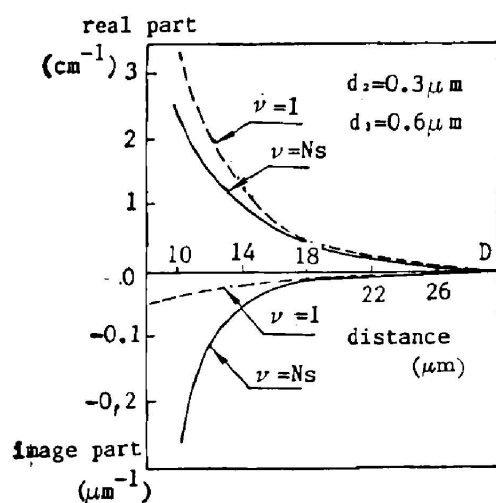


Fig. 9 Variation of the eigenvalue  $\delta^{(\nu)}$  with the distance  $D$

距  $D$  较大的情况, 不同列阵模式的模式增益之差很小, 激光器极易出现多模工作, 使光束特性变坏。而采用较小间距  $D$ , 容易实现激光器的单一模式工作。

实验结果指出, 激光器是以  $\nu=14$  列阵模式, 而不是  $\nu=15$  列阵模式工作。这主要是由于激光器内部的不均匀性及腔面解理的不完整性所造成的对理论的偏离。随着工作电流的增加, 其它的列阵模式相继被激发, 从而导致瓣间距和半峰宽度的增加。这与实验观测结果相一致。

## 五、结 束 语

实验试制的锁相列阵激光器最大脉冲输出功率为 4W (300 ns, 5 kHz)。由于热效应, 较大工作电流情况下锁相失败, 改善热沉和键合方式, 可望进一步提高锁相功率。

采用数值分析方法求解耦合模式本征方程, 得出了与实验基本一致的结果。改进阵矩元的计算精度, 并用数值方法计算列阵的远场分布, 会使理论与实验结果符合得更好。

折射率导引锁相列阵的耦合机制和模式特性有待于进一步探讨。

本文得到长春光机学院张兴德、陈铁民老师、河北工学院刘文杰老师的多次指导和帮助, 长春光机学院半导体激光研究室的全体老师曾给予大力协助, 这里一并表示衷心的感谢。

## 参 考 文 献

- [1] D. R. Scifres, C. Lindstrom *et al.*; *Electron. Lett.*, 1983, **19**, No. 5 (Mar), 169~171.  
[2] D. F. Welch, D. R. Scifres *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**, No. 11 (Dec.), 1134~1136.  
[3] J. K. Butler, D. E. Ackley *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1984, **44**, No. 3 (Feb), 293~295.  
[4] E. Kapon, J. Katz *et al.*; *Opt. Lett.*, 1984, **10**, No. 4 (Apr), 125~127.  
[5] A. Hardy, W. Streifer; *Opt. Lett.*, 1985, **10**, No. 7 (Jul), 335~337.  
[6] J. K. Butler, D. E. Ackley *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1985, **QE-21**, No. 5 (May), 458~464.  
[7] W. Streifer, R. D. Burnham *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**, No. 5 (May), 856~864.

## The experiment and analysis of waveguide for gain-guided phase-locked diode laser arrays

WANG XINQIAO

(Department of Automatic Engineering, Hebei Institute of Technology)

REN DACUI

(Institute of Modern Optics, Changchun College of Optics and Mechanics)

(Received 30 March 1987; revised 14 December 1987)

### Abstract

A couple-multi-stripe laser diode has been fabricated by means of LPE methods, which is integrated by fifteen oxide-isolated stripe diode lasers. The peak power of pulse is 4W/facet (300 ns, 5 kHz). On the basis of numerical analysis for waveguide characteristics of the single stripe laser, some properties of waveguide for the couple-multi-stripe laser have been analyzed and calculated. The results are in agreement with experiment basically.

**Key words:** phase-locked arrays; numerical analytical; couple-multi-stripe laser.