

# InP/InGaAsP 条形半导体激光器中的瞬态温度特性理论计算

张 晓 波 高 鼎 三

(吉林大学电子科学系,长春)

1988年3月11日收到

本文首次通过建立二维热传导模型,给出了条形 InP/InGaAsP 四元系半导体激光器中的瞬态热特性的理论计算结果,它包括了在几种条件下,激光器管芯内温度的空间分布随阶跃电注入的时间变化关系。计算结果表明四元系条形激光器体内温度升高比三元系 GaAs/GaAlAs 激光器的温升低,有关原因在文中给予讨论。

**主题词:** 半导体激光器, InGaAsP, 温度特性。

## 一、前 言

在实际应用中,条形半导体激光器的温度特性是影响激光器工作性能的重要因素,因为环境温度的升高可以导致光输出强度的下降、阈值电流升高和发光效率降低、以及模式跳跃<sup>[1]</sup>。温度变化也可以改善一般条形激光器在平行于 p-n 结平面上的波导<sup>[2]</sup>。因此,对条形半导体激光器的温度特性的分析已见许多报道。这些工作多数是关于 GaAs/GaAlAs 三元系半导体激光器的。早期比较经典的理论工作是由 Joyce 和 Dixon<sup>[3]</sup> 完成的,他们对三元系条形激光器的定态温度分布给予了分析,并对器件结构进行了简化得到了温度分布的解析表达式。以后又有许多人对这项工作进行了完善。W. Nakwaski<sup>[4]</sup> 对三元系条形激光器的瞬态温度特性作了分析,他利用空间变换得到激光器体内的温度分布的表达式。作者通过对含时间的二维热传导方程的求解得到了脉冲电流注入条件下的三元系半导体激光器体内温度瞬时空间分布结果<sup>[5]</sup>。至于四元系半导体激光器体内热传导过程的研究并不多见。Steventon 等<sup>[7]</sup>将文献[3]中的模型用到四元系上,得到了四元系 InP/InGaAsP 器件的温度定态分布。R. Ito 等<sup>[6]</sup>通过 Michelson 干涉仪测量了 BH 结构四元系激光器的脉冲电注入下的温度变化。但在以往四元系半导体激光器温度特性的理论研究工作中,多数只给出定态解。有的涉及到瞬态特性也只是给出了半定量的结果<sup>[8]</sup>。本文将要给出的是对四元系质子轰击条形激光器的瞬态温度分布的数值求解结果。由于半导体集成光学的飞速发展的需要,激光器管芯常需要正装,这一组装办法所带来的主要问题是源区内的热量不易散出,从而使器件的工作特性受到影响,本文中对这一问题给予了讨论。

## 二、半导体激光器中的温度分布模型

注入式半导体激光器中,所注入的电能并未全部转换成光能而激射,其中一部分耗散在激光器管芯内变成了热量。导致半导体激光器管芯内温度升高的热源有:①焦耳热,这项主要是由体内电阻及表面接触电阻造成的;②非辐射复合产生的热量,这项主要产生在有源层内;③自发发射吸收项,该项热量主要是产生在盖层和有源层中。我们所考虑的质子轰击条形四元系半导体激光器是目前国内半导体激光器产品的主要结构之一。管芯结构示意图见图1。在理论分析中所用到的结构、材料参数见附表。所依据的

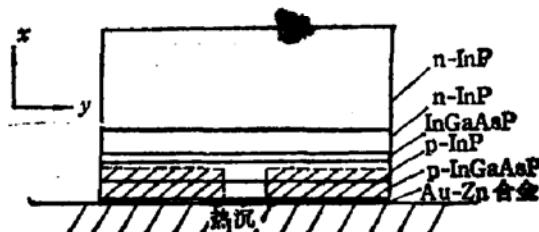


图1 InP/InGaAsP 四元系质子轰击条形激光器管芯结构示意图

含时间热传导方程可写成如下形式,

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (K \nabla T) + g, \quad (1)$$

$C$  为单位体积物质的比热,  $K$  为热传导系数,  $g$  为单位体积中热产生率。所用模型中,假定了各层外延片是均匀的,热传导系数在同一物质之内是与坐标无关的,因此,上述方程在每一层内可简化为,

$$C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = K_i \nabla^2 T_i + g_i, \quad (2)$$

另外,假定电注入在光谐振腔方向是均匀的,所以此处无须考虑温度沿该方向的变化。这样方程(2)中的温度  $T_i$  就是坐标  $x$  和  $y$  的函数了。方程(2)所满足的边界条件可讨论如下,由于管芯内产生的热量主要都传到热沉上了,所以与此相比,管芯与周围空气相交换的热量是很小的,绝热条件成立,

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=t} = \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=\pm \frac{w}{2}} = 0, \quad (3)$$

这里  $t$ 、 $w$  分别代表管芯的厚度和宽度,  $x$  的坐标原点在外延层表面上,  $y$  的坐标原点在电极条中心。又因为热沉的热容量之大,可认为其温度在脉冲电流注入期间不变,等于环境温度  $T_0$ ,

$$T(x, y)|_{x=0} = T_0. \quad (4)$$

另外,各外延层之间的温度函数满足两个条件,温度连续分布,及热流量连续,表示成(5)、(6)式,

$$T_i = T_{i+1} \quad (5)$$

$$K_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \Big|_{x=x_i} = K_{i+1} \frac{\partial T_{i+1}}{\partial x} \Big|_{x=x_{i+1}} \quad (6)$$

初始条件为，在未注入电流时，整个管芯的温度与外界相同为  $T_0$ ，

$$T_i|_{t=0} = T_0. \quad (7)$$

方程(2)中的热源项  $g_i$  在不同层内的表达式是不同的，最主要的一项是有源层中由于非辐射复合，辐射吸收和自发发射的吸收造成的。

$$g_i = \frac{V_i}{d_i} \{ j_{th} (1 - f \cdot \eta_{sp}) + (j - j_{th}) [1 - \eta_{ext} - (1 - \eta_i) \eta_{sp} f] \}, \quad (8)$$

$V_i$  是加到 p-n 结上的电压， $j$  是注入电流密度， $j_{th}$  是阈值电流密度， $\eta_{sp}$ ， $\eta_{ext}$  和  $\eta_i$  是自发发射内微分量子效率，受激辐射外、内微分量子效率，参数  $f$  是从有源区中的自发发射透射出两边限制层那部分能量的比例。对四元系器件，

$$f = 1 - (1 - (n_e/n_a)^2)^{1/2}, \quad (9)$$

这里  $n_a$  和  $n_e$  分别为有源层和限制层中材料的折射率<sup>[9]</sup>。有源层中的自发发射在盖层中的吸收项和焦耳热项可表示成，

$$g_i = J^2 \rho_i + \frac{1}{2} \frac{V_i j_{th}}{d_i} \eta_{sp} \cdot f, \quad (10)$$

$\rho_i$  为第一层材料的电阻率，(10)式中出现的分数  $\frac{1}{2}$  表示有源层中的自发发射透出限制层的能量有一半为盖层吸收。另一部分光在衬底或衬底表面的合金层中被吸收，由此而产生的热量是分散的，而且距有源区较远，在计算中忽略了。其它各层中的热源项都是焦耳热，形式为，

$$g_i = J^2 \cdot \rho_i. \quad (11)$$

P 面合金层中所产生的热量用其接触电阻来表示

$$g_0 = J^2 \cdot \frac{\rho_{cos}}{d_0}, \quad (12)$$

$\rho_{cos}$  表示单位面积接触电阻值， $d_0$  是该层的厚度。质子轰击条形激光器的电流扩展效应很小，载流子扩散效应也是可以忽略的，因为本文所涉及的电注入不是很高。

### 三、理论计算结果

作为上述理论分析的一个具体例子，我们对一个  $10\mu m$  电极条宽的质子轰击条形激光器进行了计算，计算中所取的有关参数为管芯厚  $100\mu m$ ，宽  $200\mu m$ ， $\eta_{sp} = 0.8$ ， $f = 0.59$ ， $\eta_i = 0.4$ ， $\eta_{ext} = 0.37$ ， $V_i = 0.95$ ， $J_{th} = 1000 A/cm^2$ ， $J = J_{th}$ 。图 2 和图 3 给出了计算结果。图 2 表示平行于 p-n 结方向的温度分布，它反映出热量的侧向扩散并不是很大，沿 y 方向管芯内的温度升高主要发生在电流注入条区内。图 3 表示的是沿垂直于 p-n 结方向上的温度分布，从这一结果可以看到各层中热源的作用，由于在有源层处温度分布呈现出一个峰值。人们主要关心的是激光二极管芯中有源区温度随注入电流加入时间的变化关系，因为这一温度变化决定光激励波长的不稳定性。在图 4 中有源区峰值温

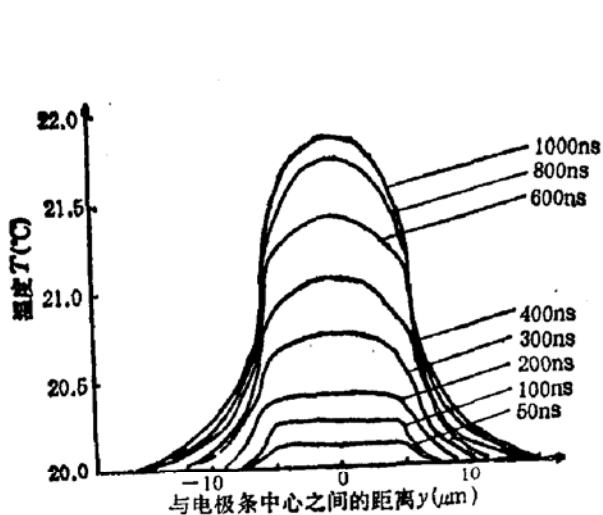


图2 有源层内的温度沿平行于 p-n 结方向的分布

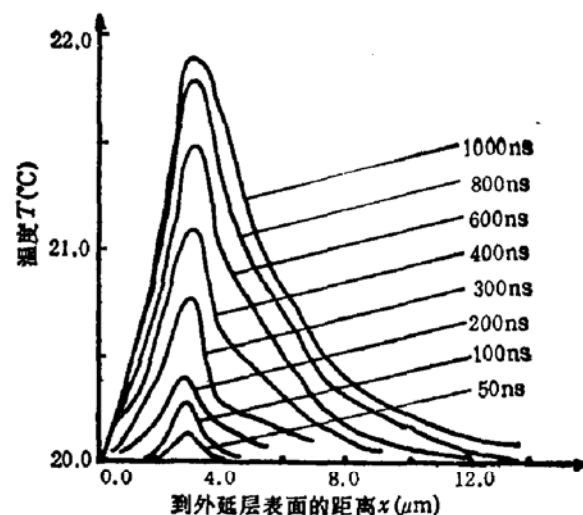
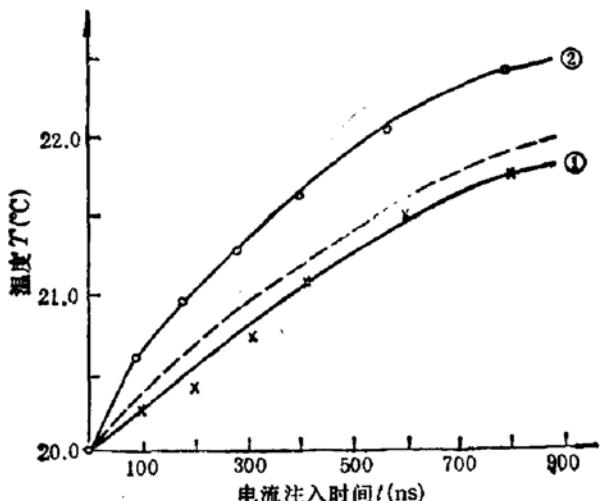


图3 电极条中心的温度沿垂直于 p-n 结方向的分布

图4 InP/InGaAsP 条形激光器管芯内有源区温度随注入电流时间的变化曲线 ① 当电流注入水平  $i = i_{th}$  时的结果, ②  $i = 2i_{th}$ , 虚线为三元系管芯的结果  $i = i_{th}$ 

度随时间的变化关系曲线表明在同样的注入电流下, 四元系管芯有源区温度升高要比三元系管芯的温升低。这一结果的出现有两点原因: 一是 InGaAsP/InP 激光器中 InP 作为光限制层比有源层中的 InGaAsP 导热性好, 而 GaAs/GaAlAs 三元系激光器中的限制层 GaAlAs 比有源层中的 GaAs 导热性要差得多, 所以后一种器件体内的热量不易散出, 导致温度升高, 二是四元系器件中从有源层中透射出的自发发射不象三元系器件那样被靠近有源层附近的一层衬底吸收, 而是透射到衬底很深的位置逐渐被吸收的, 由于吸收所产生的热量是分散的, 而且离有源层也较远, 因此对有源区中的温升影响不大。为比较方便, 我们将三元系管芯在类似条件下的温度随电脉冲注入时间的升高也画在图 4 中。电注入水平的高低是影响管芯有源层温度升高的重要因素, 见图 4。

由于半导体集成光电子学的发展需要, 要求激光器管芯正装, 即衬底面焊到热沉上。管芯内的热传导过程有了变化, 方程(2)仍然有效, 但有关的边界条件发生了变化, 离有源区较近的外延层表面此时满足绝热条件, 衬底表面满足恒温条件。计算结果表明, 正装条

件下,表面接触电阻产生的焦耳热项对温度分布影响很大。如果接触电阻不很低时,有源区中产生的热量非但不能从外延层表面传导出,甚至表面产生的热量还会倒流回有源层内。图5中给出了在正装情况下垂直p-n方向上温度分布随电流注入时间的变化关系。比较图3和图5的结果可以清楚地看到正装和倒装带来的管芯体内温度分布的不同。图6画出的是在几种不同表面接触电阻值下,在同一时刻正装管芯在垂直于p-n结方向上的温度分布,由此可见在外延层表面处的温度有的已接近有源区内的值。在倒装情况下,由于外延层表面的合金层与热沉相接触,其上产生的热量能有效地扩散到热沉上。而正装情况下,该表面所产生的热量由于假定绝热条件,无法向外扩散,这是两种组装形式的根本区别。事实上,管芯与空气相接触的表面是有热量向外辐射的,这部分热量是很少的,但是通过电极引线向外传导出去的热量有可能是很可观的,不过要对此进行定量地考虑困难是相当大的。

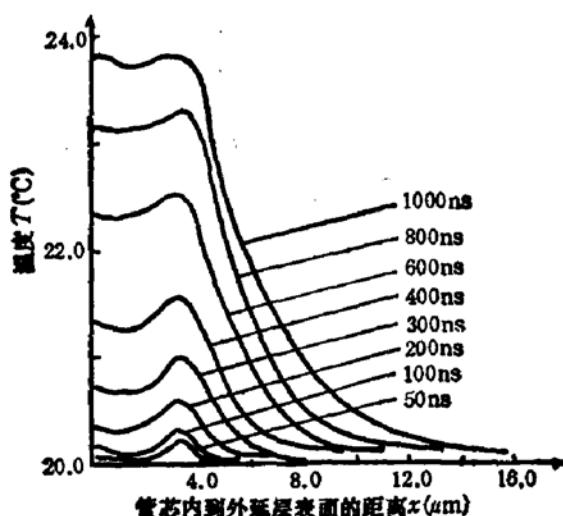


图5 正装条件下,四元系管芯温度沿垂直于p-n结方向的分布。 $\rho_{co} = 1 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$

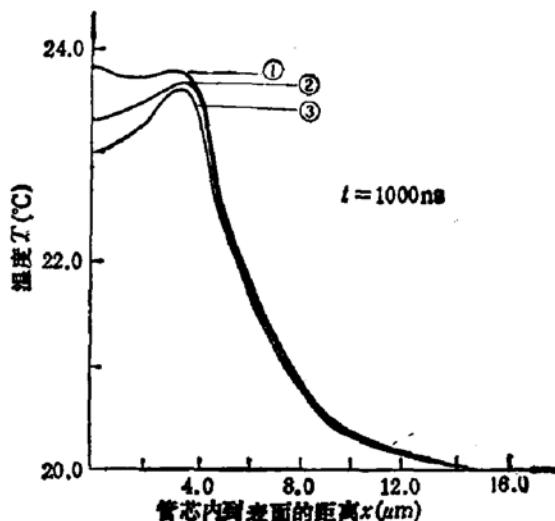


图6 三种表面接触电阻下 ①  $\rho_{co} = 1 \times 10^{-4}$ ,  
②  $1 \times 10^{-5}$ , ③  $1 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , 垂直于p-n结  
方向的温度分布

#### 四、结 论

作者在分析了InP/InGaAsP条形半导体激光器中的几种热源项的基础上,从含时间的二维热传导方程出发数值求解了四元系条形激光器中的瞬态温度分布。发现通常条形结构的四元系激光器有源区中的温度随电流注入时间的升高较三元系器件的相应量低,本文对这一结果给予了解释。此外,作者还对器件在正装情况下的温度特性进行了计算,给了三种大小不同的接触电阻值对管芯内温度分布的影响。半导体激光器中的温度特性是一个比较复杂的问题,在本文中的处理过程中引入了许多假设。更严格的定量分析有待于今后去完成。本文给出的结果可以作为进一步研究半导体激光器的参考,由此可以找到提高半导体激光器热稳定性的途径。

## 附 表

计算中所用 InP/InGaAsP 半导体激光器管芯的材料、结构参数

层 次	材 料	厚 度 ( $\mu\text{m}$ )	热传导系数 (W/cm · K)	电 阻 率 ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )	比 热 (J/cm <sup>3</sup> · K)
0	Au-Zn	0.1	0.73		2.35
1	P-InGaAsP	1	0.1	$2 \times 10^{-3}$	1.48
2	P-InP	1.5	0.67	$3 \times 10^{-3}$	1.48
3	InGaAsP	0.2	0.137	$1 \times 10^{-3}$	1.48
4	n-InP	2	0.67	$3 \times 10^{-3}$	1.18
5	n-InP	95.2	0.67	$1 \times 10^{-3}$	1.48

\* GaInAsP 材料的比热值无数据可查,因为 GaAs 与 InP 的比热值相近,所以作者取 InP 的比热数据用到了 InGaAsP 上。

## 参 考 文 献

- [1] M. Asada and Y. Suematsu, *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-19, 917(1983).
- [2] Chen, Y. C. Reisinger, A. R., and Chinn, S. R., *Appl. Phys. Lett.*, 41, 129(1982).
- [3] W. B. Joyce and K. W. Dixon, *J. Appl. Phys.*, 43, 855(1975).
- [4] W. Nakwaski, IEE Proceedings, Pt. I, Vol. 131, 94(1984).
- [5] X. Zhang and R. F. Ormondroyd, *J. Luminescence*, 40 & 41, 812(1988).
- [6] R. Ito and N. Gasawara, *J. Fac. Eng. Univ. Tokyo Ser. A-21*, (Japan) 34(1983).
- [7] A. G. Stevenson et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-17, 602(1981).
- [8] R. Ito et al., *Appl. Phys. Lett.*, 40, 214(1982).
- [9] M. Yano et al., *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-17, 619(1981).

## Transient Thermal Effects Calculation in InP/InGaAsP Stripe Geometry Semiconductor Laser Diode

Zhang Xiaobo and Gao Dingsan

(Department of Electronics Science, Jilin University, Changchun)

### Abstract

Two dimensional time dependent heat conduction equation is used first to calculate the stripe geometry InP/InGaAsP semiconductor laser transient thermal effects which include the temperature spatial distributions within diode at different injection current pulse duration with the variation of diode parameters. The calculated results show that there is a small increase of temperature in InP/InGaAsP stripe geometry laser diode than that in GaAs/GaAlAs laser diode, and the reason for this has been discussed.

**KEY WORDS:** Semiconductor laser, InGaAsP, Temperature effects