

# 边发光型高速发光管电极条宽度 对近场特性的影响\*

吴冠群 沈彭年

(中国科学院上海冶金研究所)

## 提 要

本文介绍了测量高速发光管的近场光强分布、发光区发光宽度和发光面积的方法;分析了电极条宽度不同时器件的发光宽度、发光面积和发散角随注入电流的变化特性;简述了器件的响应速度与电极条宽度的关系。

## 一、引 言

具有输出波导层的边发光型高速发光二极管(LED),因有调制频率高,输出功率大的特点,适于用作中、短距离光通信的光源,这种LED的调制频率可达80MHz,输出功率可达2mW,尾纤功率可达200 $\mu$ W<sup>[1]</sup>,已成功地用于三次群通信。

从实用出发,希望器件的注入电流小,而频率响应快,输出功率高。为此,我们对电极条宽度不同的器件的近场光强分布、发光宽度、响应速度与注入电流的关系进行了研究。

器件的响应速度主要与注入电流密度、扩散电容和少子寿命有关<sup>[2]</sup>。对于材料相同的器件,只要注入电流密度相同,响应速度就相同。缩短电极条宽度,可使器件在较小的注入电流时,获得较快的频率响应和较大的输出功率。

## 二、器 件

具有光输出波导和反向 $p-n$ 隔离的GaAs-AlGaAs边发光型发光二极管是由五层结构的外延片制成,其结构示于图1,各层参数列于表1。第2和第5层分别是 $p$ -AlGaAs和 $n$ -AlGaAs限制层;第3层是有源层;第4层是光输出波导层,其带隙能量略高于有源层;第1层是在第2层上外延生长的 $n$ -GaAs,第6层是 $n$ -GaAs衬底。电极条是这样形成的:先用化学腐蚀法部份地去掉第1层中的 $n$ -GaAs,直到第2层刚暴露为止,然后在其上蒸上金属铝。实验中制成的电极条宽度( $S$ )有10、15、20、25和30 $\mu$ m等五种,长度( $L$ )均为150—350 $\mu$ m。

器件在正向偏置时,因为 $p$ -AlGaAs上电极为 $n$ -GaAs层所隔离,电流只能通过电

\* 1984年10月18日收到,1986年4月8日修改定稿。

表 1 LED 材料组份参数

| 层 次   | 组 份                                     | 厚度( $\mu\text{m}$ ) | 浓度( $\text{cm}^{-3}$ ) | 折射率   |
|-------|-----------------------------------------|---------------------|------------------------|-------|
| $l_1$ | $n\text{-GaAs}$                         | 2—3                 | $10^{17}$              |       |
| $l_2$ | $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ | 1—2                 | $10^{18}$              | 3.353 |
| $l_3$ | $p\text{-Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$ | 0.2—0.4             | $10^{17}$              | 3.555 |
| $l_4$ | $n\text{-Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ | 2—4                 | $10^{16}$              | 3.452 |
| $l_5$ | $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ | 3—5                 | $10^{17}$              | 3.353 |
| $l_6$ | $n\text{-GaAs}$ (衬底)                    |                     | $10^{18}$              |       |

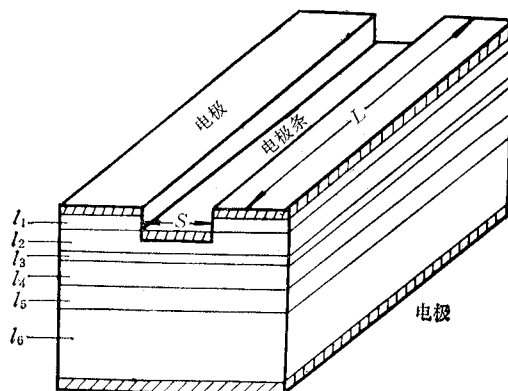


图 1 高速发光二极管的结构示意图。

极条在第 2、3 和 4 层中流过。

### 三、近场特性测量

**1. 测量方法** 我们对材料相同,电极条宽度不同的器件,分别测量了不同注入电流下的侧向和横向发光宽度、近场光强分布、发光面积、发散角和响应速度。

测量器件的近场光强分布有机械扫描和电视选行扫描两种方法<sup>[3-5]</sup>。由于电视选行扫描测量法具有设备简单、直观、能与微机连用,能同时测量水平和垂直方向的近场光强分布等优点,故本文采用电视选行扫描测量法。实验装置是我们研制的数字式显微红外电视选行扫描系统,系统框图如图 2 所示。测量部位由选行标志线指示在监视器上。选行后的视频信号存储于波形存储器,并用记录仪记录。这样可同时获得器件的近场形貌和侧向(水平方向)近场光强分布。选取不同的行,可以获得不同位置的侧向近场光强分布。

测量器件的横向(垂直方向)近场光强分布,有两种方法可用。一种是在测得器件侧向近场光强分布后,把选行标志线向上移十余行,再压缩示波器的扫描时间轴,在示波器上就得到了从该行开始依次排列的近场光强分布曲线,其顶点的包络线即为横向近场光强分布曲线。另一种方法是把器件旋转  $90^\circ$ ,再测量标志线所指示位置的横向近场光强分布。两种方法的测量结果是一致的。

图 3 是电极条宽度为  $25\mu\text{m}$  的器件的侧向和横向近场光强分布曲线。

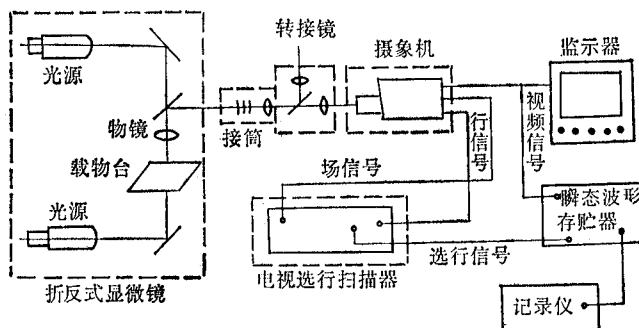


图2 数字式显微红外电视选行扫描系统

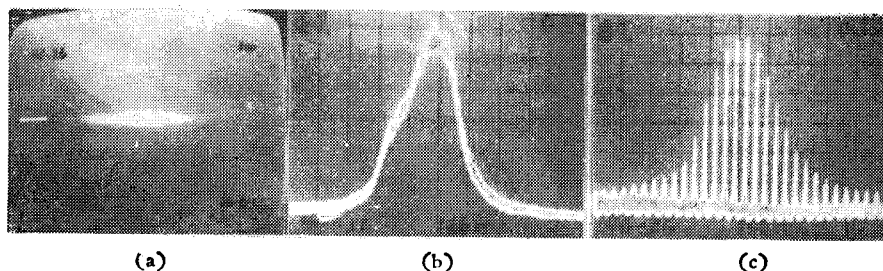


图3 LED 的近场形貌和侧向、横向近场光强分布

(a) 注入电流  $I_s = 100\text{mA}$  时的近场形貌。

(b) 在(a)所示位置处的侧向近场光强分布。

(c) 注入电流  $I_s = 100\text{mA}$  时的横向近场光强分布,顶点的包络线即为横向近场光强分布曲线。

器件的发光宽度是根据摄像机扫描被测部位所需时间确定的。此扫描时间是指在光强的  $\frac{1}{e^2}$  之间的扫描时间。测得扫描时间后,器件的侧向发光宽度可按文献【6】给出的公式

$$W_1(\text{mm}) = 0.244(\text{mm}/\mu\text{s}) \times t_{\text{扫}1}(\mu\text{s}) \times \frac{1}{K} \quad (1)$$

算出。器件的横向发光宽度可按公式

$$W_2(\text{mm}) = 0.48(\text{mm}/\text{ms}) \times t_{\text{扫}2}(\text{ms}) \times \frac{1}{K} \quad (2)$$

算出。式中  $K = 100$ , 本系统的光学放大倍数;  $t_{\text{扫}1}(\mu\text{s})$  和  $t_{\text{扫}2}(\text{ms})$  分别为水平与垂直方向的扫描时间,由示波器或记录仪读出;水平和垂直方向的扫描速率分别为  $0.244 \text{ mm}/\mu\text{s}$  和  $0.48 \text{ mm}/\text{ms}$ 。

**2. 测量误差** 器件发光区宽度和近场光强分布的测量精度决定于摄像机的非线性失真和扫描时间  $t_{\text{扫}}$  的测量精度。在一般情况下,器件的近场形貌成像在靶区的中央部位,摄像机在这个区域的非线性失真小于 3%,若配以普通精度的示波器或记录仪,则测量的相对误差应小于 5%。

小电流注入时,测量精度则还与摄像机和记录仪的信噪比有关,易产生较大的测量误差。要提高测量精度,必须提高系统的信噪比,放大视频信号。

## 四、测量结果和讨论

### 1. 横向发光宽度与注入电流的关系

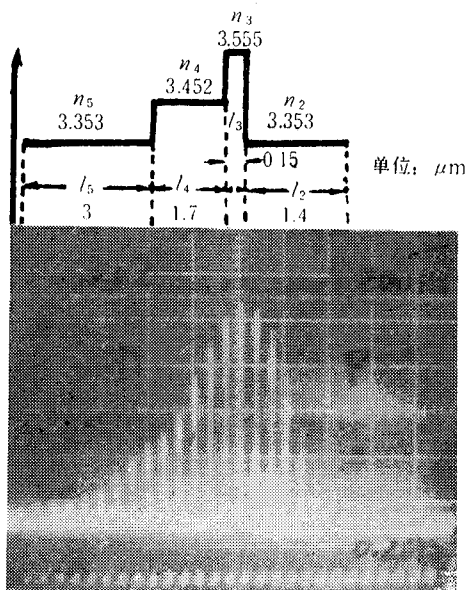


图4 注入电流为 200mA 时器件 34-2 各层的光输出情况

光强峰值向波导区 ( $l_4$ ) 方向移动. 这是由于这种器件具有大光腔非对称波导结构的特点, 折射率分布和近场光强分布都具有不对称性. 据文献 [7] 的报道,  $p\text{-Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{As}$  中 Ge 掺杂浓度为  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  时, 扩散长度  $L_e = 3.5 \mu\text{m}$ , 在我们的器件中, Ge 掺杂浓度为  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , 故  $L_e \geq 3.5 \mu\text{m}$ . 由于有源层 ( $l_3$ ) 的厚度仅为波导层的  $1/5 \sim 1/10$  左右, 在正向偏置时, 注入载流子除在  $l_3$  中大量复合外, 还有部份漏泄到波导层 ( $l_4$ ) 去; 又因波导层的折射率较限制层 ( $l_2, l_5$ ) 高, 自由载流子吸收系数又小, 故有源层复合产生的光, 将大量漏泄到波导层去, 并由端面辐射出来. 因此, 随着正向注入电流的增大, 近场光强峰值位置将向波导层方向移动. 显然, 横向发光宽度仅与注入载流子的多少有关, 而与器件

图 4 是器件 34-2 各层的实测厚度和注入电流为 200mA 时的光强分布. 由图可见, 光强分布是不对称的, 偏于波导层 ( $l_4$ ). 按 (2) 式算得的发光宽度 ( $W_2$ ) 为  $4.23 \mu\text{m}$ , 相邻垂直线 (即光强  $E$ ) 的间距为  $0.35 \mu\text{m}$ . 为了测量得更精确些, 将器件旋转  $90^\circ$ , 再进行测量, 并按 (1) 式算得的发光宽度为  $4.30 \mu\text{m}$ . 图 5 为该器件分别在注入电流为 5mA 和 210mA 时得到的近场光强分布图. 在 5mA 和 210mA 时, 发光宽度 ( $W_2$ ) 分别为  $6.34 \mu\text{m}$  和  $4.30 \mu\text{m}$ . 可见随着注入电流的增大, 器件的横向发光宽度有变窄的趋势. 收缩的程度决定于材料的特性. 从图还可以看出, 近场光强分布曲线的收缩, 主要是左边曲线在收缩 (右边是器件的  $p$  面), 这就是说, 随着注入电流的增大, 光

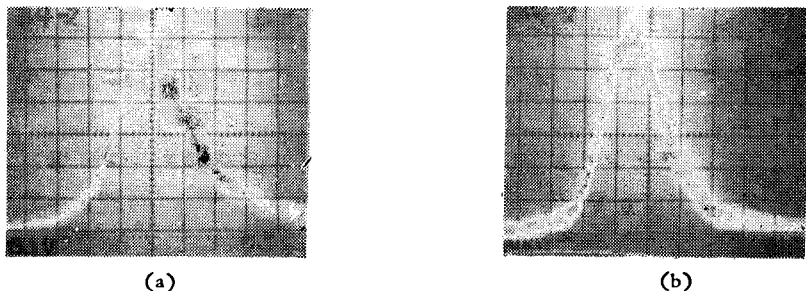


图5 器件 34-2 在注入电流为 5mA 和 210mA 时, 横向近场光强分布

(a) 5mA 时,  $E/e^2$  处的发光宽度 ( $W_2$ ) 为  $6.34 \mu\text{m}$ .

(b) 210mA 时,  $E/e^2$  处的发光宽度 ( $W_2$ ) 为  $4.30 \mu\text{m}$ .

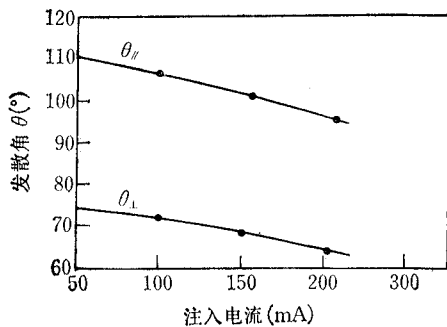


图6 发散角随注入电流的变化关系。

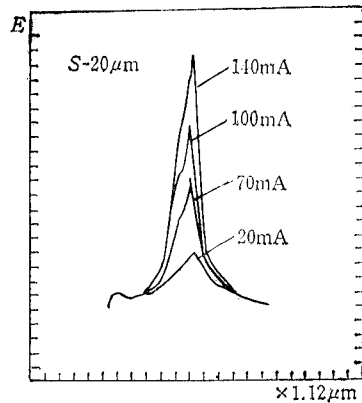


图7 不同注入电流下的侧向近场光强分布。

的电极条宽度无关。

图6示出了器件的发散角 $\theta_{\perp}$ 和 $\theta_{\parallel}$ 与注入电流的关系。由图可见,随着注入电流的增大, $\theta_{\perp}$ 和 $\theta_{\parallel}$ 都有收缩的趋势。

垂直于结平面的发散角 $\theta_{\perp}$ 可近似地由公式<sup>[8]</sup>

$$\theta_{\perp} = \frac{\alpha l_3 / \lambda}{1 + \alpha (l_3 / \lambda)^2 / 1.2} \quad (3)$$

算得。式中 $\alpha = 0.41\pi^2(N_1^2 - N_2^2)$ ,  $N_1$ 和 $N_2$ 分别为复合区内外的折射率。由此可见, $\theta_{\perp}$ 仅与 $l_3$ 、 $\lambda$ 和材料折射率有关,而与电极条宽度无关。这和器件的横向发光宽度仅与注入电流的大小有关,而与电极条宽度无关的结论是一致的。

**2. 侧向发光宽度与注入电流的关系。**图7是不同注入电流时的近场光强分布图。注入电流小时,侧向发光宽度大大地扩展;注入电流达到一定值后,发光宽度 $W_1$ 就变化缓慢,并逐渐趋向于一个基本恒定值,但它总是宽于电极条宽度( $S$ )。

图8示出了材料相同,电极条宽度( $S$ )分别为10、15、20和25  $\mu\text{m}$ 的器件的侧向发光宽度( $W_1$ )随注入电流不同而变化的关系。可见,材料相同,电极条宽度不同的器件,

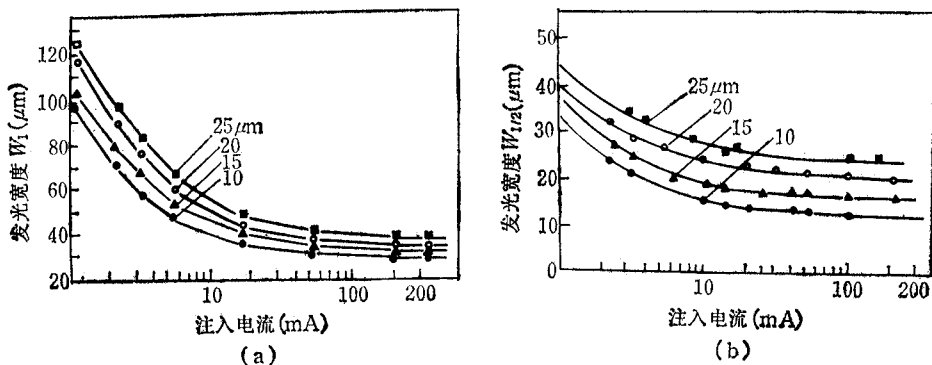


图8 电极条宽度不同的器件的发光宽度与注入电流的关系  
 $E/c^2$  处的发光宽度 (a) 和  $E/2$  处的发光宽度 (b) 的计算曲线和测量值

发光宽度随注入电流变化的趋势是相同的,但变窄的速率随 $S$ 的减小而增大。当注入电流大于20mA, $W_1$ 变化就缓慢。若设侧向发光宽度扩大倍数 $m = \frac{W_1}{S}$ ,则 $m$ 与注入电流的关系如图9所示。由图可见,在相同注入电流下, $S$ 愈小,则 $m$ 愈大,且 $m$ 随注入电流的增大而减小。

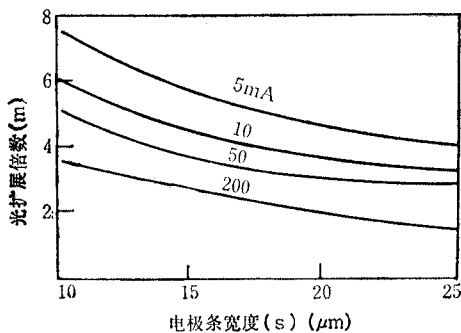


图9 电极条宽度不同的器件的发光宽度扩展倍数( $m$ )与注入电流的关系。

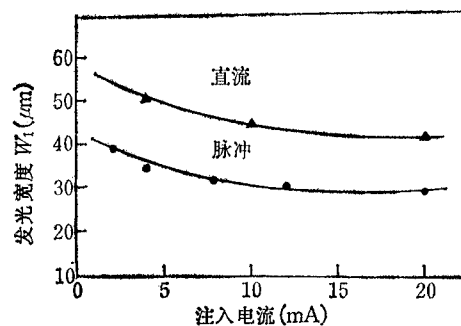


图10 直流和脉冲工作状态下,器件的侧向发光宽度与注入电流的关系。

图10示出了器件在脉冲和直流工作时的侧向发光宽度与注入电流的关系。脉冲工作条件:频率 $f = 2.2\text{KHz}$ ,脉宽 $t_K = 3\mu\text{s}$ 。从图可以看出,发光宽度的扩展与注入电流的工作方式有关。器件在相同的注入电流下,脉冲状态工作时的 $W_1$ 要比直流状态工作时的的小得多。进一步研究发现, $W_1$ 与 $f$ 值有关,而与 $t_K$ 值无关。 $W_1$ 随 $f$ 的增高而变窄。表2示出了不同脉冲宽度和不同频率时的 $W_1$ 值。

表2 不同脉冲状态工作下的侧向发光宽度( $W_1$ )

| 管 号   | $f = 2.2\text{KHz}$ $I_S = 16\text{mA}$ |       |       |       |       | $t_K = 3\mu\text{s}$ $I_S = 26\text{mA}$ |       |       |       |
|-------|-----------------------------------------|-------|-------|-------|-------|------------------------------------------|-------|-------|-------|
|       | $t_K(\mu\text{s})$                      | 3     | 2     | 1     | 0.5   | $f(\text{KHz})$                          | 2     | 1     | 0.33  |
| 34-2  | $W_1(\mu\text{m})$                      | 28.12 | 28.12 | 28.12 | 28.12 |                                          |       |       |       |
| 94A-6 |                                         |       |       |       |       | $W_1(\mu\text{m})$                       | 33.75 | 36.00 | 38.50 |

发光宽度的扩展,可从等效电路原理,也可从电流注入分布模型中得到解释。图11为器件的等效电路和电流注入分布简图。电流的侧向扩展起于有源层( $I_3$ )上面的P型限制层( $I_2$ )<sup>[9]</sup>。设 $r_1$ 是有源层以下的串联电阻, $r_2$ 是平均侧向电阻, $r_3$ 是电极条面积以外的等效电阻, $C_1$ 、 $C_2$ 和 $C_3$ 分别为各处的等效电容。 $I_S$ 为注入电流, $I_0$ 为侧向扩展电流, $I_e$ 为有源层复合电流。显然, $I_S = I_e + 2I_0$ 。若器件的材料和电极条长度 $L$ 相同,则 $r_2$ 与 $S$ 值成正比。设 $r_1 = r_3$ ,则从电流分路中可知, $S$ 大, $r_2$ 就大, $I_0$ 就小。若电极条宽 $S$ 相同,则增加 $I_2$ 层的电阻率,在注入电流相同时, $I_0$ 减小,侧向扩展也减小。这与文献[10]的分析相一致。

当器件在脉冲状态工作下,等效电容将影响注入电流的分布。设0点处侧向总电流

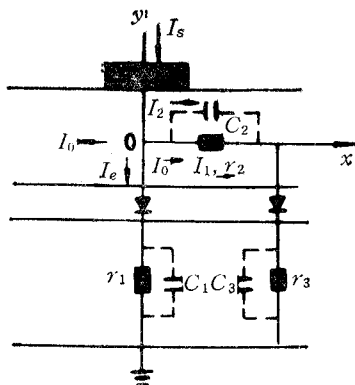


图 11 LED 等效电路

为  $I_0$ ，在  $r_2$  和  $C_2$  上的分路电流分别为  $I_1$  和  $I_2$ 。则  $I_0 = I_1 + I_2$ 。频率升高时，等效电容的阻抗将变小， $I_2$  将增大，流过  $r_2$  的电流  $I_1$  将减小，于是侧向光扩展就随之减小。由于光子流的建立与响应速度有关，当工作频率低于截止频率时，脉冲宽度只要宽于器件的上升时间和延迟时间，则器件的发光侧向扩展仅与注入脉冲电流的大小有关，而与脉冲宽度无关。

光强分布  $B(x)$  可从有源区 ( $l_3$ ) 中载流子密度分布  $n(x)$  来计算。  $B(x) \propto n(x) [n(x) - n_\infty]^{[10,11]}$ 。若忽略有源区中平衡载流子浓度  $n_\infty$ ，则可写成

$$B(x) = An^2(x), \quad (4)$$

式中  $A$  为比例系数。侧向载流子分布  $n(x)$  可按文献 [11] 求得

$$n(x) = GL_n^2 - GL_n^2 \left( \frac{L_n}{l_0 + L_n} \right) \exp\left(-\frac{S}{2L_n}\right) \cosh\left(\frac{x}{L_n}\right), \quad 0 \leq x \leq \frac{1}{2}S; \quad (5.1)$$

$$n(x) = GL_n^2 \left( \frac{l_0^2}{l_0^2 + L_n^2} \right) \exp\left(-\frac{|x| - \frac{1}{2}S}{l_0}\right) - \frac{1}{2} GL_n^2 \left[ \left( \frac{L_n}{l_0 - L_n} \right) - \left( \frac{L_n}{l_0 + L_n} \right) \exp\left(-\frac{S}{2L_n}\right) \right] \exp\left(-\frac{|x| - \frac{1}{2}S}{L_n}\right), \quad \frac{1}{2}S \leq x \leq \infty; \quad (5.2)$$

$$G = J_e / qD_n l_3; \quad (6)$$

$$l_0 = (0.10339 / Rx J_e)^{1/2}; \quad (7)$$

式中  $q$  为电子电荷； $L_n$  为扩散长度，取  $3\mu\text{m}$ ； $D_n$  为扩散系数，取  $30\text{cm}^2/\text{s}$ ； $l_3$  为有源层厚度，取  $0.3\mu\text{m}$ ； $R_x$  为  $x$  方向的薄层电阻，决定于  $p\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  的层厚和电阻率，在器件的  $S = 30\mu\text{m}$ ， $L = 350\mu\text{m}$  时，测得  $R_x = 5000\Omega$ ； $J_e$  为电极条下的电流密度，可由下式求得：

$$I_s = I_e + 2I_0 = J_e SL + 2J_e^{1/2} \left( \frac{0.10339}{R_x} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

式中  $L$  取  $350\mu\text{m}$ 。于是可求得不同注入电流  $I_s$  和不同  $S$  时的  $J_e$ 。当  $x = 0$  时，电极条中心处的载流子分布为

$$n(0) = GL_n^2 \left[ 1 - \left( \frac{L_n}{l_0 + L_n} \right) \exp \left( - \frac{S}{2L_n} \right) \right]. \quad (9)$$

由(4)式可知,任意位置的光强分布和载流子分布对电极条中心处的光强和载流子分布的归一化形式为

$$\frac{B(x)}{B(0)} = \frac{n^2(x)}{n^2(0)}. \quad (10)$$

于是近场光强半宽处的载流子分布为

$$n(x) = \sqrt{\frac{1}{2}} n(0)^{1/2}. \quad (11)$$

选取不同  $I_s$  值,可得到一系列  $n(0)$  和  $n(x)$  值.求得满足于(5)和(11)式的  $x$  值,即为该注入电流下的近场光强半宽度处的发光宽度.其计算曲线示于图 8(b) 中,由图可见,理论计算与实验值很好地吻合.

由(8)式可知,

$$2I_0/I_c = 2 \left( \frac{0.10339}{R_x} \right)^{1/2} / SLJ_c^{1/2}. \quad (12)$$

所以  $S$  愈小,侧向光的扩展就愈厉害.这与图 9 的结果和等效电路分析是一致的.

**3. 光强立体分布和发光面积的测量** 图 12 示出了器件 46-6-10  $\mu\text{m}$  在注入电流为 20mA 时的光强立体分布.若各行光强都对最强光强( $z$  轴)归一化,归一化后的各光强的  $1/e^2$  值为  $H$ ,则各行在高为  $H$  处的发光宽度便是在  $x$  轴方向上的量值,而各行的间距为  $y$  轴上的量值,这样就得到  $M(x_M, y_M)$ ,  $N(x_N, y_N)$  各点.各  $M$  点和  $N$  点的连线包含的面积即为发光面积.

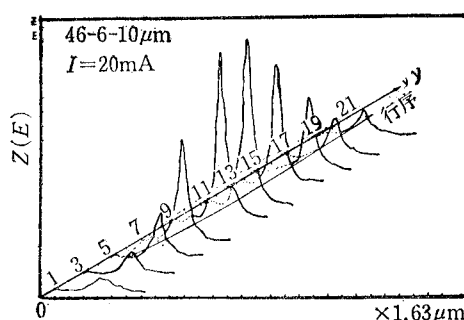


图 12 LED 的光强立体分布

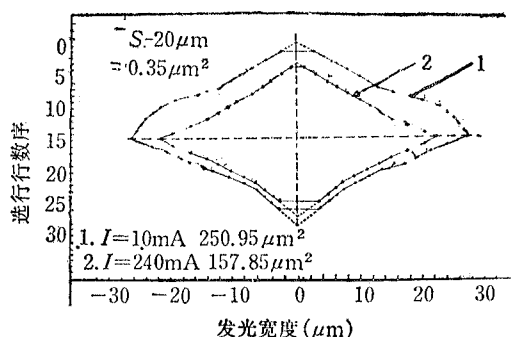


图 13 LED 的发光面积

图 13 是电极条宽度为 20  $\mu\text{m}$  的器件,在注入电流为 10mA 和 240 mA 时的发光面积.由图可见,发光面积与注入电流密切相关;发光面积接近于菱形;对于类似于大光腔结构的器件,发光面积的上下两部份是不对称的.图中虚线部份是由于测量中采用垂直压缩选行扫描方式时,波形存储器存储量不够而漏存部份,该部份面积很小.

由于器件的 P 型有源区 ( $l_3$ ) 位于上半部份, n 型波导层 ( $l_4$ ) 位于下半部份,由图可知,随着注入电流的增大,发光区向波导区移动,这正是器件设计所要求的.

**4. 频率响应与电极条宽度的关系** 由文献 [12] 知,大注入电流时,器件的调制带



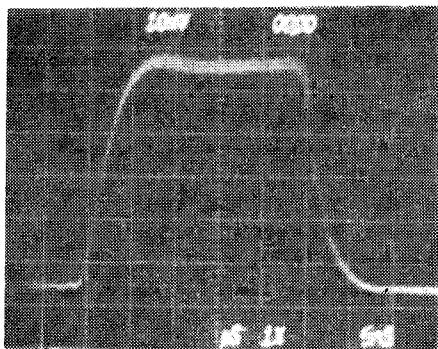


图 14 100mA 时 LED 响应速度  
 $I_s = 100\text{mA}$ ,  $S = 20\mu\text{m}$ .

宽由式

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2} \left[ \frac{B_r J_s}{e l_3} \right]^{1/2} \quad (13)$$

算得. 式中  $\tau$ 、 $B_r$ 、 $l_3$  和  $J_s$  分别是少子寿命、材料特征参数 ( $\text{cm}^3/\text{s}$ )、有源区厚度和注入电流密度. 由 (13) 式可见, 调制带宽与电极条宽度无直接关系.

我们曾测量了电极条宽度不同的器件的响应速度, 发现在大注入电流时, 器件的响应速度基本相同; 随着注入电流的减小, 电极条宽度较小的器件的响应速度较电极条宽度较大的器件的响应速度快得多. 因此, 器件的  $S$  较小时, 易于满足实用需要. 图 14 示出了注入电流为 100mA 时,  $S$  为  $20\mu\text{m}$  的器件的响应速度 ( $t_r = 5\text{ns}$ ).

## 五、结 束 语

通过对材料相同、电极条宽度不同的器件的近场特性、发光面积和响应速度等与注入电流的关系的研究, 得到了如下结论:

发光面积和发光宽度随注入电流的增大而减小, 其中横向发光宽度的变化与电极条宽度无关.

注入电流大于 20mA 以后, 侧向发光宽度的变化变得缓慢, 但总是大于电极条宽度. 发光宽度的变窄与注入电流的方式有关, 以脉冲方式注入时, 有利于缩减发光宽度.

在一定的注入电流下,  $S$  愈小, 注入电流密度就愈大, 这有利于提高响应速度; 但  $S$  太小时, 电流的侧向扩展厉害, 并且易产生超辐射和线性饱和失真现象, 因此, 合理地选择  $S$  值是重要的, 一般以  $15-20\mu\text{m}$  为宜.

本文所用器件由邮电 519 厂提供, 计算数据由王德宁同志提供, 并作了讨论; 发散角数据由龚连根同志提供, 此外, 还与逢永秀同志作过讨论, 在此一并致谢.

## 参 考 文 献

- [1] Y. Pang, H. Pan, Z. Cheng, P. Shen, G. Wu and Z. Xiao, *IEEE Trans. on ED*, ED-30(1983), 348.

- [ 2 ] 吴冠群、沈彭年、陈莲勇、逢永秀, 光纤通信, **5**(1981), 70.
- [ 3 ] M. Ettenberg, K. C. Hudson, *IEEE J. of QE*, **QE-9**(1973), 987.
- [ 4 ] P. A. Kirkby, A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson and P. R. Selway, *ibid.*, **QE-13**(1977), 705.
- [ 5 ] C. Y. Chen, S. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **13**(1980), 257.
- [ 6 ] 何梁昌、吴冠群、沈彭年、肖宗耀, 通信学报 **3**(1982), 88.
- [ 7 ] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, *Sov. Phys. Semicond.*, **3**(1970), 1243.
- [ 8 ] W. P. Dumke, *IEEE J. of QE*, **QE-11**(1975), 400.
- [ 9 ] H. Youzu, I. Sakuma, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **12**(1983), 1585.
- [ 10 ] J. A. Borsuk, *IEEE Trans. on ED*, **ED-30**(1974), 296.
- [ 11 ] 王德宁、吴冠群、沈彭年, 科技通讯, **4**(1985), 51.
- [ 12 ] Henry Kresser, J. K. Butier, *Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs*, Academic Press, New York, (1977), 257.

## THE INFLUENCE OF STRIPE GEOMETRY ON THE NEAR-FIELD PROPERTIES OF HIGH SPEED EDGE EMITTING LED

Wu Guanqun, Shen Pengnian

(Shanghai Institute of Metallurgy, Academia Sinica)

The method used for measuring the near-field light intensity profiles, radiative intensity line width and equi-amplitude contour areas in the radiative region, is introduced. For devices with different stripe geometries, the change of light emitting width and area, far-field light intensity patterns and light intensity topograph, as a function of the injection current is analysed.