

# 异质势垒载流子泄漏对 InGaAsP 半导体激光器阈值温度关系的影响

郭长志 黄永箴

(北京大学物理系固体能谱研究室)

1985 年 12 月 3 日收到

本文从理论上分析了能带结构参数和运输机制对  $1.3\mu\text{m}$  InGaAsP 半导体激光器的异质势垒准平衡载流子泄漏过程的影响, 及其对  $T_{\text{th}}$  的影响, 以及最近对上述器件所作的载流子泄漏观测结果所出现的矛盾。指出准平衡泄漏过程不可能对  $T_{\text{th}}$  起主要作用, 最近实验观测到的泄漏电流可能来自俄歇复合产生的过热载流子泄漏, 而且并不与“存在 CHSH 过程, 但对  $T_{\text{th}}$  起主要作用的是 CHCC 过程”的结论相矛盾。

## 一、引言

InGaAsP 半导体激光器能够发射适于光纤通信技术的激光, 但其温度敏感性太大, 即  $T_{\text{th}}$  太小, 是一个亟待克服的严重缺点。为此目前除了采用半导体致冷器附件以保持恒温外, 一方面尽量降低阈值电流和热阻, 以减小激射时的结温升, 另一方面力图搞清温度敏感性的根源, 以便从根本上克服这一不利的效应。对于温度敏感性, 曾提出过许多种不同的机制, 但迄今尚未取得一致的认识。关于异质势垒准平衡载流子泄漏是不是造成这种激光器  $T_{\text{th}}$  小的主要原因的争论, 主要集中在  $1.3\mu\text{m}$  InGaAsP 半导体激光器。M. Yano 等<sup>[1]</sup>认为是, 但 N. K. Dutta 等<sup>[2]</sup>则认为不是。他们所用的理论模型是相似的, 但得出的结论却相反, C. B. Su 等<sup>[3]</sup>认为是由于 M. Yano 不恰当地采用偏小的导带有效质量和在限制层中采用扩散机制所致。但最近已经有愈来愈多的实验, 观察到在限制层中的确有泄漏载流子<sup>[4-8]</sup>, 而且双极性晶体管激光器<sup>[9,10]</sup>与发光空间分辨光谱的观测结果<sup>[7,8]</sup>, 对于主要泄漏载流子是空穴还是电子似乎得出相反的推论。这些新的事实和矛盾进一步加深了问题的混乱状态。

本文将对异质势垒准平衡载流子泄漏究竟可不可能是  $1.3\mu\text{m}$  InGaAsP 半导体激光器  $T_{\text{th}}$  小的主要原因, 以及上述实验结果能否说明主要泄漏载流子究竟是电子还是空穴等问题作进一步的分析和探讨。

## 二、理 论

### A. 超越异质势垒的准平衡载流子浓度

异质结构半导体激光器在垂直结面的  $x$  方向可以看成由厚度各为  $w_1$ 、 $d$  和  $w_2$  的 P-

InP 限制层, InGaAsP 有源层和 N-InP 限制层所组成。设各层掺杂浓度分别为  $N_{A_1} = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{A_2} = 3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{D_1} = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_{D_2} = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 则在阈值注入载流子浓度  $n_{th} = 1.39 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  条件下, 达准平衡时算出的能带图<sup>[9]</sup>以及准费米能级分布如图 1 所示。这结果表明对电子和空穴起作用的势垒高度如从带边算起皆约占能隙差 ( $\Delta E_g = 0.385 \text{ eV}$ ) 的 82% 以上, 如从准费米能级算起, 则电子势垒  $E'_c$  约为  $\frac{2}{3} \Delta E_g$ , 而空穴势垒  $E'_v$  则约为  $0.396 \text{ eV} > \Delta E_g$ , 都比 M. Yano 等<sup>[1]</sup>所得的从准费米能级算起的电子势垒高度  $0.154 \text{ eV}$ , 空穴势垒高度  $0.231 \text{ eV}$  高得多, 因此他们显然是不恰当地过高估计了准平衡泄漏的作用。由电子势垒  $E'_c$  所决定的 P-InP 限制层中, 在异质结界面处可能泄漏的电子浓度为

$$N_p = 2 \left( \frac{2\pi k T m_{c_1}}{\hbar^2} \right)^{3/2} e^{-E'_c/kT}. \quad (1)$$

其中

$$E'_c = E_{g_1} - E_{g_2} + F_{p_1} - F_c - F_v = \Delta E_g + F_{p_1} - F_c - F_v. \quad (2)$$

$E_{g_1}$ 、 $E_{g_2}$  各为限制层和有源层的禁带宽度,  $F_{p_1}$  为 P-InP 的空穴准费米能级,  $F_c$  和  $F_v$  各为有源层的电子和空穴准费米能级(准费米能级都以带边为零点, 带内为正),  $k$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为绝对温度,  $m_{c_1}$  为 InP 的导带有效质量。在图 1 条件下 P-InP 和 N-InP 中可能泄漏的电子与空穴浓度之比为  $\frac{N_p}{N_n} = \left( \frac{m_{c_1}}{m_{v_1}} \right)^{3/2} e^{-(E'_c - E'_v)/kT} \approx 13$ 。M. Yano 等显然主要是由于有源层带隙取值过高, 限制层带隙收缩取值过大, 结果使异质结带隙差过小, 少子势垒高度过小, 因而过高地估计了泄漏电流。表 1 列出了不同作者所采用的参数及结果。

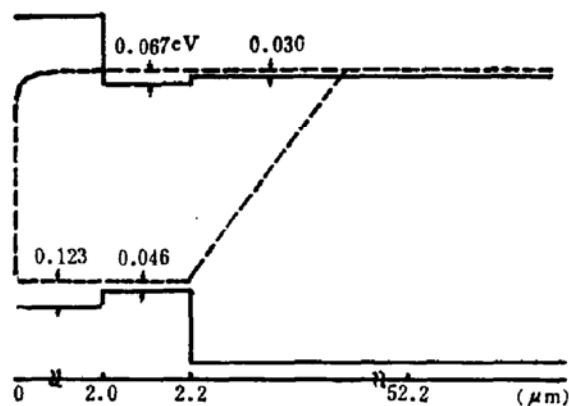


图 1 准平衡时的能带图

表 1

	$E_{g_1}(\text{eV})$	$E_{g_2}(\text{eV})$	$\Delta E_g$	$n_{th} (10^{18} \text{ cm}^{-3})$	$F_c(\text{eV})$	$m_c/m_0$	$N_{A_1} (10^{17} \text{ cm}^{-3})$	$T(\text{K})$
M. Yano	1.31	0.975	0.335	1.88	0.116	0.046	4	298
N. K. Dutta	1.35	0.9612	0.39	1.60		0.056	3	300
本文	1.33~1.34	0.95	0.385	1.39	0.067	0.06	1~3	300

表中 N. K. Dutta 的  $E_s$  都未计及带隙收缩,  $m_e$  也未作增加 10% 的非抛物带改正。在 300K 时, 对  $E_{s_0} = 0.984\text{eV}$  的计算得出增益谱峰值在  $1.3\mu\text{m}$  处。但由于注入载流子使带隙收缩, 实际阈值时应得  $E_s = 0.95\text{eV}$ 。

### B. 少子在限制层中的运动

在限制层中, 少子在向电极的扩散和漂移过程中不断复合。在稳态情况下, P-InP 中的电子浓度  $n(x)$  满足连续方程

$$D_N \frac{d^2 n}{dx^2} - \mu_N \varepsilon \frac{dn}{dx} - \frac{n - n_0}{\tau_n} = 0, \quad (3)$$

其中  $\tau_n$  为电子复合寿命, 电子扩散系数  $D_N$  和迁移率  $\mu_N$ , 它们在非简并情况下满足爱因斯坦关系  $\mu_N = \frac{q D_N}{kT}$ ,  $q$  为电子电荷, 限制层中电场强度  $\varepsilon = \frac{I_{\text{inj}}}{c \mu_p N_{A_1}}$ , 由注入电流  $I_{\text{inj}}$  和掺杂浓度  $N_{A_1}$  所决定,  $\mu_p$  为 P-InP 的空穴迁移率。在欧姆电极处电子浓度应为平衡载流子浓度  $n(\omega_1) = n_0$ , 而在异质结界面处应为  $n(0) = N_p$ 。从而解出

$$n(x) = N_p \frac{e^{m_2 \omega_1 + m_1 x} - e^{m_1 \omega_1 + m_2 x}}{e^{m_2 \omega_1} - e^{m_1 \omega_1}} + n_0. \quad (4)$$

其中  $m_{2,1} = \frac{q\varepsilon}{2kT} \pm \sqrt{\left(\frac{q\varepsilon}{2kT}\right)^2 + \frac{1}{L_n^2}}$ , 电子扩散长度  $L_n = \sqrt{D_N \tau_n}$ 。这样, 在 P-InP 中电子的扩散和漂移电流各为

$$i_{N\text{dif}} = q D_N N_p \frac{m_2 e^{m_2 \omega_1 + m_1 x} - m_1 e^{m_2 \omega_1 + m_1 x}}{e^{m_2 \omega_1} - e^{m_1 \omega_1}}, \quad (5)$$

$$i_{N\text{drift}}(x) = q \mu_N \varepsilon N_p \frac{e^{m_1 \omega_1 + m_2 x} - e^{m_2 \omega_1 + m_1 x}}{e^{m_2 \omega_1} - e^{m_1 \omega_1}}. \quad (6)$$

P-InP 中实际漏出异质结界面和到达电极的少子总泄漏电流各为

$$I_N(0) = q D_N N_p \frac{m_2 e^{m_2 \omega_1} - m_1 e^{m_1 \omega_1}}{e^{m_2 \omega_1} - e^{m_1 \omega_1}}, \quad (7)$$

$$I_N(\omega_1) = q D_N N_p (m_2 - m_1) \frac{e^{(m_2 + m_1)\omega_1}}{e^{m_2 \omega_1} - e^{m_1 \omega_1}}. \quad (8)$$

由于在限制层中少子不断复合而减少, 因此这两个电流并不相等。对 N-InP 中的空穴泄漏电流  $I_p(0)$  也有类似的结果。

### C. 阈值及其温度关系

考虑到载流子泄漏、阈值电流应增加为

$$J_T = J_R + J_L = J_R + I_N(0) + I_p(0). \quad (9)$$

辐射复合电流  $J_R$  对温度不太敏感, 其  $T_0$  在 200K 以上, 由于限制层中少子扩散和漂移速度随温度变化不太剧烈, 因此在准平衡情况下使泄漏电流  $J_L$  对温度敏感的就只可能是有源层中载流子分布随温度的变化。温度升高, 有源层中载流子分布较为疏散。对增益有贡献的载流子数减小, 为达到阈值必须加大注入, 结果可能使泄漏的载流子浓度增加。反映能带态密度的有效质量改变, 同样也会影响载流子分布, 在载流子浓度相同的条件下, 有效质量减小将使高能载流子增多, 泄漏电流增大。但阈值载流子浓度  $n_{th}$  应根据阈值条件

$$g_{\max}(n_{th}) = \frac{1}{\Gamma} \left( \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (10)$$

确定, 其中  $\Gamma$  为有源层光功率限制因子,  $\alpha_i$  为自由载流子吸收等的损耗系数,  $L$  为腔长,  $R$  为端面反射率。增益谱峰值与载流子浓度关系  $g_{\max}(n_{th})$  与能带结构参数有关。为了考虑到有效质量等能带参数, 对与电子势垒有关的准费米能级以及增益谱的影响, 本文采用模型 (a')<sup>[10]</sup> 算出不同能带参数下的增益谱, 从之计算阈值载流子浓度。

### 三、计算结果

#### A. 参数选择

对  $1.3\mu\text{m}$  的 InGaAsP 半导体激光器, 取有源层的导带和轻、重空穴带有效质量各为  $\frac{m_e}{m_0} = 0.04, 0.05, 0.06, \frac{m_{sh}}{m_0} = 0.075, \frac{m_{sv}}{m_0} = 0.50$ ; 以及  $\frac{m_e}{m_0} = 0.05, \frac{m_{sh}}{m_0} = 0.075, \frac{m_{sv}}{m_0} = 0.45, 0.50, 0.55$  两种组合, 自旋轨道耦合分裂  $\Delta = 0.26\text{eV}$ , 相对介电常数  $\epsilon_1 = 11$ , 禁带宽度  $E_{g_{10}}(300\text{K}) = 0.984\text{eV}$ ; 其温度关系按组分由二元系禁带宽度线性组合得出。有源层掺杂浓度各为  $N_{A_1} = 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}, N_{D_1} = 2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ; 和  $N_{A_1} = 2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}, N_{D_1} = 0$ , 各代表较低掺杂补偿和重掺杂情况。注入载流子引起的带隙收缩为

$$E_x = E_{x_0} - 1.6 \times 10^{-8}(p^{1/3} + n^{1/3})\text{eV}, \quad (11)$$

其中空穴和电子浓度  $p, n$  的单位都是  $\text{cm}^{-3}$ 。InP 的能带参数为  $E_{x_0} = 1.421 - 3.63 \times 10^{-4} \frac{T^2}{T + 162} \text{eV}, m_{x_0} = 0.596m_0, m_{c_0} = 0.08m_0$ , 电子和空穴的扩散系数和扩散长度各为  $D_N = 77.1\text{cm}^2/\text{s}, D_P = 3.85\text{cm}^2/\text{s}, L_N = 4\mu\text{m}, L_P = 1\mu\text{m}$ , 限制层厚度各为  $w_1 = 2\mu\text{m}, w_3 = 100\mu\text{m}$ 。

#### B. 准平衡泄漏对 $T_0$ 的影响

限制层掺杂浓度的减小, 改变了准费米能级分布和限制层中的电场, 使泄漏电流增大。图 2 是算出的表征准平衡泄漏的  $\frac{J_T}{J_T(350\text{K})}$ , 以及所得出的  $T_0 = 50\text{K}/\ln \frac{J_T(350\text{K})}{J_T(300\text{K})}$  随 P-InP 层掺杂浓度的变化。当  $N_{A_1} = 1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}, T = 350\text{K}$  时准平衡泄漏电流可占辐射复合电流的 10%,  $T_0 = 120-130\text{K}$ , 但 300K 时准平衡泄漏电流只有辐射复合电流的 1% 左右。

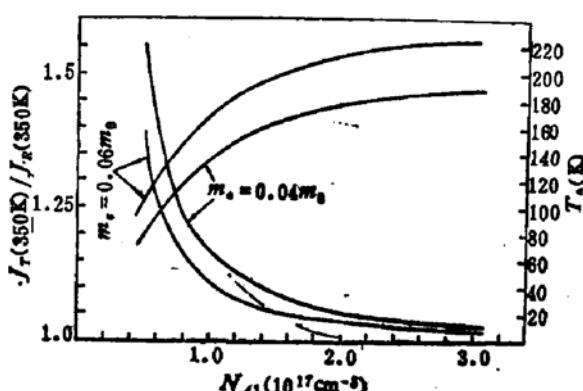


图 2 相对泄漏电流和  $T_0$  与  $N_{A_1}$  的关系  $N_{A_2} = 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}, N_{D_2} = 2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}, m_{e2} = 0.5m_0, m_{s2} = 0.075m_0, g_{s2} = 125\text{cm}^{-1}, d = 0.2\mu\text{m}$ 。

右, 几乎可以忽略。这结果表明准平衡泄漏机制不可能对  $T_0$  有重要贡献。对  $1.55\mu\text{m}$  InGaAsP 激光器就更不可能有明显贡献。

### C. 有效质量对泄漏的影响

图 3 和图 4 各为  $J_R$  和  $J_T$  与  $m_{sh}$  和  $m_c$  的关系。可以看出随  $m_{sh}$  上升  $J_R$  减小, 而随  $m_c$  上升  $J_R$  增加, 但泄漏电流随有效质量变化很小。这是由于阈值载流子浓度随有效质量的减小而减小。在 [10] 中已经证明了增益过程中起主要作用的是  $K$  守恒跃迁。在  $K$  守恒情况, 态密度是以关联态密度形式出现的。态密度与带-带间跃迁矩阵元中与有效质量有关的项为  $m_c^{1/2} \left( \frac{m_s}{m_c + m_s} \right)^{3/2}$ , 由于  $m_s \gg m_c$  因此  $m_s$  的影响较小, 而态密度中  $m_c$  的作用也与跃迁矩阵元抵消一部分。这样在给定增益条件下, 有效质量的变化不会使准费米能级和泄漏电流出现很大变化。M. Yano 等<sup>[1]</sup> 和 C. B. Su 等<sup>[2]</sup> 显然过高地估计了有效质量的作用。

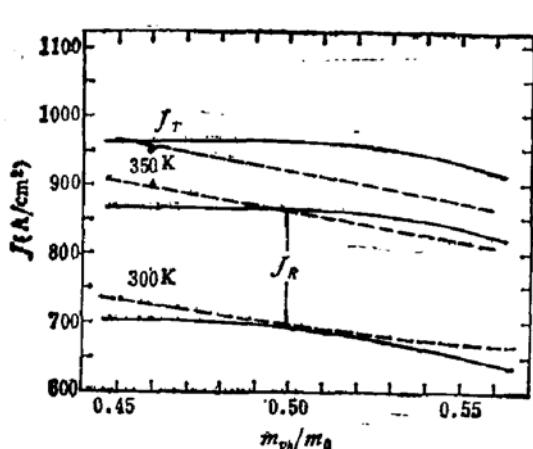


图 3 泄漏电流与  $m_{sh}$  关系  $N_{A_1} = 1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_{D_1} = 1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ,  $d = 0.2\mu\text{m}$ ,  $m_c = 0.05m_0$ ,  $m_{sh} = 0.075m_0$ ; ——  $N_A = 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_D = 2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ , ---  $N_A = 2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_D = 0$ .

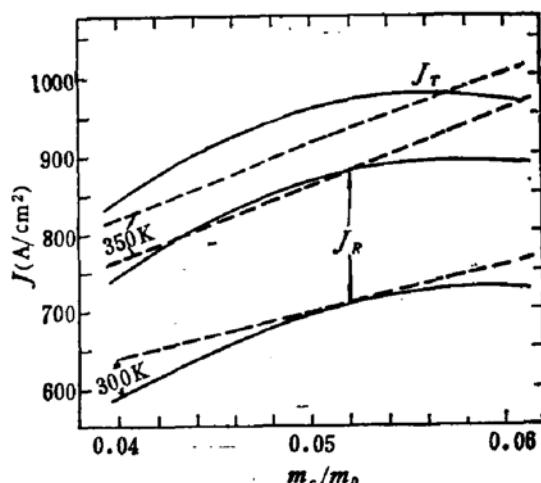
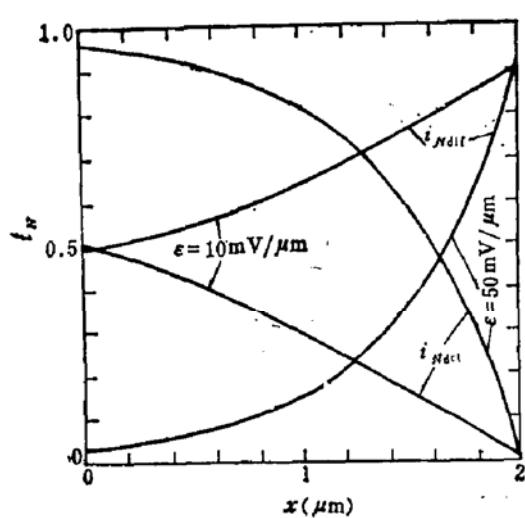
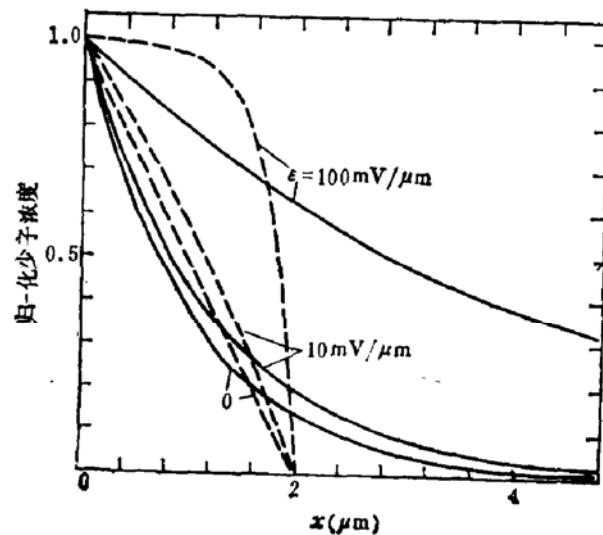


图 4 泄漏电流与  $m_c$  关系  $m_{sh} = 0.5m_0$ ,  $m_{sh} = 0.075m_0$ ,  $d = 0.2\mu\text{m}$ ,  $N_{A_1} = 1 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_{D_1} = 1 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ; ——  $N_A = 3 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_D = 2 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$ ; ---  $N_A = 2 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ ,  $N_D = 0$ .

### D. 泄漏电流和泄漏载流子的空间分布

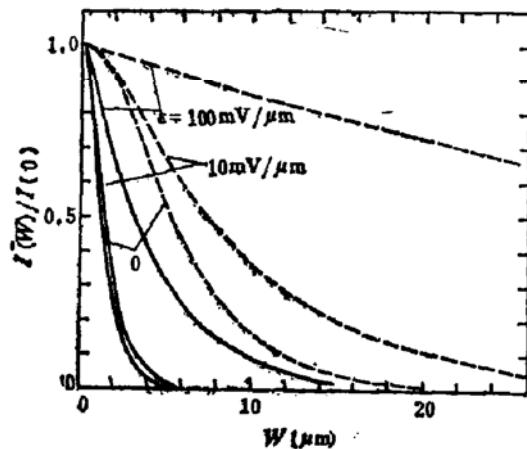
图 5 为算出的 P-InP 层中用总泄漏电流  $I_N(0)$  归一化的漂移电流  $i_{N\text{drif}} = \frac{i_{N\text{drif}}}{I_N(0)}$  和扩散电流  $i_{N\text{dif}} = \frac{i_{N\text{dif}}}{I_N(0)}$  在限制层中随距离的变化。可见远离异质结界面的漂移电流减小而扩散电流增加, 在欧姆电极处泄漏电流完全转化为扩散电流。当 P-InP 中电场强度  $\epsilon = 100\text{V/cm}$  时, 异质结处的漂移和扩散泄漏电流大致相等。电场强度  $\epsilon$  与注入电流  $I_{\text{inj}}$  和掺杂浓度  $N_{A_1}$  有关, 当  $I_{\text{inj}} = 2\text{KA/cm}^2$ ,  $N_{A_1} = 4 \times 10^{17}\text{cm}^{-3}$  时,  $\epsilon \approx 100\text{V/cm}$ 。因此在 M. Yano 所讨论的条件下扩散和漂移泄漏电流相差不大, 可见 M. Yano 等只注意扩散, 以及 C. B. Su 认为应以漂移为主都是不恰当的。图 6 为算出用异质结界面处少子浓度归一化的泄漏少子  $\bar{n} = \frac{n(x)}{N_p}$ ,  $\bar{p} = \frac{P(x)}{P_N}$  在限制层中的空间分布。在 P-

InP 层中, 在  $\epsilon = 0$  的纯扩散情况, 泄漏电子浓度随距离线性下降、 $\epsilon \neq 0$  时泄漏电子分布明显偏离线性, 而 N-InP 中泄漏空穴浓度总是指数下降的。

图 5  $i_{Ndrl}$  和  $i_{Ndlf}$  随距离的变化图 6 归一化泄漏载流子浓度随距离的变化  $w_1 = 2 \mu\text{m}$ ,  $w_3 = 100 \mu\text{m}$ ,  $L_s = 4 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $T = 300\text{K}$ ; —— $P$ , --- $n$ .

### E. 电极处和异质势垒处泄漏电流的比较

图 7 为算出的在欧姆电极处与异质势垒处的泄漏电流之比  $\frac{I(\omega)}{I(0)}$  与限制层厚度的关系。可见空穴泄漏电流比电子泄漏电流的下降速度快得多。在纯扩散情况 ( $\epsilon = 0$ )  $\omega =$

图 7  $\frac{I(\omega)}{I(0)}$  与限制层厚度  $\omega$  的关系  $L_s = 4 \mu\text{m}$ ,  $L_p = 1 \mu\text{m}$ ,  $T = 300\text{K}$ ; —— $P$ , --- $n$ .

$3 \mu\text{m}$  时, 只有 10% 的空穴能够到达电极, 而到达电极的电子则占 70% 以上。在实际结构参数 ( $w_1 = 2 \mu\text{m}$ ,  $w_3 = 100 \mu\text{m}$ ) 的情况下, 空穴将全部在限制层中复合 (主要为辐射复合) 掉, 而 90% 以上的电子则到达欧姆电极, 并在电极附近迅速作非辐射复合。

## 四、讨 论

最近陈倜荣 (T. R. Chen) 等采用双极性晶体管激光器结构测量载流子泄漏<sup>[5,6]</sup>, 在 10—32°C 温区内发现电子泄漏占总注入电流的 10%—30%, 而空穴泄漏则几乎观察不到 (<1%), 并估计这泄漏电流将使  $T_0$  下降 20—30K。但陈良惠 (L. H. Chen) 等<sup>[7]</sup>在普通结构的激光器上观测到空间分辨光谱, 表明在 N 型限制层所发生的光比 P 型限制层所发生的光强得多。实际上陈倜荣等测到的是到达电极处的一部分泄漏少子电流, 而陈良惠等测到的则是在限制层内复合的一部分泄漏少子电流。它们都不能直接反映在异质结界面处泄漏少子电流的大小。双极性晶体管激光器结构中测量泄漏载流子的 P 型和 N 型限制层都很薄 ( $\sim 1\mu\text{m}$ ), 因此在限制层中复合的泄漏载流子都比较少, 但由于掺杂浓度以及电子和空穴迁移率的不同, 可以得出以漂移为主的电子泄漏速度比以扩散为主的空穴泄漏速度大一个量级以上, 这样测出的空穴和电子泄漏电流的差别并不能代表实际泄漏的载流子的差别。因此这些电测泄漏<sup>[5,6]</sup>不能否定空穴泄漏的可能性, 而光测泄漏<sup>[7]</sup>也不能说明空穴泄漏比电子泄漏大。最近已有愈来愈多的实验表明在限制层中观测到的泄漏载流子来自有源层内的俄歇复合产生的过热载流子<sup>[8,11]</sup>。上述种种实验与我们提出的造成  $1.3\mu\text{m}$  InGaAsP 激光器  $T_0$  小的主要原因是带间直接俄歇复合过程, 而且虽然 CHSH 过程和 CHCC 过程并存, 但占主要地位的是 CHCC 过程的理论结论<sup>[12]</sup>并不矛盾。

## 五、结 论

以上分析结果表明: 异质势垒准平衡载流子泄漏不可能是  $1.3\mu\text{m}$  InGaAsP 半导体激光器  $T_0$  小的主要原因。出现过高地估计了准平衡泄漏作用的原因, 在理论上主要是由于有源层带隙取值过高, 限制层带隙收缩取值过大, 结果使异质结带隙差过小, 少子势垒高度过小; 同时在实验上把俄歇复合所产生的高能(过热)载流子泄漏误认为是准平衡载流子泄漏所致。最近的实验结果既不说明不存在空穴泄漏, 也不说明空穴泄漏比电子泄漏大, 因此并不与“存在 CHSH 过程, 但对  $T_0$  起主要作用的是 CHCC 过程”的结论相矛盾。

## 参 考 文 献

- [1] M. Yano, H. Imai, and M. Takusagawa, *IEEE J. QE-17*, 1954 (1981).
- [2] N. K. Dutta and R. J. Nelson, *IEEE J. QE-18*, 871 (1982).
- [3] C. B. Su, J. Maning and R. Olshancky, *Electr. Lett.*, 18, 1108 (1982).
- [4] S. Yamakoshi, T. Sanada, O. Wada, I. Umebu and T. Sakurai, *Appl. Phys. Lett.*, 40, 144 (1982).
- [5] T. R. Chen, S. Margalit, U. Koren, K. L. Yu, L. C. Chiu, A. Hasson and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, 42, 1000 (1983).
- [6] T. R. Chen, B. Chang, L. C. Chiu, K. L. Yu, S. Margalit and A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.*, 43, 217 (1983).
- [7] L. H. Chen, J. C. V. Mattoe, F. C. Prince and N. B. Patel, *Appl. Phys. Lett.*, 44, 520 (1984).
- [8] 庄蔚华, 郑宝真, 徐俊英, 李玉璋, 许继宗, 陈培力, 半导体学报, 5, 638 (1984).

- [9] 类似结果见 D. P. Wilt and A. Yariv, *IEEE J. QE-17*, 1941 (1981).
- [10] 郭长志, 黄永震, 半导体学报, 1, 49(1987).
- [11] L. C. Chiu, K. L. Yu, S. Margalit, T. R. Chen, U. Koren, A. Hasson and A. Yariv, *IEEE J. QE-19*, 1335 (1983).
- [12] 郭长志, 刘要武, 半导体学报, 7, 154(1986).

## Effect of Carrier Leakage over the Heterobarrier on the $T_0$ of InGaAsP Semiconductor Lasers

Guo Changzhi and Huang Yongzhen

(Department of Physics, Peking University)

### Abstract

The influences of energyband structure parameters and transport mechanisms on the carrier leakage by the quasiequilibrium carriers over the heterobarriers of InGaAsP/InP DH lasers lasing at a wavelength of  $1.3\text{ }\mu\text{m}$ , and the confusing made by recent experimental results on carrier leakage have been analysed. It is shown that the quasi-equilibrium leakage processes can never play an important role in  $T_0$ , and that the leakage current measured may be due to the leakage of the hot carriers produced by Auger recombination, which still may be mainly CHCC process.