

共腔双区激光器的外量子效率

黄 熙

(湖南师范大学物理系)

提要: 推导了共腔双区激光器的外量子效率, 计算了 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As DH 共腔双区激光器的外量子效率与注入电流的关系。测量了 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As DH 共腔双区波导激光器的外量子效率, 实验结果和理论分析基本一致。

External quantum efficiency of lasers with two-sections in a common cavity

Huang Xi

(Department of Physics, Hunan Teachers University)

Abstract: The external quantum efficiency of the lasers with two sections in a common cavity was derived. Relation between the external quantum efficiency and the current density of GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As DH lasers with two sections in a common cavity was calculated. The external quantum efficiency for the above laser has been measured and the experimental results are in agreement with the theoretical analysis.

外量子效率是表示半导体激光器件性能的重要参数, 它与器件的材料、结构及工艺水平直接有关。近年来, 随着高速光信息处理和集成光学的迅速发展, 对双区激光器的研究日益受到重视。共腔双区激光器是指各区的限制层介质相同, 而增益介质在各区有不同的增益、损耗所构成的共腔激光器件, 本文着重讨论 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As DH 共腔双区激光器的外量子效率与注入电流的关系, 并测量了 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As DH 共腔双区激光器的外量子效率。

一、推导及计算

图1为共腔双区激光器的结构示意图。D为有源层, 其厚度为 d , 宽度为 b ; Q、R为限制层; 激光器总腔长为 L , 双区的长度分别为 L_1 、 L_2 , 并且 $\frac{L_2}{L_1} \leq 1$ 。 j_1 、 j_2 分别为注入到双区的电流密度。假定两个区完全电隔离, 故可认为注入电流相互间的扩展效应可

收稿日期: 1984年3月8日。

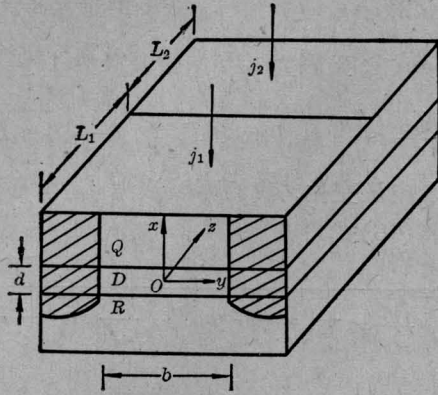


图1 共腔双区激光器的结构示意图

以忽略不计。

与一般半导体激光器相似，共腔双区激光器的外量子效率 η_{ex} 定义为

$$\eta_{ex} = \eta_i \eta_0 \quad (1)$$

η_i 为激光器的内量子效率； η_0 为漏出因子，它表示光腔端面逸出的光子数与腔内产生的光子数之比，即

$$\eta_0 = \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx \int_{-\infty}^{+\infty} E_x^2(y) dy}{\langle g \rangle \int_{-d/2}^{d/2} E_y^2(x) dx \int_{-b/2}^{b/2} E_x^2(y) dy} \quad (2)$$

$\langle g \rangle$ 为共腔双区激光器的有效光增益系数，它与注入条件有关。当注入电流满足 $j_1 > j_0$ 、 $j_2 > j_0$ 的条件时

$$\langle g \rangle = \frac{L_1}{L} g_1 + \frac{L_2}{L} g_2 \quad (3)$$

g_1 、 g_2 分别为区 1、区 2 的光增益系数。当注入电流满足 $j_1 > j_0$ 、 $j_2 < j_0$ 的条件时

$$\langle g \rangle = \frac{L_1}{L} g_1 \quad (4)$$

如图 1 所示，光在光腔中传播时，部份光场衍射到有源区以外，为此，令

$$\Gamma_a = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx} \quad (5)$$

$$\Gamma_b = \frac{\int_{-b/2}^{b/2} E_x^2(y) dy}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_x^2(y) dy} \quad (6)$$

$$\Gamma_q = \frac{\int_{+d/2}^{+\infty} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx} \quad (7)$$

$$\Gamma_r = \frac{\int_{-\infty}^{-d/2} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx} \quad (8)$$

$$\Gamma = \Gamma_d \Gamma_b \quad (9)$$

Γ_a 、 Γ_b 、 Γ 分别为 x 方向、 y 方向及有源区之光限制因子， Γ_q 、 Γ_r 为限制层的光衍射因子。为此可以将 (2) 式简化为

$$\eta_0 = \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\langle g \rangle \Gamma} \quad (2a)$$

考虑到形成激光振荡时，光在整个光腔中往返一次以后光强不变，故可将其阈值条件写为

$$\frac{L_1}{L} \alpha_1 + \frac{L_2}{L} \alpha_2 + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} = 0 \quad (10)$$

其中

$$\alpha_i = \alpha_{di} \Gamma + (1 - \Gamma) \langle \alpha \rangle + \alpha_s + \alpha_c \quad (11)$$

$i=1, 2$ ； α_s 为光的散射损耗^[1]； α_c 为光的耦合损耗^[2]（一般只需考虑 x 方向之耦合损耗）； α_d 为有源区光吸收系数。 α_d 与有源区的自由载流子吸收损耗 α_{fd} 、载流子的带间吸收损耗 α_{dd} 有关，即

$$\alpha_d = \alpha_{fd} + \alpha_{dd} \quad (12)$$

α_{fd} 与自由载流子浓度及载流子对光子的俘获截面有关。 α_{dd} 与注入水平有关，当 $j < j_0$ ， $\alpha_{dd} > 0$ ；当 $j > j_0$ ， $\alpha_{dd} < 0$ 。通常以 g 表示 α_{dd} ，即

$$\alpha_{dd} = -g \quad (13)$$

$\langle \alpha \rangle$ 为有源区外自由载流子的平均吸收损耗。设 y 方向上，有源区两侧近似对称，则

$$\langle \alpha \rangle = \frac{(b\alpha_{fq}\Gamma_q + b\alpha_{fr}\Gamma_r) + d\alpha_{fy}(1 - \Gamma_b)}{(b\Gamma_q + b\Gamma_r) + d(1 - \Gamma_b)} \quad (14)$$

其中 α_{fq} 、 α_{fr} 、 α_{fy} 分别为限制层及有源区 y 方向两侧自由载流子的吸收损耗， $(b\Gamma_q + b\Gamma_r) + d(1 - \Gamma_b)$ 为衍射长度。

当双区的注入电流满足 $j_1 > j_0$ 、 $j_2 > j_0$

时, 联立(1)、(2a)、(3)、(10)、(11)、(12)、(13)式得

$$\eta_{ex1} = \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\frac{L_1}{L} \alpha'_1 + \frac{L_2}{L} \alpha'_2 + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}} \quad (15)$$

其中

$$\alpha'_i = \alpha_{fdi} \Gamma + (1 - \Gamma) \langle \alpha \rangle + \alpha_s + \alpha_c \quad (11a)$$

$i=1, 2$ 。当注入电流满足 $j_1 > j_0$ 、 $j_2 < j_0$ 时, 同理可得

$$\eta_{ex2} = \eta_i \frac{\frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}}{\left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} \alpha'_1 + \frac{L_2}{L} \alpha'_2 + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \\ + \left(-\frac{L_2}{L} g_2 \Gamma_d \right) \end{array} \right\}} \quad (16)$$

(15)式分母中的第一、二项分别是双区的光损耗系数。(16)式表示, 当 $j_2 < j_0$ 时, 区2作为区1的负载, 整个激光器的总损耗增加了 $\left(-\frac{L_2}{L} g_2 \Gamma_d \right)$ 。

下面我们重点分析 GaAs-Al_xGa_{1-x}As DH 共腔双区激光器的外量子效率。一般来说, 这类激光器满足 $\frac{b}{d} \geq 20$, 并可认为 $\alpha_{fq} \approx \alpha_{fr}$, 这时 $\Gamma_b \approx 1$, 故可作一维处理。由(11a)、(14)式得

$$\alpha_i = \alpha_{fdi} \Gamma_d + (1 - \Gamma_d) \alpha_{fq} + \alpha_s + \alpha_c \quad (11b)$$

现在我们进一步讨论 η_{ex1} 、 η_{ex2} 随注入电流的变化。先考虑室温下, 带间附近的自由载流子吸收损耗, 当 $j > j_0$ 有

$$\alpha_{fd} \approx 3 \times 10^{-18} n + 7 \times 10^{-18} p \text{ (cm}^{-1}\text{)} \quad (17)$$

当 $j < j_0$ 有

$$\alpha_{fd} \approx 10 \text{ (cm}^{-1}\text{)}^{[3]}$$

当 j_2 从零增大到 j_0 时, $-g_2$ 从 10^3 cm^{-1} 的量级减小到零^[4]。与此同时双区的自由载流子吸收损耗 α_{fd} 增加量级为 10 cm^{-1} ; 而 α_{fd} 减少, 量级为 10 cm^{-1} 。同样, 当 j_2 增大到

大于 j_0 时, α_{fd} 增加和 α_{fd} 减少的量级也不超过 10 cm^{-1} 。又因为 $\frac{L_1}{L_2}$ 的数量级为 1, 所以,

对比 $\frac{L_3}{L} \left(\frac{L_1}{L_2} \alpha_{fd1} + \alpha_{fd2} \right) \Gamma_d$ 与 $\left(-\frac{L_2}{L} g_2 \Gamma_d \right)$ 随注入电流变化, 我们可以认为 $\eta_{ex1} \approx \text{常数}$, 并可将(16)式写成

$$\eta_{ex2} \approx \frac{1}{1/\eta_{ex1} + \left(-\frac{L_2}{L} g_2 \Gamma_d / \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right)} \quad (16a)$$

不难看出, η_{ex2} 随注入电流 j_2 而增加。这意味着, 当双区都处于受激发射时, 激光器外量子效率基本上与双区注入电流无关; 当区2处于受激吸收时, 外量子效率随吸收区注入水平而增大。

下面我们进一步计算一特例的外量子效率。取典型值: $\eta_i \approx 0.6$, $x \approx 0.3$, $d \approx 0.5 \mu\text{m}$, 有源区掺杂浓度 $N_A - N_D = 4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $R_1 = R_2 = 0.312$; 为计算方便, 取 $L_1 = L_2 = 250 \mu\text{m}$ 、注入载流子 $n_1 = n_2 = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。假定有源层界面平整, 故可认为 $\alpha_s = 0$ 。并假定只存在基横模, 即 $\Gamma_d \approx 0.9$ ^[5], 因此可粗略地不考虑 α_c 、 α_{fq} 的影响。结合(15)式、(17)式可算得 $\eta_{ex1} \approx 0.38$ 。实际器件 η_{ex1} 应小于此值。当 $j_2 < j_0$ 时, η_{ex1} 取某一定值, 作带隙附近带间吸收近似, 取光子能量 $E \approx 1.42 \text{ eV}$, 由 $j-g$ 关系曲线^[4] 及(16)式可算出 η_{ex2} 随 j_2 的变化。图3之虚线为 η_{ex1} 分别取 3.5、2.5 算得的 $\eta_{ex1}-j_2$ 曲线。

二、实验及结果

我们制作了 GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As DH 共腔双区激光器, 它是在 N -GaAs 衬底上采用液相外延生长工艺进行五层外延生长的。有源层为 P -GaAs, 厚度约为 $0.5 \mu\text{m}$, 掺杂浓度约为 $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。 N -AlGaAs 限制层厚约为 $2.5 \mu\text{m}$, 掺杂浓度约为 $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。 P -AlGaAs 限制层厚约为 $2 \mu\text{m}$, 掺杂浓度约

为 $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 。条形电极采用质子轰击工艺, 电极宽度约为 $10 \mu\text{m}$ 。 $L \approx 500 \mu\text{m}$, $L_1 \approx 300 \mu\text{m}$, $L_2 \approx 200 \mu\text{m}$ 。双区电隔离由光刻隔离槽实现, 隔离电阻可达 $\text{k}\Omega$ 数量级。

器件之功率-电流曲线是在室温下测定的, 由双路脉冲信号发生器得到 I_1 、 I_2 两路同步脉冲电流分别加到双区上, 脉冲电流宽度为 $500 \mu\text{s}$, 重复频率为 2kc 。图 2 给出了该器件的功率-电流曲线, 曲线上的参数为注入电流 I_2 。图 3 中的实线是根据图 2 作出的 $\eta_{ex}-j_2$ 曲线。由图 3 可见, 实验结果和理论上近似计算相近。

中国科学院半导体研究所王启明副教授、杜宝勋同志审阅了本文; 余金中、赵礼庆、

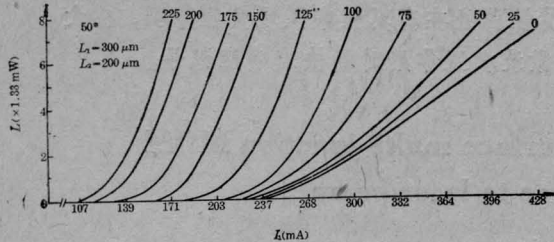


图 2 共腔双区激光器的功率-电流曲线
(曲线上的参数为注入电流 I_2 (mA))

(上接第 155 页)

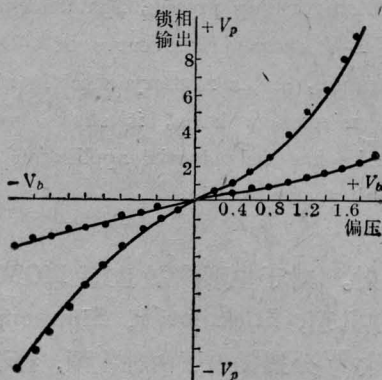


图 10 响应讯号的相检波输出的位相和幅度
与偏压的极性和幅值的实测曲线

应, 曲线中的各个数点是从锁定放大器中的鉴相输出讯号中测得, 它与触须 W-Ni 点接触 MOM 有相似的特性^[8]。当偏压的极性反向时, 快响应产生的正弦讯号的极性也随着

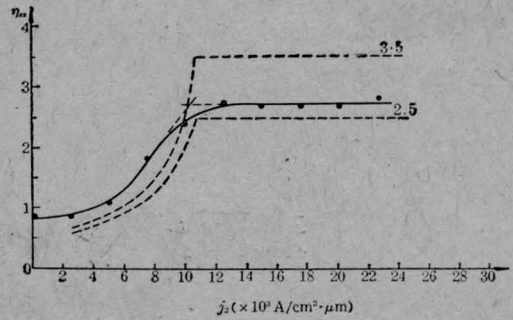


图 3 $\eta_{ex}-j_2$ 的关系曲线
实线为实验曲线; 虚线为理论曲线;
参数为所取的 η_{ex1} 值

杨培生、李静然在样品制备和测试中给予了大力协助和支持, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] G. H. B. Thompson *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1975, **QE-11**, 481.
- [2] W. Streifer *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976 **QE-12**, 177.
- [3] E. Pinkas *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 281
- [4] F. Stern; *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**, 5382.
- [5] H. C. Casey, M. B. Panish; *Heterostructure Lasers, Part A*, P. 56, New York, 1978.

改变了方向, 这与一般的二极管效应有明显的不同。

这项探索性的研究, 得到王育竹同志的赞助、支持和有益的商讨, 特此表示谢意。

参 考 文 献

- [1] T. W. Hickmott; *J. Appl. Phys.*, 1962, **33**, 2669.
- [2] R. R. Sutherland; *J. Phys. D. Appl. Phys.*, 1971, **4**, 468.
- [3] T. T. Chen, J. G. Adler; *Solid State Commun.*, 1970, **8**, 1965.
- [4] T. W. Hickmott; *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, 1885.
- [5] J. G. Simmons; *Proc. Roy. Soc. A*, 1967, **301**, 77.
- [6] G. Dearnaley *et al.*; *J. Non-Cryst. Solids*, 1970, **4**, 593.
- [7] R. M. Hill; *Proc-Roy. Soc.*, Series A, 1969, **309**.
- [8] S. M. Faris *et al.*; *J. Quant. Electr.*, 1973, **QE-9**, 737.