

GaAs/AlGaAs 梯度折射率分别限制单量子阱结构中的光增益谱分析

郑宝真 许继宗 王丽明 徐仲英 朱龙德

(中国科学院半导体研究所,北京)

1989年6月2日收到

对不同阱宽的梯度折射率分别限制单量子阱激光器进行了 TE、TM 模的光增益谱测量。对于阱宽大于 120 \AA 的激光器,发射光谱和光增益谱都出现双峰,分别是由 $n = 1$ 和 $n = 2$ 的子带跃迁所造成,激光振荡出现在 $n = 2$ 的子带跃迁。随着阱宽减小, $n = 1$ 子带跃迁的饱和增益增加,使激光振荡能在 $n = 1$ 子带发生,而 $n = 2$ 子带的受激就需要比原来更大的注入才有可能。材料增益随阱宽减小呈超线性地增加,从而降低了 $n = 1$ 子带受激的最小腔长。因此,用较窄的量子阱 ($\leq 100\text{ \AA}$),高的端面反射率和尽可能短的腔长,就能得到很低的阈电流。TE 和 TM 模增益谱的不同,使激光器在一定阱宽和腔损耗下具有不同的 TE 和 TM 激射波长。

主题词 GaAs, AlGaAs, 梯度折射率, 量子阱, 增益光谱

I. 引言

用 MBE 或 MOCVD 技术生长的梯度折射率分别限制单量子阱(GRIN-SCH SQW)结构大大地改进了半导体激光器的性能,如降低了阈电流密度^[1],减小了阈电流的温度灵敏度^[2]。量子阱激光器的优越性来自于二维载流子的量子化能态分布,这大大增加了材料的光增益。已有一些对量子阱材料光增益的计算和测量的报道,有 GRIN-SCH 激光器自发辐射谱中的双峰特性^[3],阈电流随腔长变化的特性^[4],随腔长变化激射波长出现跳变^[5]等。但是这些实验结果表明,进一步详细地研究 GaAs/AlGaAs GRIN-SCH SQW 结构的光增益是必要的。本文详细地研究了 GaAs/AlGaAs GRIN-SCH SQW 结构的光增益谱,包括增益谱随阱宽和注入电流的变化,偏振特性,以及发射峰处增益值随阱宽和注入电流的变化,进而分析了 $n = 1$ 子带跃迁激射所需的激光器临界参数之间的关系。

II. 光增益的测量

当光在增益波导中传播时,其强度随距离的变化为

$$I(1) = I_0 \exp(G1) \quad (1)$$

这儿 G 是模式光增益。而第 m 阶模的模增益 G^m 可写成

$$G^m = \Gamma^m g - \alpha^m \quad (2)$$

这儿 g 是材料增益, Γ^m 和 α^m 分别是第 m 阶模的光限制因子和光损耗, 而 α^m 的表达式为

$$\alpha^m = \Gamma^m \alpha_{fc} + (1 - \Gamma^m) \alpha_c + \alpha_s + \alpha_{cp} \quad (3)$$

这儿 α_{fc} 是增益介质中自由载流子吸收系数, α_c 是介质外边波导层中平均吸收系数, α_s 是异质界面的散射损耗, α_{cp} 是光向波导外的耦合损耗。若知道 G^m , Γ^m 和 α^m , 则由式(2)得到增益介质的光增益。

介质波导的模增益谱可用 Fabry-perot 腔调制的自发辐射谱的测量来得到^[6]。在介质波导中第 m 阶模的模增益 G^m 可表示成

$$G^m(\lambda) = (1/L) \ln(1/R^m) + (1/L) \ln[(r(\lambda) - 1)/(r(\lambda) + 1)] \quad (4)$$

$r(\lambda)$ 是自发发射光谱中波长为 λ 的相干增强和削弱光强度的比值, L 是腔长, R^m 是第 m 阶模的腔端面反射率。

样品是 MOCVD 生长的 GaAs/AlGaAs GRIN-SCH SQW 结构, 由八个外延层组成。GaAs 阵宽在 200 Å 到 100 Å 内变化, 阵两边是厚 2000 Å 渐变组分的 AlGaAs 波导 (Al 组分从 0.2 到 0.5 线性地变化), 波导层外是厚 1.5 μm 的 AlGaAs 限制层, Al 组分为 0.5。这种结构参数满足高阶模截止条件, 再用临界的台面刻蚀在平行于异质结方向引入有效折射率台阶, 就能实现侧向基横模工作。

计算了 GaAs/AlGaAs GRIN-SCH SQW 结构的光限制因子, 对阵宽为 100 Å 的算得 $\Gamma = 0.03$ 。因为基模的光场的有效宽度要比阵宽大得多, 可以认为 Γ 正比于 Lz 。对于 TE 和 TM 偏振模都采用了 $R = 0.32$ 的近似值。因为限制层厚且有高的 Al 组分, 而波导层不掺杂, 所以在式(3)中 α_c 和 α_{cp} 可以取为零。对阵宽 100 Å 时, 其自由载流子损耗取 2 cm⁻¹, $\Gamma \alpha_{fc}$ 正比于阵宽, α_s 取 5 cm⁻¹。用以上数据和测得的模增益谱, 可用式(2)得到 GRIN-SCH SQW 结构的材料增益谱 $g(\lambda, Lz)$ 。

增益谱的测量是用 Spex 0.75 m 双光栅光谱仪在室温下进行的, 光谱仪的分辨率小于 0.2 Å, 信号接收用冷却的 S-1 阴极光电倍增管, 锁相放大器和 x-y 记录仪。为了比较 TE 和 TM 偏振发光强度, 测量之前做了光谱仪对 TE 和 TM 模光强度的修正。

III. 测量结果和分析讨论

图 1 是阵宽为 200 Å 样品的辐射光谱。(a) 表示 TE 偏振的发射光谱随注入电流的变化, 当电流小于 13 mA, 只有一个能量为 1.433 eV 的峰, 随着注入电流增加, 在光谱的高能边出现另一个能量为 1.467 eV 的峰, 电流增到 15 mA 时, 两峰达到同样的强度。再增加电流, 高能峰迅速增加, 并在此波长出现相干。两个峰的间隔为 34.5 meV。在阵宽 200 Å 情况下, 自发辐射峰值的能量位置和两峰的间隔同计算得到的 $n = 1$ 和 $n = 2$ 子能带复合的能量相符合, 这表明在阵宽 200 Å 时, $n = 2$ 的子带跃迁对应于激光器的激射波长。(b) 为 TM 模的发光行为, 它和 TE 模基本相同, 但强度要比 TE 模小三倍, 高能峰的线宽只有 TE 模的二分之一, 峰值的能量位置稍高于 TE 模。

在室温下阵宽为 200 Å 的样品, 测得 TE 和 TM 偏振的增益光谱示于图 2, 正如理论所预期的, 它们都有两个增益峰。(a) 是 TE 偏振, 其增益谱平滑而宽, 可以看出在低能峰增益趋于饱和后, 高能峰的增益继续增大直到激光器的激射。这种宽阵样品增益谱

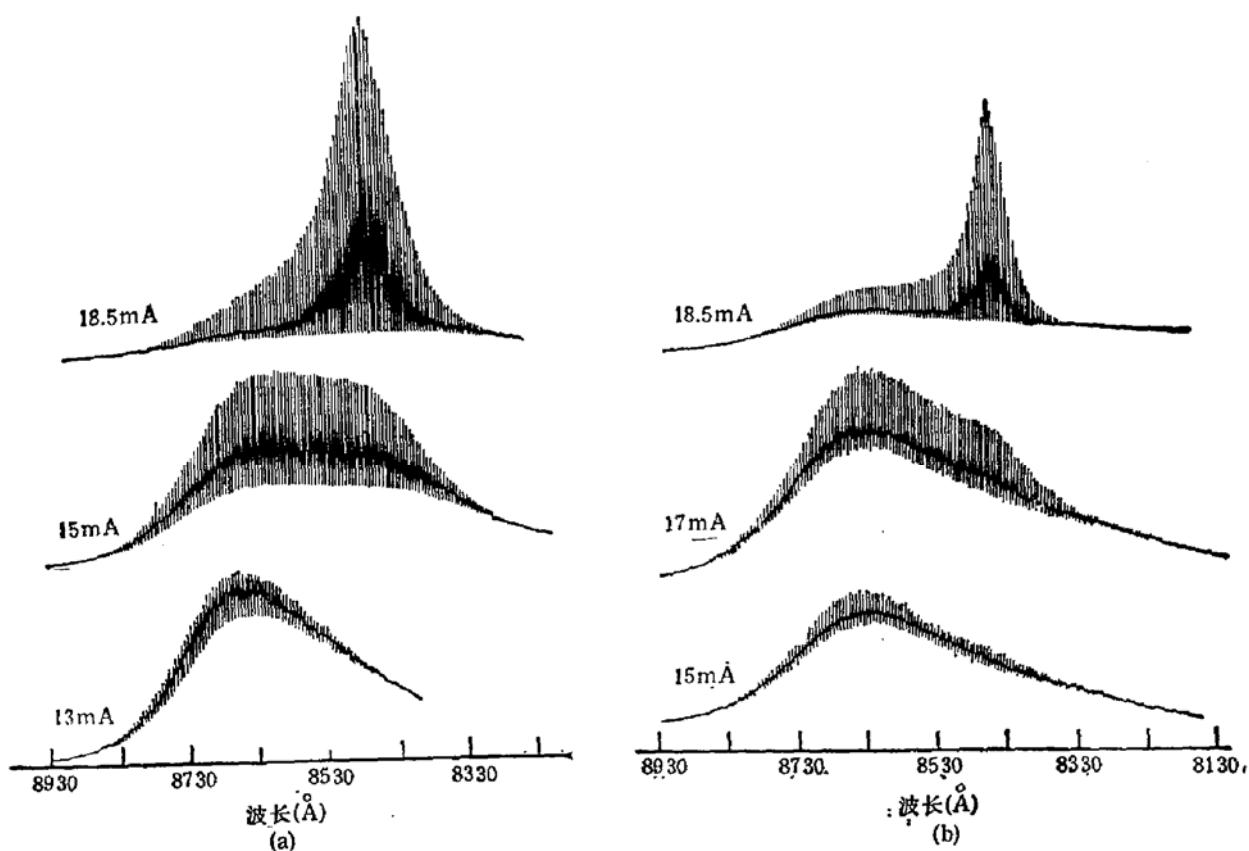


图1 GRIN-SCH SQW 激光器 TE(a) 和 TM (b) 偏振的自发辐射光谱, 随着注入电流增加, 光谱出现双峰.

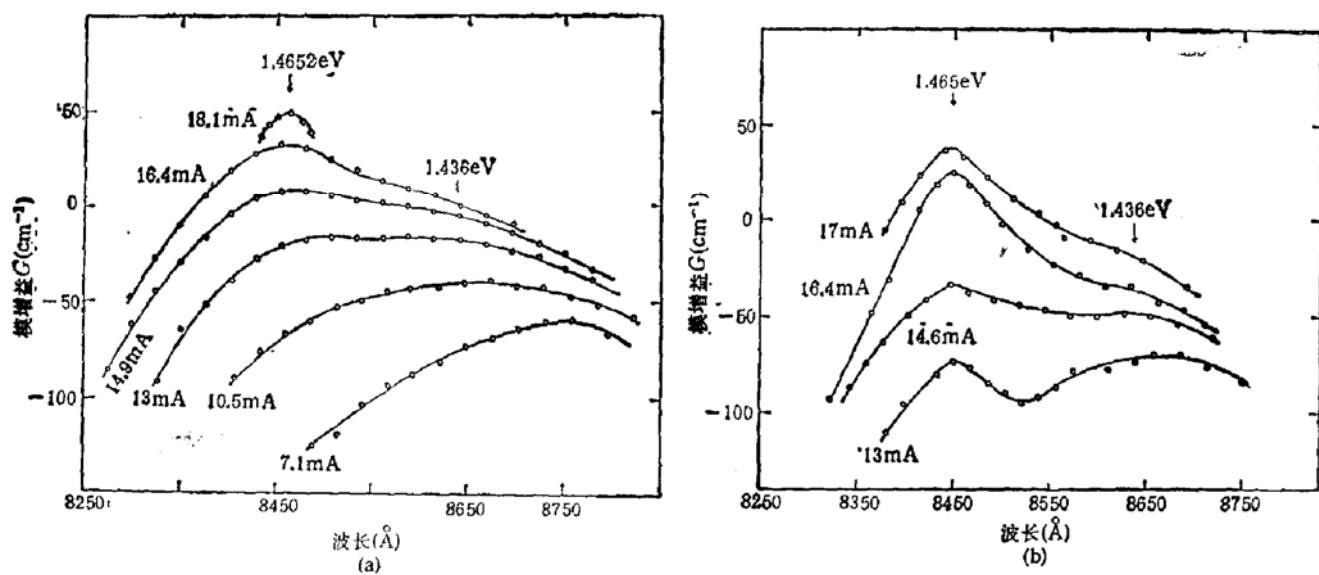


图2 GRIN-SCH SQW 激光器 TE (a) 和 TM (b) 偏振的增益光谱, 增益峰和增益谱形状随注入电流的变化的特点是在低能边有长的尾巴, 在低注入时增益谱峰值能量位置比自发辐射峰来得低, 在注入电流小于 7.1 mA 时, 能量位置要低 20 meV ($\approx kT$). 这可以认为是室温下宽阱中载流子与声子的散射所造成的, 声子散射将引起量子阱能级的扰动和加宽. (b) 是 TM 偏振的光增益谱. TM 增益谱峰值波长比 TE 模的稍短些, 而且在低注入时 TM 模的增益值小得多. 此外 TM 模低能峰的饱和趋势弱, 它使高能峰的低能边较陡.

阱宽为 200 Å 的 GRIN-SCH SQW 激光器 TE 和 TM 偏振的峰值增益随注入电

流的变化示于图3。可以清楚地看出,在小注入时TE和TM模低能峰的增益比高能峰的大得多。随着电流增加,低能峰增益趋于饱和,但高能峰增益的增长率比低能峰的大。过临界电流后高能峰的增益比低能峰的大,并在趋于饱和前达到阈值增益。对于高能峰来说,小注入时TE模的增益比TM模的大,但增益的增长率却反之,TM模是 $30\text{cm}^{-1}/\text{mA}$,而TE模是 $15-25\text{cm}^{-1}/\text{mA}$ 。

我们可以从量子阱中载流子的电子态和复合的选择定则来定性地分析增益谱的这些特性。图4(a),(b)是量子阱中电子和轻重空穴能态分布的示意图。(a)是量子阱中导带电子的态密度分布和室温下电子在能态中分布的示意图。它表示在某一电流注入下,准费米能级大约在比导带高 kT 时, $n=1$ 子带底几乎填满电子,此时低能峰增益趋于饱和。如果饱和增益仍然低于阈值增益,那么载流子将进一步注入到 $n=2$ 子带。因为 $n=2$ 子带电子和空穴的态密度分别是 $n=1$ 子带的两倍,所以在超过 $n=1$ 子带增益的临界电流后, $n=2$ 子带增益的增长率就更大,远在它的增益饱和前就达到阈值增益。这正好说明了GRIN-SCH SQW宽阱激光器的情况,即受激波长是由 $n=2$ 子带的跃迁决定,而 $n=1$ 和 $n=2$ 子带中载流子填充和复合使得自发辐射谱和增益谱产生双峰。从选择定则看,在价带顶 $k=0$ 处重轻空穴的跃迁都对TE模辐射有贡献, TM模辐射

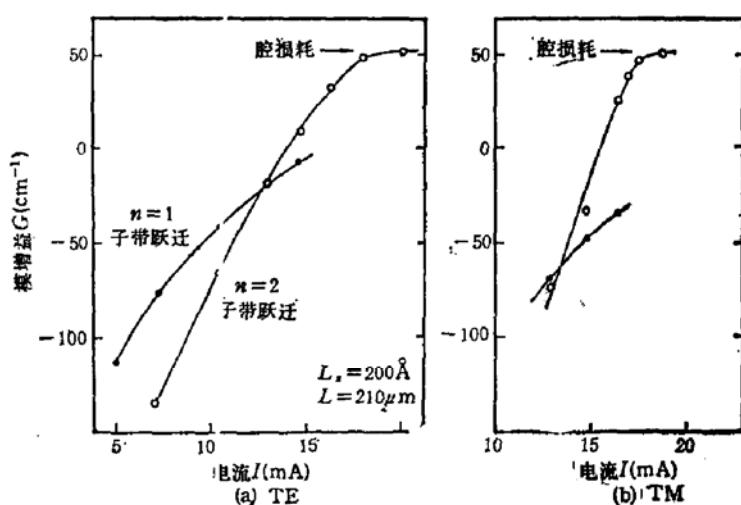


图3 发射峰的增益随注入电流的变化,(a),(b)分别为TE和TM偏振

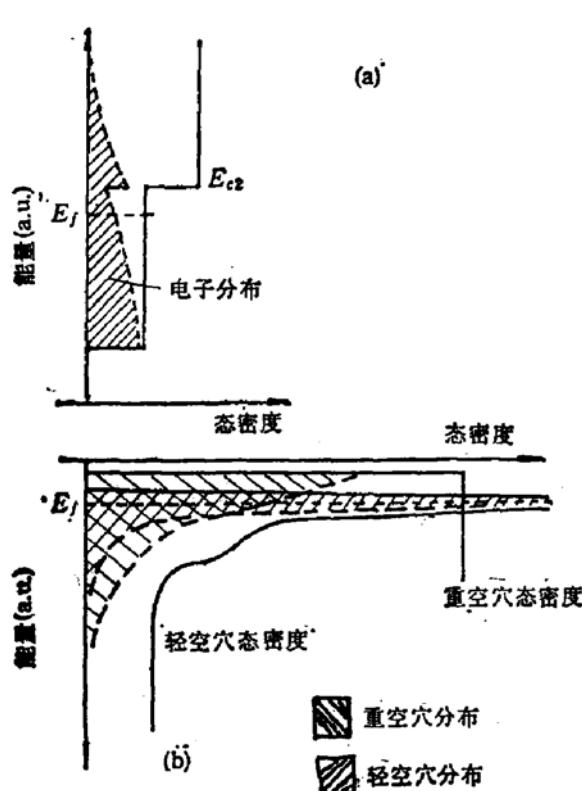


图4 量子阱中电子和重轻空穴能态分布示意图,(a)电子分布,(b)空穴分布

来自轻空穴的跃迁。但对 $k \neq 0$,由于量子阱中重轻空穴态的混合,每个子带对偏振的对应关系不再很清楚。如果 k 不是很大,那末对于用 $k=0$ 处轻空穴态延伸而来的混合子带,因为其中轻空穴态的分量占主导,所以仍然可看做是轻空穴子带,重空穴子带也同样。因为重空穴子带顶比起轻空穴带能量低,态密度又大,所以TE辐射主要来自重空穴的跃迁,而TM辐射来自轻空穴。从图4(b)可以理解,在小电流时TE模的增益要

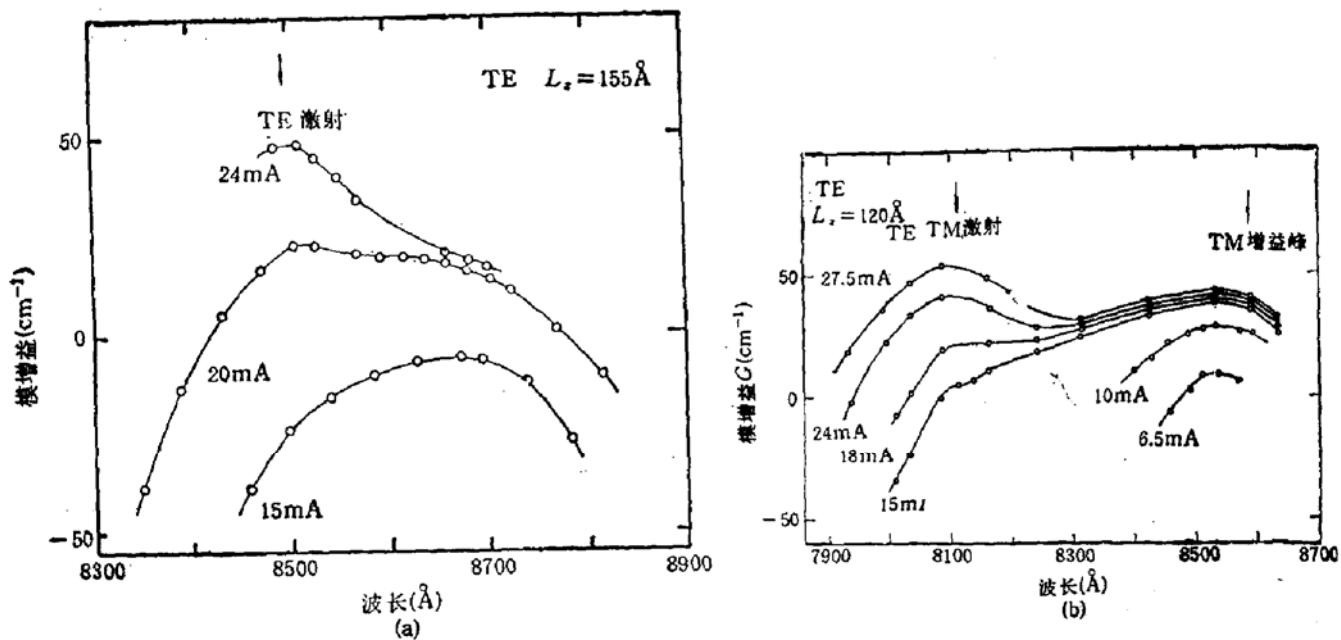


图 5 (a), (b) 分别是阱宽为 155 \AA 和 120 \AA 的 GRIN-SCH SQW 激光器在不同注入电流下 TE 模的增益谱

比 TM 模的大,但是随着电流增加, TM 模增益增加的速度要比 TE 模大。此外由于轻空穴态密度分布的尖峰宽度小,电子态密度下降迅速, TM 辐射谱的宽度比 TE 模的窄。也可看出 TM 辐射的积分功率比较小,而辐射谱和增益谱的峰值能量比 TE 模的稍高一些。

激光器的振荡条件是它的模式增益抵偿了腔体损耗,而模式增益就是激光器阈值增益。

$$G_{\text{th}} = \Gamma_{z_{\text{th}}} - \alpha = (1/L) \ln(1/R) \quad (5)$$

$n = 1, 2$ 子带跃迁的峰值增益曲线在某点相交,交点的增益叫临界增益。如果腔损耗小于这个值,那器件振荡在 $n = 1$ 子带跃迁,否则振荡将出现在 $n = 2$ 子带跃迁。而 TE 模和 TM 模的临界增益是不同的,这样若器件的腔损耗在这两个临界增益之间时,则 TE 和 TM 振荡有着不同的跃迁途径,并且激射波长也不同。

在 GRIN-SCH SQW 结构的激光器中,若减小量子阱宽度,那么辐射谱的峰移向短波,两峰之间的间隔增加。图 5(a), (b) 分别是阱宽为 155 \AA 和 120 \AA 样品的 TE 模增益显然随着阱宽的减小,当 $n = 2$ 子带跃迁的增益接近阈值时, $n = 1$ 子带跃迁的增益饱和趋向也更显著,而饱和增益值本身也增加。当阱宽为 120 \AA 时, $n = 1$ 子带跃迁的饱和增益已经接近器件的阈值增益。两个量子态的间隔随着阱宽减小而增加,因此当载流子的注入使 $n = 2$ 子带辐射增益达到某一阈值增益时,小的阱宽低能态载流子占据几率更容易达到 1。从图 5(b) 可看到,一个具有标准腔参数的激光器,当阱宽小于 120 \AA 时, $n = 1$ 子带跃迁导致激射。这点在图 6 中更清楚,它是不同阱宽的样品峰值增益随注入电流的变化。可以看到当阱宽减小时, $n = 1$ 子带辐射的饱和增益增加,临界增益 G_c 也增加,它们的差随着阱宽减小而减小,到阱宽为 120 \AA 时就相等了。所以减小阱宽可以使 $n = 1$ 子带跃迁激射变得更容易,而且能在腔损耗不变的情况下降低阈电流密度。如果腔损耗也减小,那末阈电流密度就能进一步的减小。而对于 $n = 2$ 子带跃迁的受激,随着

阱宽减小其阈电流密度反而增加。这是因为在量子阱中每单位能量电子态数 ($L_z m^*/\pi \hbar^2 L_z$) 是常数, 而阱宽减小时量子态间的间隔增加, 这样为了达到同样的 $n = 2$ 子带辐射模增益, 就需要更多的载流子的注入。

量子阱结构的临界材料增益由(2)式可得

$$g_{cr}(L_z) = (G_{cr} + \alpha)/\Gamma \quad (6)$$

而 $n = 1$ 子带跃迁受激的条件为

$$g_{cr}(L_z) \geq [a + (1/L) \ln(1/R)]/\Gamma \quad (7)$$

从计算可得到 $n = 1$ 子带跃迁受激所要满足的阱宽、端面反射率和临界腔长之间的关系。测量数据和计算结果列于表 1 和图 7 中。当阱宽为 200 Å 时, 其临界腔长如表中所列为虚数, 因为临界模增益是负的。这就是说一个 GRIN-SCH SQW 激光器, 当阱宽为 200 Å 时, 无论其腔长是多少, 端面反射率多高, 都不可能在 $n = 1$ 子带跃迁受激。也就是说当 $n = 1$ 子带跃迁漂白时, $n = 2$ 子带跃迁的模增益早已变成正的了。而且在实际测量中腔长从 100 μm 变到 700 μm 都没看到 $n = 1$ 子带跃迁受激。图 7 是对于不同的端面反射率下, 临界材料增益和临界腔长作为阱宽的函数。

表 1

$L_z(\text{\AA})$	Γ	$\alpha(\text{cm}^{-1})$	$G_{cr}^{\text{TE}}(\text{cm}^{-1})$	$G_{cr}^{\text{TB}}(\text{cm}^{-1})$	$g_{cr}^{\text{TE}}(\text{cm}^{-1})$	$L_{cr}(\mu\text{m})$ $R = 0.32$
200	0.060	9	15	-16.5	-125	虚数
155	0.045	8	25	13	467	876
120	0.036	7.4	42	42	1361	271

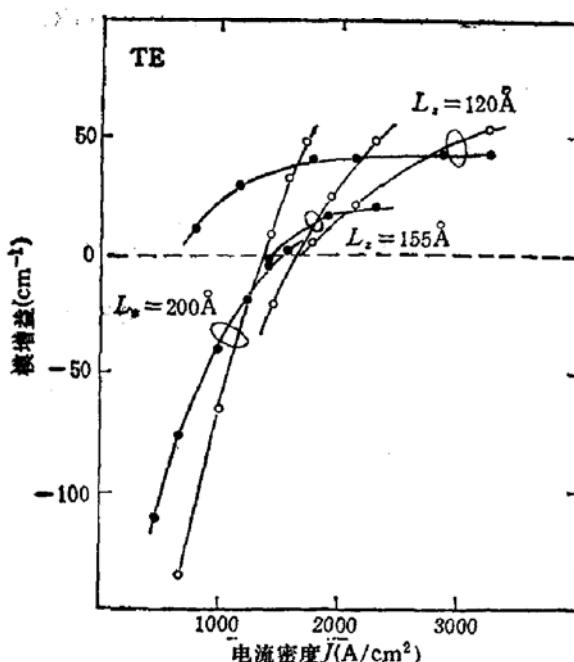


图 6 不同阱宽的样品峰值增益随注入电流的变化
○ $n = 2$ 子带跃迁 ● $n = 1$ 子带跃迁

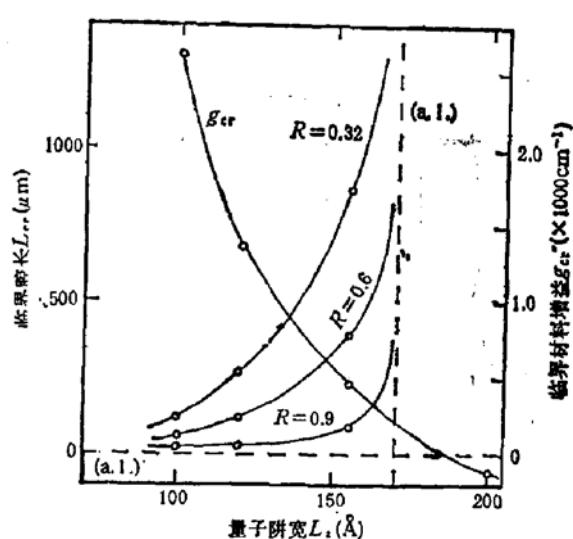


图 7 $n = 1$ 子带受激的临界材料增益和临界腔长作为阱宽的函数, 临界腔长计算中 R 分别取 0.32, 0.6 和 0.9

从图中可以清楚看出,随着阱宽减小临界材料增益超线性地增加,而光限制因子线性地减小,因此 Γg_{cr} 迅速增加,同时内部损耗 ($\Gamma\alpha_{ef} + \alpha_r$) 趋于 α_r , 所以临界模增益随着阱宽减小而增加。可看到临界腔长也随阱宽减小而减小,腔长的渐近值为零,这表明在任何腔长下,此时激光器只能在 $n = 1$ 子带跃迁受激。但当阱宽增加时,临界腔长迅速增加,渐近线由 $\Gamma g_{cr} - \alpha = 0$ 来决定,另一表达式可写成

$$g_{cr}(L_s) = \alpha_r / \Gamma(L_s) + \alpha_{fr} \quad (8)$$

根据 g_{cr} 和 Γ 同阱宽 L_s 的函数关系,算得临界腔长的渐近线是一条垂线,其横坐标量子阱宽度达 170 \AA 。这表明对于一个 GRIN-SCH SQW 激光器,要它振荡在 $n = 1$ 子带跃迁,那末阱宽必须小于 170 \AA 。在图 7 中也可清楚看出,要使一个端面反射率为 0.32,腔长为 $250 \mu\text{m}$ 的激光器振荡在 $n = 1$ 子带跃迁,那末它的阱宽必须小于 115 \AA 。因为端面反射率和腔长决定了腔损耗,当阱宽固定时,临界腔长随端面反射率的增加而减小,而且阱宽越宽,这种变化越显著。因此减小阱宽并增加端面反射率,再加上尽可能短的腔长,就能使 GRIN-SCH SQW 激光器有低的阈电流,而且工作在 $n = 1$ 子带跃迁。

IV. 结 论

一个 GRIN-SCH 激光器,当阱宽大于 120 \AA 时,它的自发辐射谱会出现双峰,在通常的谐振腔参数下,通过 $n = 2$ 子带跃迁受激。减小阱宽可以使 $n = 1$ 子带跃迁的饱和增益和临界模式增益增加,会使得 $n = 1$ 子带跃迁受激,并降低对一定的腔损耗所需的阈电流密度。在小注入下,GRIN-SCH SQW 激光器的 TM 增益要比 TE 模的小,但随着注入电流增加,TM 模的增益增加率要比 TE 模大。在增益谱中 TM 模增益峰的半宽比 TE 模的小。由于此两增益谱行为的不同,在一定阱宽和腔参数下,如果片子的均匀性和界面质量很好,可以避免 TE 和 TM 模式之间的模式耦合和转换,那么 GRIN-SCH SQW 激光器的 TE 和 TM 模可以以不同的激射波长振荡。

参 考 文 献

- [1] W. T. Tsang, *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 217 (1982).
- [2] R. Chin, N. Holonyak, Jr., B. A. Vojak, K. Hess, R. D. Dupuis, and P. D. Dapkus, *Appl. Phys. Lett.*, **36**, 19 (1980).
- [3] L. D. Zhu, G. A. B. Peak, R. J. Davis, and J. M. Ballantyne, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, 309 (1987).
- [4] P. S. Zory, A. R. Reisinger, L. J. Mawst, G. Costriui, C. A. Zmudzinski, M. A. Emanuel, M. E. Givens, and I. J. Coleman, *Electron. Lett.*, **22**, 475 (1986).
- [5] M. Mittelstein, Y. Arakawa, A. Larsson, and A. Yariv, *J. Appl. Phys.*, **49**, 1689 (1986).
- [6] B. W. Hakki and T. I. Paoli, *J. Appl. Phys.*, **44**, 4113 (1973).

Analysis of Optical Gain Spectra in GaAs/AlGaAs Graded-Index Separate-Confinement Single Quantum Well Structures

Zheng Baozhen, Xu Jizong, Wang Liming, Xu Zongying and Zhu Longde

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

TE and TM polarized optical modal gains of graded-index separate-confinement single quantum well lasers are measured in detail on the samples with different well widths. For the lasers with well width $L_z > 120\text{\AA}$, the emission and gain spectra exhibit double peaks caused by $n=1$ and 2 subband transitions, respectively, laser oscillation takes place by $n=2$ subband transition. Reducing the well width, the saturation gain of the $n=1$ subband transition increases, laser oscillation will take place by $n=1$ subband transition, while the threshold current density for $n=2$ subband lasing will increase. The superlinear increase of the material gain with the decrease of the well width reduces the minimum cavity length for $n=1$ subband lasing. For the narrow well of $L_z \leq 100\text{\AA}$, the higher mirror reflectivity and shorter cavity length will result in lower threshold current density. The lasers with the well width and cavity loss in a certain range oscillate at different TE and TM wavelength because of the difference between their gain spectra.

Key words GaAs, AlGaAs, Graded index, Quantum well, Optical gain spectra