

中国科学院上海光学精密机械研究所

研 究 生 毕 业 论 文

论文题目 量子阱激光器列阵
 的温度和模式特性

专 业 光 学

研究生姓名 刘 斌

导师姓名 方祖捷

研究生入学时间 一九九二年九月

一九九五年五月三十日

致 谢

如果要列出在我成长过程中曾经和正在给予我爱护、关怀和帮助的所有亲人、师长和朋友，其篇幅决不会短于这篇不尽如我意的论文。

在此，我最诚挚地感谢我的导师方祖捷教授！

同样我将难以用言语尽达的谢意献与过去、现在乃至将来给予我爱的和我所爱的亲人、师长和朋友。他们是我生活的源泉和动力。我的过去和现在离不开他们，而我的未来更需要他们！

摘 要

低阈值、高输出、高速率的半导体激光器是光子学和光信息技术发展的基元和核心器件之一。量子阱激光器的问世使半导体激光器各方面的性能产生了质的飞跃。得益于量子阱技术发展和成熟的大功率半导体激光器在泵浦固体激光器、医疗、工业加工和军事等领域有着巨大的应用前景。本文研究了影响大功率量子阱激光器列阵性能的两个方面：温度特性和模式特性。

本文根据有效质量近似计算了量子阱结构的子能级和态密度，采用K选择定则计算了量子阱激光器在无弛豫效应和有弛豫效应下的增益、阈值电流密度，及其与温度的关系。在一定条件下，获得了量子阱激光器参数的解析表达。理论分析表明，对窄阱，阈值电流密度随温度线性增加；对宽阱，由于多能级的存在，阈值电流密度随温度近似指数增加；弛豫效应减小了增益，增大了阈值电流密度，但同时也使激光器的特征温度明显增加。

增益与载流子密度（电流密度）的对数关系是量子阱激光器的一个重要特点。本文首次在激光器的速率方程中用对数关系取代了传统的激光器增益与载流子密度的线性关系，分析了量子阱激光器的稳态和动态特性，得到了获得最低阈值电流密度的多量子阱激光器的最佳阱数，和获得最大调制带宽的最佳腔长。这些结果完全不同于体材料半导体激光器，反映了量子阱激光器的重要特性。

单模大功率半导体激光器列阵有着广泛的应用前景。本文基于微扰理论分析了均匀分布锁相列阵激光器的模式特性。对强耦合的锁相列阵，其 m ($\neq nN$) 阶模是由宽面积激光器的 m 阶和 $2nN \pm m$ 阶模耦合而成的， nN 阶模由于周期性微扰的作用位于“阻带”中心而抑制，基侧模具有较高的模增益可优先激励，其对应远场为带有一对或两对支瓣的主单瓣。

本文的研究结果将有助于设计研制大功率、高光束质量的量子阱半导体激光器。

Abstract

Semiconductor quantum well lasers with low threshold current, high power output and high modulation frequency will play more and more important roles in the information society and photonics. With the development of quantum well lasers, high power semiconductor lasers have been improved greatly. In this paper, the two basic and important properties of quantum well laser arrays: temperature dependence and mode characteristics of phase-locked laser arrays are studied.

By using the effective mass method, the quantized subband energy levels and density of states of quantum wells are calculated. Under K selective rule, the gain and threshold current density without and with intraband relaxation effect are calculated and analyzed, with emphasis on the temperature dependence of gain and threshold current density. Under certain conditions, some approximate analytic expressions about these parameters of QW-LD can be obtained. A linear relation of threshold current density on temperature is deduced for narrow quantum well structures, while an approximate exponential relation is obtained for broad wells, which is believed due to the existence of multi-energy levels. It is also shown that the gain will decrease and consequently the threshold will increase when the relaxation effect taken into account, but the characteristic temperature of lasers will increase at the same time.

The logarithmic relation of gain on carrier density is an important property of quantum well lasers. In this paper, for the first time, the linear relation of gain on carrier density in the conventional rate equations is replaced by the logarithmic relation for QW lasers. The static and dynamic behaviors brought by the revision are analyzed. An optimal well-number of MQW for the minimum threshold current density and an optimal cavity length for the highest modulation frequency have been obtained. These results are totally different from the bulk DH lasers.

Single lateral mode semiconductor laser arrays have been applied in many fields. The lateral mode characteristics of uniform phase-locked laser arrays are analyzed in this paper by applying a simple model of broad-area semiconductor laser combined with a perturbation theory. In strongly coupled array, the m th ($\neq nN$) lateral mode is coupled with the $2nN \pm m$ lateral modes; Due to the periodic perturbation, the nN th mode is in the center of "stop band" and can be prohibited; The modal gain of the fundamental lateral mode is bigger than other modes, the corresponding far-field is a central lobe with a pair or two pairs of side lobes.

It is believed that the results of this paper will be helpful for designing and fabricating the high power and high quality beam quantum well semiconductor lasers.

目 录

第一章 前言.....	1
第二章 量子阱激光器的温度特性.....	3
第一节 量子阱中的增益和阈值电流密度.....	3
第二节 量子阱激光器参数的近似解析式.....	8
第三节 量子阱激光器的特征温度.....	11
第三章 量子阱激光器的速率方程.....	24
第一节 量子阱激光器的速率方程.....	24
第二节 速率方程的解.....	25
第四章 锁相列阵激光器的微扰理论.....	31
第一节 理论模型.....	31
第二节 微扰解.....	32
第三节 增益导引和折射率导引列阵.....	34
第四节 远场分布.....	36
第五章 反折射率导引列阵的模式特性.....	39
第一节 N阶模的抑制.....	39
第二节 反导引列阵的近场和远场.....	41
结束语.....	53
发表论文目录.....	54

第一章 前言

在浩若星空的众多激光器中，半导体激光器无疑是最璀璨、最绚丽的一颗。诞生稍晚于固体和气体激光器的半导体激光器经过数十年的发展，今天已在世界激光市场上独占鳌头并仍在进一步成长以满足下一世纪社会和科学的需求。

半导体激光器的发展主要经历了三个阶段。从五十年代末到六十年代末，有关半导体激光器的基本理论初步建立，其中最重要的是Bernard和Durauffourg^[1]给出了半导体受激发射的必要条件：对应于电子和空穴非平衡载流子密度的准费米能级差必须大于发射光子能量。1962年第一支同质结结构的激光器实现了低温激射。1970年IBM的Hayashi和Panish^[2]以及前苏联约飞研究所的Alferov^[3]几乎同时实现了双异质结（DH）半导体激光器的室温连续激射，从而开始了半导体激光器的第二个发展阶段。双异质结的引入是半导体激光器发展史上的一个里程碑，它同时提供了对注入载流子和光子的好限制，大大提高了注入效率，降低了阈值电流密度。七十年代末双异质结激光器实现了商品化；并与低损耗光纤结合使光纤通信随即付诸实现。半导体激光器的第三个发展阶段则以量子阱结构的引入为标志，尽管早在1970年日本科学家江崎（Esaki）和华裔科学家朱肇祥^[4]就提出了量子阱（Quantum Well）和超晶格（Superlattice）的概念，但直至八十年代，随着超薄层材料制造技术（分子束外延MBE和金属有机源气相沉积MOCVD）的成熟，量子阱和超晶格结构才得以实现，并很快在半导体激光器中得到了广泛应用。

量子阱结构已成为现代光电子学的一块基石，它使半导体激光器各方面的性能产生了质的飞跃，以此为基础各种特殊结构的激光器得以问世。今天的大功率半导体激光器，光通信用高性能长寿命长波长激光器离开量子阱结构是不可想象的。应变层量子阱的应用不仅扩展了半导体激光器的波段，而且又进一步提高了器件的性能。基于量子阱结构的垂直腔面发射激光器（VCSEL）^[5]将对光互连和光计算有着重要意义。微腔激光器^[6]将不仅可实现极低阈值乃至无阈值激光器，而且是研究诸如腔量子电动力学等基本理论的有力工具，有助于对光的基本性质的认识。而1994年Bell实验室报导的量子级联激光器（Quantum Cascaded laser）^[7]则更是量子阱应用的一个杰作。利用量子阱子能级间的跃迁，可人工设计、控制半导体激光器的激射波长，从而有可能实现亚毫米波段的半导体激光器。随着人们对量子阱认识的深入和材料制备技术的完善，量子阱、量子线、量子点将得到更广泛的应用，并成为半导体激光器的核心。

新波段的扩展和功率的提高是半导体激光器发展的主要方向。大功率半导体激光器在泵浦固体激光器、医疗、工业加工和军事等领域有着巨大的应用前景，其发展和成熟完全得益于量子阱技术的应用。与传统的DH激光器相比，量子阱激光器由于其能级的量子化，载流子的台阶状态密度而具有诸多优点。如极低的阈值电流密度（目前已小于100A/cm²），高的调制频率，大的输出功率，良好的温度稳定性等。

大功率半导体激光器的发展集中在两方面：一是功率的提高；另一是模式质量的改善。输出功率的不断提高与量子阱结构的应用是密不可分的，其中重要的一点是较之体材料激光器量子阱激光器的特征温度有明显的改善，这对高功率输出的激光器阵列有特别重要的意义。有关量子阱激光器的温度及其他特性的分析是本文的第一部分，其中第二章将概述量子阱激光器的理论，给出主要的数值计算结果，并在适当条件下得到增益、阈值电流等的解析

表达式。在此基础上着重分析和讨论器件的温度特性。第三章将首次将量子阱激光器增益与载流子密度的对数关系应用于速率方程,在此基础上分析量子阱激光器的稳态和动态特性。其中最重要的结果是量子阱激光器的调制带宽与腔长的关系将不同于体材料DH激光器,对应于最大调制带宽存在一最佳腔长。

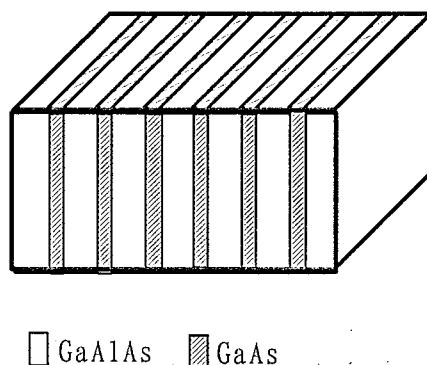
在大功率激光器的发展过程中,锁相阵列的应用使在获得高功率输出的同时大大改善了激光器的侧模行为,从而可实现空间单模的大功率激光器。有关锁相阵列侧模行为的分析是本文的第二部分。对锁相阵列激光器模式特性的分析原先主要是耦合模理论,该理论对耦合机制为瞬衰场等弱耦合的折射率和增益导引阵列是合适的,但对强耦合的锁相阵列则有局限。而数值计算则缺乏清晰的物理图象。本文的第二部分(第四章)将基于微扰理论分析锁相阵列激光器的模式特性,尤其是可得到基模运转的诸如折射率反导引和角反射器耦合的锁相阵列的模式特性(第五章),以试图通过一简单的模型和物理图象来解释强耦合锁相阵列的实验现象。

参考文献:

- [1] M. G. A. Bernard and G. Duraffourg, *Phys. Stat. Solidi* **1**, 699(1961).
- [2] I. Hayashi, M. B. Panishi, P. W. Foy, and S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 109(1970).
- [3] Zh. Alferov, V. M. Andreev, D. Z. Garbuzov, Yu. V. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portnoi, and V. G. Trofim, *Sov. Phys. Semicond.* **4**, 1573(1971).
- [4] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61(1970).
- [5] K. Iga et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**, 663(1985).
- [6] H. Yokoyama et al, *Opt. and Quantum Electron.*, **24**, 245(1992).
- [7] J. Faist et al, *Science*, **264**, 553(1994).

第二章 量子阱激光器的温度特性

量子阱、超晶格结构是由两种不同材料交替生长组成的超薄层一维周期结构(见图一)。当薄层的层厚小于电子平均自由程(德布罗意波长)时,整个材料的电子系统将进入量子领域,从而产生量子尺寸效应。量子尺寸效应对量子阱激光器而言最重要的一点是有源区的量子阱结构产生了全新的态密度形式。由于量子阱内的电子被势垒所限制,波函数在垂直于阱界面的方向上产生了量子化,电子和空穴的态密度与能量的关系呈台阶状。正是基于这点,量子阱激光器的增益、阈值电流密度、调制特性等与体材料DH激光器产生了较大的差异。



图一 GaAs/GaAlAs多量子阱结构

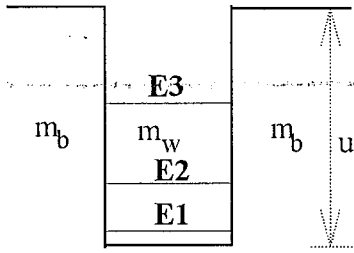
对量子阱激光器的众多参数的理论计算已有较详细的报道^{[1][2][3]},但相当复杂,一般只能依靠数值计算或经验公式确定,尤其是对特征温度的计算,由于所涉及的因素众多,而且很多因素具有相当的不确定性。本章将首先采用K选择定则计算量子阱激光器的增益、阈值电流密度。而后将在一定的近似下,导出阈值载流子密度,增益,微分增益等的解析表达式,从而可直观地了解有关参数对量子阱激光器的影响。在此基础上,本文将着重分析和探讨量子阱激光器的温度特性。本文的计算主要针对GaAs/GaAlAs材料。

第一节 量子阱中的增益和阈值电流密度

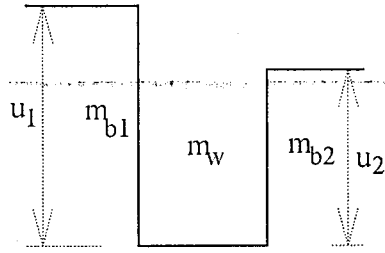
量子阱激光器与普通双异质结激光器最主要的不同在于载流子态密度的差别,有关普通双异质结激光器参数的计算在文献[4]中有详细的叙述,因此只要用量子阱载流子的态密度代替体材料的态密度就可计算得到量子阱激光器的增益、阈值电流密度等。本节将首先确定量子阱的子能级和载流子态密度,进而通过电中性条件得到电子和空穴的准费米能级,最后基于K选择定则计算量子阱激光器的增益和阈值电流密度。

1.1 子能级的计算

量子尺寸效应使导带和价带的能级在垂直结的方向分立成一系列子能级，从而形成了准二维的能带结构。采用有效质量方法解Schrödinger方程可分别计算导带和价带量子阱的各个子能级。图二(a)为一对称单量子阱结构示意图。取阱中有效质量为 m_w ，垒中为 m_b ，垒高为 U ，阱宽为 L_w 。



图二(a) 对称量子阱



图二(b) 不对称阱

对对称势垒本征能级 E_n 由下式求得:

$$\text{对偶阶模: } \operatorname{tg}\left(\sqrt{\frac{m_w E_n L_w^2}{2\hbar^2}} + n\pi\right) = \sqrt{\frac{m_b(u - E_n)}{m_w E_n}} \quad (2-1)$$

$$\text{对奇阶模: } \operatorname{tg}\left(\sqrt{\frac{m_w E_n L_w^2}{2\hbar^2}} + n\pi\right) = -\sqrt{\frac{m_w E_n}{m_b(u - E_n)}} \quad (2-2)$$

对不对称势垒(图二b):

$$\operatorname{tg}\pi\left(\sqrt{\frac{E_n}{E_\infty}} + N\right) = \frac{\frac{m_{b2}}{m_1} \sqrt{E_n(u_1 - E_n)} + \frac{m_{b2}}{m_{b1}} \sqrt{\frac{m_{b1}}{m_w} E_n(u_2 - E_n)}}{E_n \frac{m_{b2}}{m_w} - \sqrt{(u_{b1} - E_n)(u_{b2} - E_n)} \sqrt{\frac{m_{b2}}{m_{b1}}}} \quad (2-3)$$

其中 E_∞ 为无限深势阱的基能级，无穷深势阱的 n 级能级为 $E_n^\infty = \frac{\hbar^2}{2m_w} \left(\frac{n\pi}{L_w}\right)^2$ 。

量子阱激光器的跃迁能量 E_{cv}^n 则是导带子能级 E_{cn} 和价带的子能级 E_{vn} 加上禁带宽度 E_g ，即 $E_{cv}^n = E_g + E_{cn} + E_{vn}$ ，图三为计算的GaAs/GaAl_{0.3}As_{0.7}跃迁波长与阱宽的关系，带的Offset分别取0.65和0.85，其他参数见文献^[3]。可见两者基本一致。更精确的跃迁能量的计算应考虑带收缩效应等。

1.2 态密度

量子阱中电子的状态包括垂直于阱方向（z方向）的分立态和平行于阱方向（x, y）的连续态，故总的能量本征值

$$E(n, k_x, k_y) = E_n + \frac{\hbar^2}{2m_\alpha} (k_x^2 + k_y^2) \quad (2-4)$$

因此电子在x-y平面自由运动的等能面为一个圆，易得量子阱的态密度：

$$\rho_\alpha(E) = \sum_n \frac{m_\alpha}{\pi \hbar^2} H(E - E_n), \quad \alpha = e, hh, lh, \quad (2-5)$$

其中H是Heaviside阶跃函数。

对二维方向加以限制的量子线，其态密度：

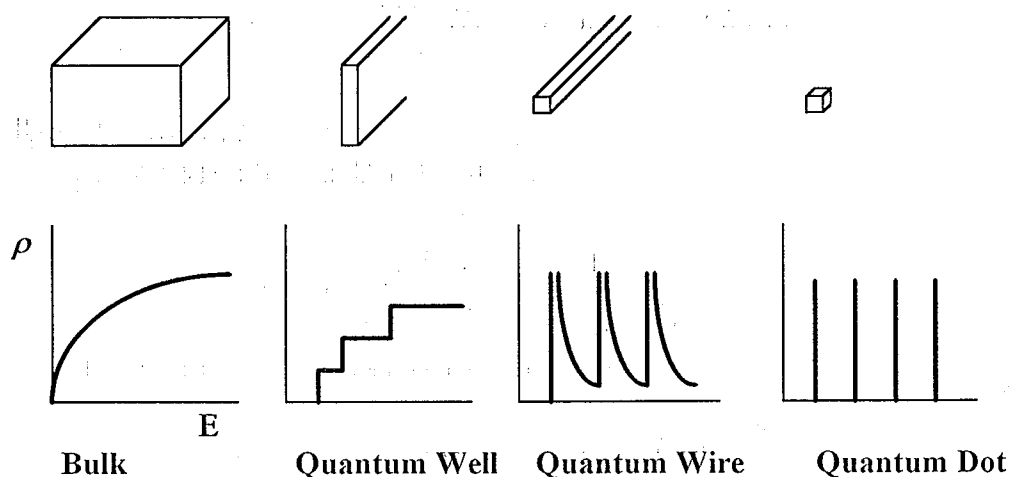
$$\rho_\alpha(E) = \sum_{n_y, n_z} \frac{\sqrt{2m_\alpha}}{2\pi \hbar} \frac{1}{\sqrt{E - E_{n_y} - E_{n_z}}} \quad (2-6)$$

对三维方向加以量子限制的量子点，其态密度：

$$\rho_\alpha(E) = 2 \sum_{n_x, n_y, n_z} \delta(E - E_{n_x} - E_{n_y} - E_{n_z}) \quad (2-7)$$

作为比较，这里给出体材料的载流子态密度：

$$\rho_\alpha = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_\alpha}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2} \quad (2-8)$$



图四 体材料 量子阱 线 点态密度示意图

比较体材料和量子阱的态密度可发现, 量子阱中载流子态密度与能量的阶梯状关系使载流子在低能区(带底)的占据大于体材料, 因此量子阱达到受激发射(电子和空穴准费米能级差大于光子能量)所需要的载流子浓度低于体材料, 其阈值电流密度及其对温度的敏感性将小于体材料, 微分增益大于体材料。

量子阱的另一个特点是二维室温激子的存在。由于激子束缚在小于激子玻尔半径的阱层, 激子束缚能和振子强度大大加强, 从而可在室温下保持稳定, 使与激子相关的光学非线性性和电场效应得到了实际应用, 如SEED器件。

1.3 准Fermi能级的计算

通过电中性条件, 以及注入载流子密度等于各个子能级占据的载流子密度之和, 可分别计算导带和价带的准Fermi能级。

$$n = \rho_e kT \sum_i [\ln(1 + \exp(\frac{E_{fe} - E_{ei}}{kT})) - \ln(1 + \exp(\frac{E_{fe} - \Delta E_c}{kT}))] \quad (2-9)$$

$$p = \rho_{hh} kT \sum_j [\ln(1 + \exp(\frac{E_{fh} - E_{hj}}{kT})) - \ln(1 + \exp(\frac{E_{fh} - \Delta E_v}{kT}))] \\ + \rho_{lh} kT \sum_j [\ln(1 + \exp(\frac{E_{fh} - E_{lj}}{kT})) - \ln(1 + \exp(\frac{E_{fh} - \Delta E_v}{kT}))] \quad (2-10)$$

其中 $\rho_\alpha = \frac{m_\alpha}{\pi \hbar^2 L_w}$, $\alpha = e, hh, lh$, $\Delta E_c, \Delta E_v$ 为导带和价带的阱深, E_{fe}, E_{fh} 为电子和空穴的准费米能级。

如果考虑势垒以上载流子的占据(三维情况), 则须加上

$$n_b = \int_{\Delta E_i}^{\infty} \rho_\alpha f_i dE \quad \text{其中 } \rho_\alpha \text{ 为体材料态密度。}$$

$i=c, v$. f_i 为导带和价带的Fermi 函数。

1.4 增益计算

本文基于K选择定则^{[1][2]}计算量子阱增益, 分别考虑了无带内弛豫和有弛豫两种情况。无弛豫(无展宽)的增益可表示为:

$$g = \sum_{hh, lh} \sum_i A(f_c + f_{v\beta} - 1) H(E_{tr} - E_{\beta i}) \quad (2-11)$$

其中 $A = \frac{2\pi e^2 m_r |M_b|^2}{\epsilon_0 m_0^2 c h N_w E_{tr} L_w}$, M_b 为跃迁矩阵元, $|M_b|^2 = \frac{m_0^2 E_g (E_g + \Delta)}{6m_e (E_g + \frac{2}{3}\Delta)}$, N_w 为阱区折射率,

L_w 为阱宽, $m_{r\beta}$ 为约化质量, $E_n = E_g + E_{e_n} + E_{\beta i}$, E_g 为禁带宽度, E_{ei} , $E_{\beta i}$ 为电子和空穴的

阶子能级。 $E_{\beta i} = E_g + E_{ei} + E_{\beta i}$, $E_c = \frac{m_{r\beta}}{m_e} (E_{tr} - E_{ei})$, $E_{v\beta} = \frac{m_{r\beta}}{m_e} (E_{tr} - E_{\beta i})$,

$f_c = \frac{1}{1 + \exp((E_c - E_{fe})/kT)}$, $f_{v\beta} = \frac{1}{1 + \exp((E_{v\beta} - E_{fh})/kT)}$, β : hh、lh, E_f 为电子和空穴准费米能级, E_{tr} 为光子能量。

声子及载流子和载流子间的散射, 以及阱宽宽度的起伏会引起载流子在带内的弛豫, 从而产生增益的展宽。展宽的增益

$$g_b = \sum_{hh, lh} \sum_i \int_{E_g + E_{ei} + E_{\beta i}}^{\infty} A(f_c + f_{v\beta} - 1) L(E) dE \quad (2-12)$$

其中:

$$f_c = \frac{1}{1 + \exp((E_c - E_{fe})/kT)}, \quad f_{v\beta} = \frac{1}{1 + \exp((E_{v\beta} - E_{fh})/kT)}, \quad E_{\beta i} = E_g + E_{ei} + E_{\beta i},$$

$E_c = \frac{m_{r\beta}}{m_e} (E - E_{ei})$, $E_{v\beta} = \frac{m_{r\beta}}{m_e} (E - E_{\beta i})$, $L(E) = \frac{2h/\tau_{in}}{4\pi^2 (E_{tr} - E)^2 + (h/\tau_{in})^2}$ 为 Lorentzian 分布, τ_{in} 是弛豫时间。偶极矩阵元

$$|M_{hh}^{TE}|^2 = \frac{3}{4} |M_b|^2 \left(1 + \frac{E_{ci}}{E_{hh}}\right)$$

$$|M_{lh}^{TE}|^2 = 2|M_b|^2 - |M_{hh}^{TE}|^2$$

$$E_{hh} = E_{ei} + \frac{m_{rhh}}{m_e} (E - E_g - E_{ei} - E_{hhi}).$$

图五为计算的100Å单量子阱无弛豫效应和弛豫情况下增益与载流子浓度的关系, 数值拟合表明量子阱的增益与载流浓度的关系为对数关系而非体材料的线性关系, 这是量子阱激光器的一个重要特点, 下文将进行更进一步的讨论。图六为100Å单量子阱的无展宽增益和展宽增益在不同载流子浓度下与能量的关系, 可见展宽不仅使增益幅度减小, 而且使增益谱宽增大。

1.5 阈值电流密度的计算

半导体激光器的阈值增益可表示为:

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left(\alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) \quad (2-13)$$

其中 α_i 为内损耗, L 为腔长, R 为功率反射率, Γ 为限制因子。由此可计算阈值载流子密度, 进而确定准费米能级和自发辐射率^{[1][4]} R_{spon}

$$R_{spon} = \frac{16\pi^2 e^2 N_w |M_\beta|^2}{m_0^2 \epsilon_0 h^4 c^3 L_w} (m_{rlh} I_{lh} + m_{rhh} I_{hh}) \quad (2-14)$$

$$I_\beta = \sum_i \int_{E_\beta}^\infty E f_e(E_{c\beta} + E_{ei}) f_\beta(E_{v\beta} + E_{\beta i}) dE$$

$$E_{\beta i} = E_g + E_{ei} + E_{\beta i}$$

其中: $E_{c\beta} = \frac{m_{r\beta}}{m_e} (E - E_{\beta j})$; $\beta = hh, lh$ 。

$$E_{v\beta} = \frac{m_{r\beta}}{m_\beta} (E - E_{\beta i})$$

由此计算出名义载流子密度

$$J_{nom} = e L_w R_{spon} \quad (2-15)$$

假设注入量子效率为 η , 则 $J_{th} = \frac{J_{nom}}{\eta}$ 。

至此有关量子阱激光器主要参数的计算公式已基本给出。

第二节 量子阱激光器参数的近似解析式

由于半导体材料能带结构(如非抛物形能带)的复杂性, 理论计算中许多参数仅是经验值, 更精确的结果除了计算 Γ 带以外还必须考虑 X, L 带, 以及限制区、波导层等的影响, 因此计算将十分复杂和繁琐。有关的计算已有众多的文献报导, 本文不再重复。

本节将在一定的条件下给出量子阱激光器参数的近似解析解, 以此可直观地了解量子阱激光器的一些基本特点。

2.1 窄阱的近似解析式

对只存在1e, 1hh, 1lh能级的窄阱(阱宽大致 $<50\text{\AA}$), 载流子密度

$$n = \rho_e kT \ln(1 + e^{\frac{E_{fe} - E_{e1}}{kT}}) \quad (2-16)$$

$$p = \rho_{hh} kT \ln(1 + e^{\frac{E_{fh} - E_{hh1}}{kT}}) + \rho_{lh} kT \ln(1 + e^{\frac{E_{fh} - E_{lh1}}{kT}}) \quad (2-17)$$

其中 $\rho_e, \rho_{hh}, \rho_{lh}$ 为电子和重轻空穴的态密度, $\rho_\alpha = \frac{m_\alpha}{\pi h^2 L_w}$, $\alpha = e, hh, lh$ 。对非掺杂情况,

$n=p$ 。由于轻空穴质量远小于重空穴质量, 1lh能级远高于1hh能级, 故可忽略空穴对1lh能级的占据, 则峰值增益

$$g_{\max} = A(1 - \exp(-n/\rho_e kT) - \exp(-n/\rho_{hh} kT)) \quad (2-18)$$

由此可得阈值载流子密度的隐式解析表达式:

$$\exp(-n_{th}/\rho_e kT) + \exp(-n_{th}/\rho_{hh} kT) = 1 - \frac{g_{th}}{A} \quad (2-19)$$

数值计算(2-18)式可发现增益与载流子密度的对数关系与精确计算是一致的, 并均符合对数关系(图七):

$$g = g_0 \ln\left(\frac{n}{n_{tr}}\right) \quad (2-20)$$

其中 n_{tr} 是透明载流子密度, 满足关系式:

$$\exp(-n_{tr}/\rho_e kT) + \exp(-n_{tr}/\rho_{hh} kT) = 1$$

(2-20)所表示的对数关系是量子阱结构的一个重要特点, 不仅是理论计算的良好拟合, 也已为实验所证实。它已成为设计器件结构的重要工具。

由(2-18)式可得到微分增益:

$$g' = \frac{dg}{dn} = A\left(\frac{1}{\rho_e kT} e^{\frac{n}{\rho_e kT}} + \frac{1}{\rho_{hh} kT} e^{\frac{n}{\rho_{hh} kT}}\right) \quad (2-21)$$

可见微分增益随载流子密度的增大而减小(增益饱和)。从(2-21)式还可看出尽管微分增益与腔长无直接关系, 但由于阈值载流子密度随腔长增大而减小, 所以长腔的微分增益大。

由解析关系式(2-19)和(2-21)可清楚地看出应变对阈值电流密度和微分增益的影

响。令 $z_1 = \frac{\rho_{hh}}{\rho_e} = \frac{m_{hh}}{m_e}$, 从(2-19)和(2-21)式可得到 $\frac{dn_{th}}{dz_1} > 0$; $\frac{dg}{dz_1} < 0$ 。由于应变量子阱的应用使原来简并的轻重空穴能带分离。合适的应变将可减小重空穴的有效质量, 即使 z_1 减小, 因此将降低阈值, 增大微分增益, 提高调制频率。

一般地说, $\frac{g_{th}}{A}$ 与温度的关系较弱。假如认为与温度无关, 则由(2-19)式可以看出 n_{th} 正比于 T , 这与[8]是一致的。(2-21)式表明微分增益反比于 T 。

2.2 宽阱的近似关系

对阱中存在多能级的宽阱情况, 导带电子密度可表示成:

$$n = \rho_e kT \sum_i \ln(1 + e^{\frac{E_{fe} - E_{ei}}{kT}}) = c_e \rho_e kT \ln(1 + e^{\frac{E_{fe} - E_{e1}}{kT}}) \quad (2-22)$$

其中 $c_e = 1 + \sum_{j=2}^n \frac{\ln(1 + \frac{E_{fe} - E_{ej}}{kT})}{\ln(1 + \frac{E_{fe} - E_{e1}}{kT})}$, n 为阱中电子所有的子能级数。

对空穴, 同样可得到:

$$p = c_h \rho_{hh} kT \ln(1 + e^{\frac{E_{fh} - E_{hh1}}{kT}}) \quad (2-23)$$

其中 $c_h = 1 + \sum_{j=2}^{n_{hh}} \frac{\ln(1 + \frac{E_{fh} - E_{hhj}}{kT})}{\ln(1 + \frac{E_{fh} - E_{hh1}}{kT})} + \frac{\rho_{lh}}{\rho_{hh}} \sum_{j=1}^{n_{lh}} \frac{\ln(1 + \frac{E_{fh} - E_{lhj}}{kT})}{\ln(1 + \frac{E_{fh} - E_{hh1}}{kT})}$, n_{hh} , n_{lh} 分别为阱中重轻空穴的子能级数。

阈值载流子密度与温度的关系则可表达为:

$$e^{-\frac{n_{lh}}{c_e \rho_e kT}} + e^{-\frac{n_{hh}}{c_h \rho_{hh} kT}} = 1 - \frac{g_{th}}{A} \quad (2-24)$$

因此2.1中所得出的公式只要用 $c_e \rho_e kT$ 替代 $\rho_e kT$, $c_h \rho_{hh} kT$ 替代 $\rho_{hh} kT$ 就可适用于宽阱情况。由于 c_e , c_h 与温度是有关的, 因此宽阱不同于窄阱, 阈值载流子密度与温度将成超线性关系。数值计算表明阈值电流与温度的关系介于线性和二次方之间。对GaAs不同阱宽的SQW计算的特征温度 T_0 均在220K-300K间, 这与实验和数值计算结果基本吻合。

确定阈值载流子密度的近似解析关系式(2-19)适用于窄阱、Auger复合可忽略的情况。从该式可清楚看出量子阱激光器的载流子密度与温度成线性关系, 而对体材料载流子密度则正比于 $T^{3/2}$ [8], 这说明了量子阱激光器对温度的敏感度小。文献[8]对量子阱和体材料GaAs进行了类似的分析。但是, 是在 $g_{th}=0$, 即对应于无损耗的情况下, 利用准Fermi能级对载流子密度的近似展开而得到的。设 $n_{lh} = \sigma \rho_e kT = \sigma n_c$, 对GaAs无损耗($g_{th}=0$) [8], 近似计算的结果 $\sigma = 1.66$ 。本文的计算考虑了损耗影响, 图八为 σ 随腔长的变化关系。在 $g_{th}=0$ 的极限下为 $\sigma = 1.69$ 。显然, 本文的近似解析式更合理, 清楚地表达了损耗对阈值的影响。

第三节 量子阱激光器的特征温度

温度对大功率半导体激光器的输出有明显的影响。温度升高, 阈值电流增大, 效率降低, 功率下降。这一反馈过程还将加速半导体激光器的退化。衡量半导体激光器温度稳定性有一重要的经验参数: 阈值电流密度与温度关系的特征温度 T_0 。 T_0 主要由材料决定, 它是由

实验结果拟合指数关系: $J_{th} = J_0 \exp(\frac{T}{T_0})$ 得到。量子阱激光器与普通DH激光器相比具有较

大的特征温度, 这对大功率激光器有特别重要的意义。

由以上二节的分析和计算可以看到, 量子阱基本参数与温度有着密切的关系。首先, 载流子的统计分布是温度的函数, 也即Fermi-Dirac分布。随着温度上升, 载流子在能量域的分布弥散, 导致阈值上升。这是决定特征温度的最主要因素。第二, 材料的禁带宽度随温度变化。因此, 子能级的位置、跃迁能量也随之变化。这将导致激射峰值波长的红移。第三, 由声子散射和载流子相互散射引起的载流子在带内的弛豫, 显然也将随温度上升而增加。第四, 载流子越过势垒的泄漏、电流的注入效率与温度密切相关。第五, 载流子寿命、载流子的非辐射复合、光子腔内损耗、折射率等等也都是温度的函数。但是, 理论上精确、严格计算所有以上诸因素来确定特征温度是困难的。尤其是非辐射复合, 内损耗等与温度的关系十分复杂, 一般只能由实验值确定。而且, 实际上特征温度与器件的结构、器件的工作状态也有着密切的关系。本文仅仅从量子阱材料的基本特性出发, 在本节的第一部分对 T_0 作理论计算和讨论。在第二部分讨论器件结构的影响。

3.1 量子阱基本特性的温度关系

本文的计算主要针对GaAs材料, 其带隙随温度变化服从Varshni关系^[5]:

$$E_g(T) = 1.519 - \frac{5.405 \times 10^{-4} T^2}{T + 204} \text{ eV} \quad (2-25)$$

根据(2-11)和(2-12)式, 计算了在不同温度下增益与载流子浓度的关系, 如图九所示。发生在1e至1hh跃迁的增益随温度的变化关系见图十。数值拟合发现增益与温度的关系完全符合指数关系

$$G = G_0 \exp(-\frac{T}{T_g}) \quad (2-26)$$

其中 G_0 为增益常数, T_g 为增益特征温度。数值计算比较了计入和不计入载流子弛豫两种情况。对100Å的单量子阱无弛豫增益的特征温度为285K; 弛豫时间 $T_{in}=0.1\text{ps}$ 时, 增益特征温度为240K。可见, 无弛豫情况下增益对温度的稳定性优于有弛豫情况。而且, 无弛豫情况下增益常数远大于有弛豫时的增益。

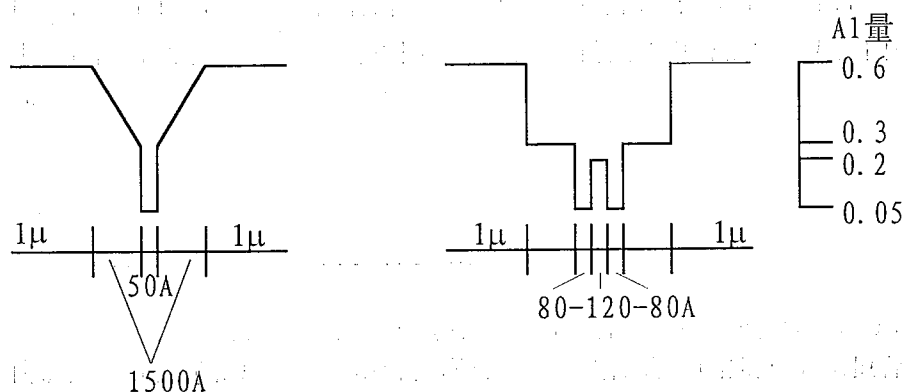
根据上节(2-12)、(2-13)和(2-14)式,可以计算阈值电流密度的温度关系。图十一和图十二为计算的100Å和50Å单量子阱激光器阈值电流密度随温度的变化关系。对100Å的阱,在有弛豫两种情况下,理论计算均表明阈值电流密度随温度的变化呈指数关系(图中虚线为指数拟合结果)。但 T_0 值有较大的差异。无弛豫的 T_0 约为297K。当弛豫时间 T_{in} 为0.1ps时, T_0 为386K,当 T_{in} 为0.04ps时, T_0 增大到476K。这些值远大于体材料DH激光器,这与文献[6]的报道是一致的。这看起来同增益特征温度与弛豫的关系相反。实际上,这是由于增益是在恒定载流子密度下计算的;而阈值电流密度是在增益基本恒定(阈值增益)的条件下计算的,不同的载流子密度对应的 T_g 也不一样。计算结果表明,带内弛豫效应的存在使阈值电流密度增大,但温度的敏感性变弱。

随着阱宽变窄,指数关系变为线性关系(见图十二)。这一性质可以通过第二节所导出的近似解析解得到说明。由式(2-19)可见,当 g_{th}/A 不随温度变化的条件下,阈值载流子密度 n_{th} 正比于 T 。这表明,随着阱宽的减少,激光器对温度的敏感性进一步降低。但阱宽的减小,将同时减小激光器的限制因子,使激光器的阈值电流密度增大,因此对器件结构须有一综合考虑。

3.2 特征温度与器件结构的关系

以上的简单解析分析和数值计算均表明,若仅考虑温度对Fermi分布和带隙的影响,窄阱的阈值载流子密度及阈值电流密度与温度成线性关系(用指数关系拟合,特征温度就为 T ,即随着温度增大,特征温度亦增大)。这与实验结果有一定误差,尤其在高温情况下。下文将结合实验结果从另一角度来讨论量子阱激光器的温度特性。

特征温度与激光器的结构(如腔长、阱数等)有一定的关系。实验表明,多量子阱激光器的温度特性优于单量子阱,但其阈值电流密度较大;长腔的特征温度优于短腔。而且长腔将降低阈值电流密度,改善热阻,有利于激光器的高功率输出。图十三为实验测量的单量子阱激光器和双量子阱激光器在不同腔长时的特征温度,激光器的结构见图十四。可见双阱的特征温度大于单阱,长腔的 T_0 高于短腔^[9]。



图十四 SQW 和DQW 结构示意图

利用本章前两节的结果,可以计算和分析温度特性与器件结构的关系。

3.2.1. 温度特性与腔长和反射率的关系

上节已经指出, n 和 n_{tr} 在一定条件下都正比于 T 。由(2-20)和(2-22)还可以导出增益常数:

$$g_0 = A \frac{n_{tr}}{n_c} \left(e^{\frac{n_{tr}}{n_c}} + \frac{1}{z_1} e^{\frac{n_{tr}}{z_1 n_c}} \right) \quad (2-27)$$

这里 $n_c = \rho_e kT$ 。由于 n_{tr} 正比于 T , A 与温度关系很弱, 则 g_0 基本上与温度无关。考虑到电流注入和载流子的辐射复合的效率 η , 阈值载流子密度和电流密度可表示为:

$$n_{th} = \frac{n_{tr}}{\eta} \exp\left(\frac{g_{th}}{g_0}\right) \quad (2-28)$$

$$J_{th} = \frac{e d n_{tr}}{\eta \tau_s} \exp\left(\frac{g_{th}}{g_0}\right) \quad (2-29)$$

式中 g_{th} 由式(2-14)给出。对于GaAs/GaAlAs体系, 载流子寿命主要由辐射复合决定, 故

$\tau_s = \frac{1}{Bn}$, B 为辐射复合率。因为 B 反比于 T^{18} , n_{tr} 正比于 T , 所以载流子寿命可认为与温度无关。式中的 η 和 g_{th} 中的光吸收 α 与温度的关系将在下面讨论。如诸参数与温度无关, 则阈值电流密度与温度的关系决定于 n_{tr} , 即成线性关系, 其斜率正比于 n_{tr} 及 J_{th} 本身。显然, 对于较长的腔长和较高的腔面反射率, 有较低的阈值, 因而有较小的温度系数。

数值计算表明上述分析是合理的。图十五为根据(2-20)式计算的不同腔长的阱宽为50 Å的GaAs/GaAlAs SQW激光器的 n_{th} 与温度的关系。可以看到, 长腔斜率小, 短腔斜率大, 说明长腔的温度稳定性优于短腔。

3.2.2. 温度特性与量子效率和光损耗的关系

假如用指数拟合图十五的阈值温度关系, 则不同腔长的 T_0 几乎相同, 均为292K。而且, 如果扩大温度变化范围, T_0 还会随温度上升而下降。这显然与实验事实相矛盾。其原因是忽略了 α 和 η 的影响。光吸收损耗主要是由于自由载流子吸收。随着温度上升, 有源层、波导层和限制层的载流子浓度都会增加, 从而造成阈值上升。根据[4], 体材料的吸收损耗

$$\alpha_{fc} \approx 3 \times 10^{-18} n + 7 \times 10^{-18} p \quad (2-30)$$

可见, 光的吸收损耗对阈值温度系数影响很大, 而且是一个超线性的关系。

用指数关系拟合(2-29)式可得到特征温度 T_0 :

$$\frac{1}{T_0} = \frac{\partial}{\partial T} \ln\left(\frac{n_{tr}}{\eta \tau_s}\right) + \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{g_{th}}{g_0}\right) \quad (2-31)$$

式中量子效率 η 至少包括两方面的因素：载流子的非辐射复合和载流子越过势垒的泄漏。非辐射复合的途径可能有通过杂质、缺陷、界面态等复合中心的复合，因素十分复杂。这里仅就两种最常用的材料体系：AlGaAs/GaAs 和 InGaAsP/InP 的不同特性作一分析。对 GaAs/GaAlAs 体系，非辐射复合可忽略， $\tau_s = (Bn)^{-1}$ ，上文已表明载流子寿命与温度无关，

故 $T_0 \propto (\frac{\partial}{\partial T} \ln n_r)^{-1}$ 。对 InP 体系，由于 Auger 复合是最主要的损耗过程，可认为载流子寿命正比于 n^{-2} [10]。文献报道，Auger 复合系数近似反比于 T ，则有

$$T_0 \propto (\frac{\partial}{\partial T} \ln n_r^2)^{-1} = \frac{1}{2} (\frac{\partial}{\partial T} \ln n_r)^{-1} \quad (2-32)$$

显然，如果其他条件相同，InP 系激光器的特征温度只有 GaAs 系的一半。

3.2.3. 温度特性与量子阱阱数的关系

上节的增益载流子关系式 (2-20) 适用于单阱材料。对阱数为 M 的多量子阱激光器，有

$$g = Mg_0 \ln \left(\frac{\eta n}{Mn_r} \right) \quad (2-33)$$

$$J_{th} = \frac{edMn_r}{\eta \tau_s} \exp \left(\frac{g_{th}}{Mg_0} \right) \quad (2-34)$$

本文第三章将系统地讨论阱数对激光器性能的影响。由上式已可看到，在一定的范围内，阱数的增加有利于减少阈值。假设式中诸参数的温度关系与前面所用的一致，则阈值温度系数也会减小。需要着重指出的是，多阱将有利于减少载流子泄漏效应。在普通双异质结激光器中，载流子的泄漏是造成阈值电流随温度指数上升的主要原因。因此，多阱在减少泄漏、提高特征温度方面的作用是十分显著的。当然阱数过多也是不利的，需要针对实际器件的具体情况作出仔细的设计。由于涉及因素相当复杂，有关的理论模型和计算尚在进一步研究之中。

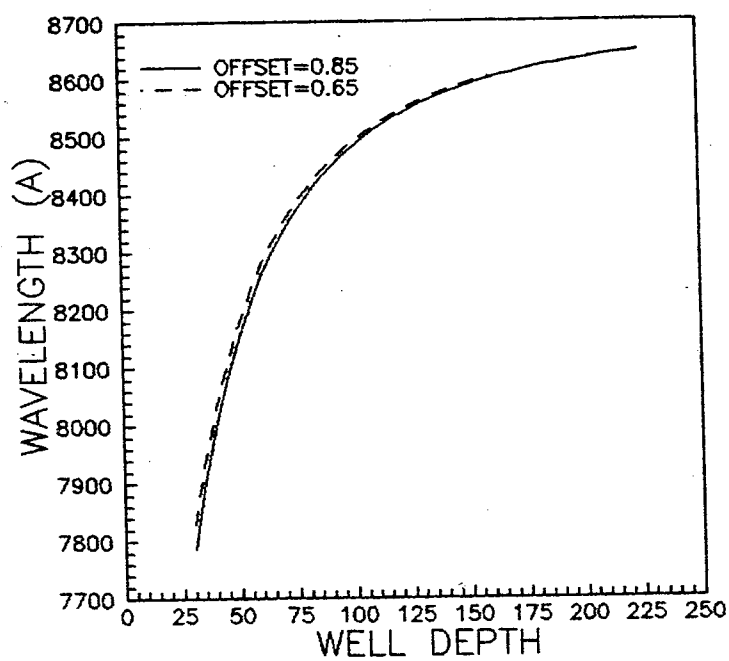
小结

本章计算了量子阱激光器的增益、阈值电流密度、特征温度等参数，并得到了窄阱有关参数的近似表达式。理论计算表明，载流子在能量域分布随温度升高的扩展，是决定激光器温度特性的主要因素。计算还反映出，弛豫效应增大了量子阱激光器的特征温度；对窄阱量子阱激光器的阈值电流密度与温度的关系为线性关系，对宽阱由于量子阱中多能级的存在，阈值电流密度与温度的关系近似为指数关系。特征温度与量子阱激光器的结构有着密切的关系，分析了腔长、量子效率、腔内光损耗及量子阱阱数等因素的影响。理论分析和实验结果都表明，在一定设计下的长腔、多量子阱激光器有助于提高特征温度，适合于制备功率半导体激光器。

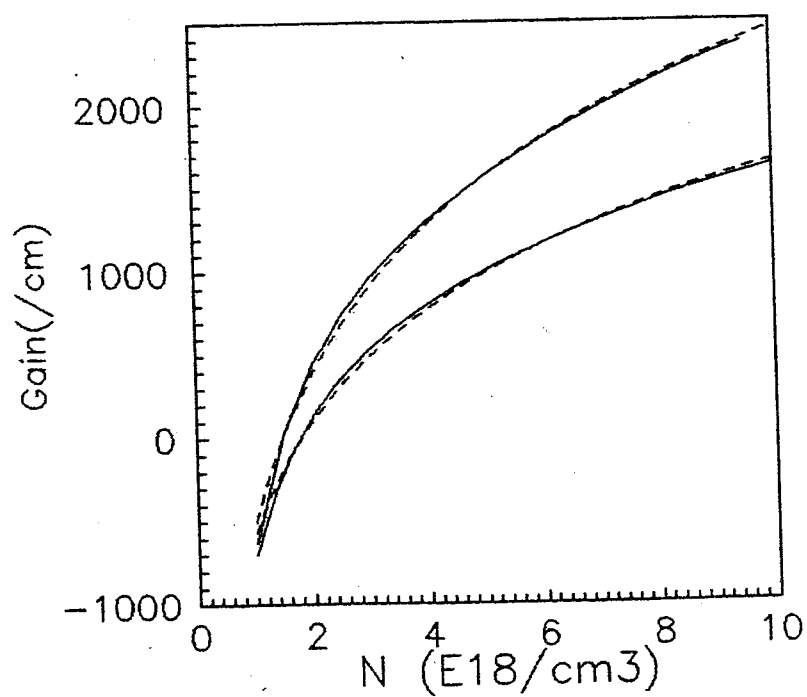
在前述的数值计算和近似处理中均只考虑了 Γ 带的载流子占据,而忽略了X及L带上载流子的占据。更精确的数值计算必须考虑载流子对其他带的占据,载流子的泄漏以及其他热效应的影响。因此有关量子阱激光器温度特性的理论研究还有待进一步深入。

参考文献:

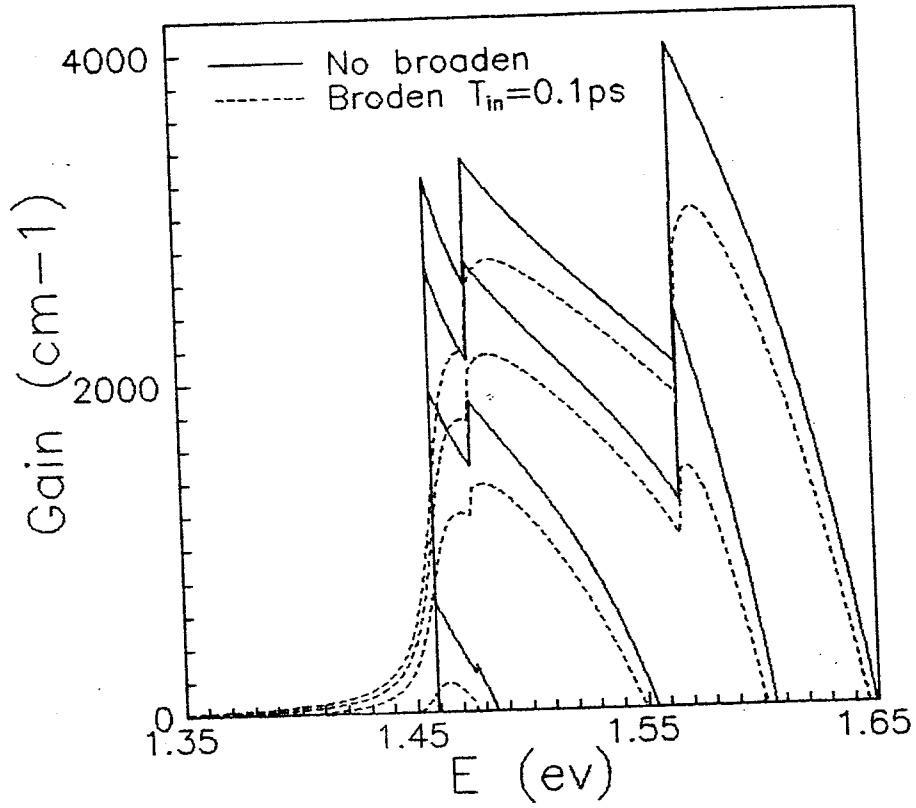
- [1] N. K. Dutta, *J. Appl. Phys.*, **53**, 7211(1982).
- [2] M. Asada et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**, 1613(1983).
- [3] R. Nagarajan et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-25**, 1161(1989).
- [4] H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Part A.
- [5] J. S. Blakemore, *J. Appl. Phys.*, **53**, R155(1982).
- [6] P. Blood et al, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 599(1988).
- [7] G. Lasher et al, *Phys. Rev.*, **133**, A553(1964).
- [8] A. Haug, *Appl. Phys.*, **B44**, 151(1987).
- [9] 方祖捷等, 1994年光电子器件与集成技术年会论文集, pp.16.
- [10] M. Rosenzweig et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. **QE-27**, pp.1804-1810, 1991.



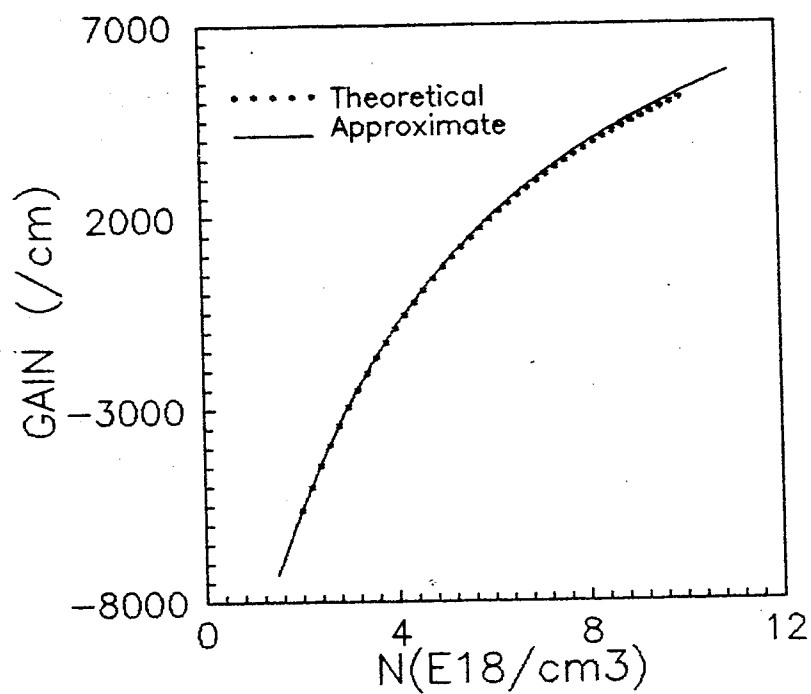
图三、100Å GaAlAs/GaAs SQW 1e-1hh跃迁波长与阱宽的关系。



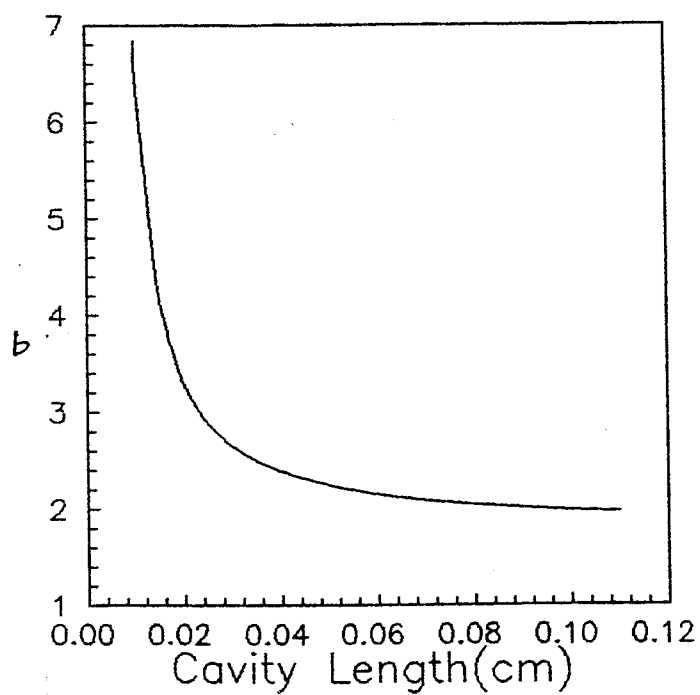
图五、100Å GaAs SQW 增益与载流子浓度的关系。



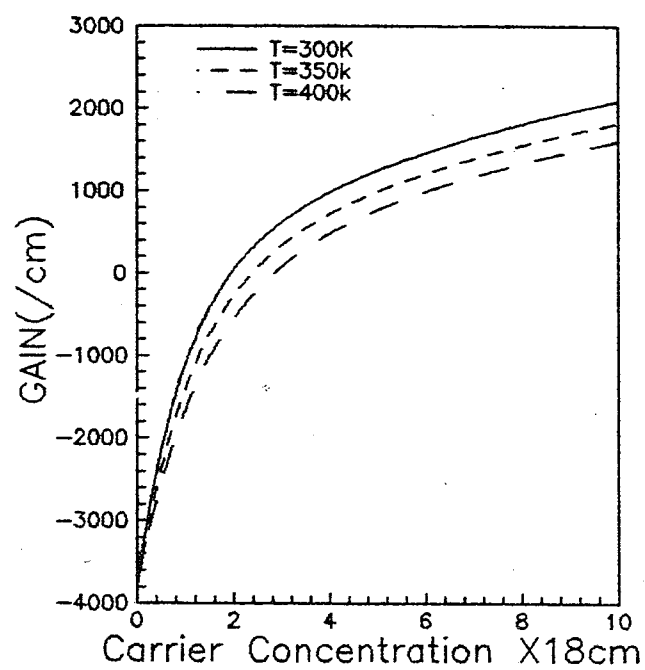
图六、100Å GaAs SQW在不同载流子浓度下
(从下至上载流子浓度分别为2, 4, 6, 8×10¹⁸cm⁻³)与能量的关系。



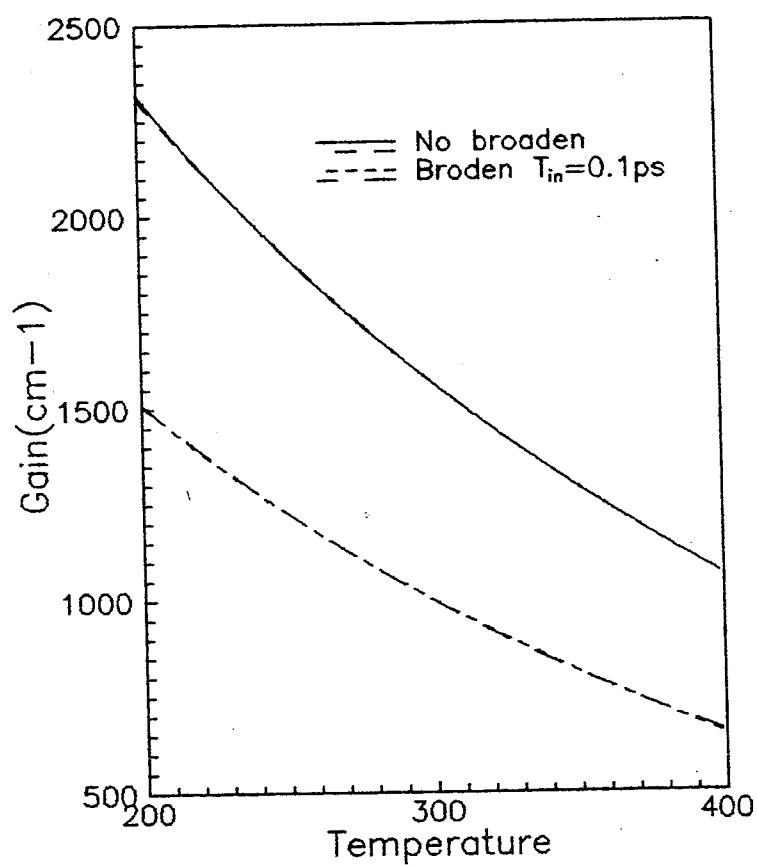
图七、50Å GaAs SQW增益与载流子浓度的关系，图中黑点为精确计算值。



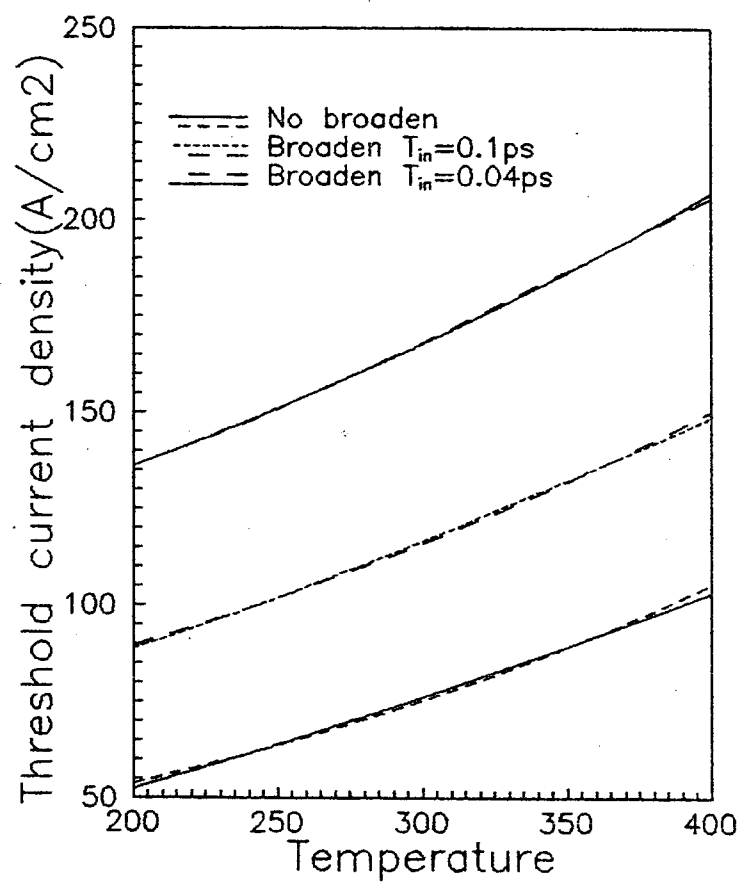
图八、 σ 随腔长的变化关系。



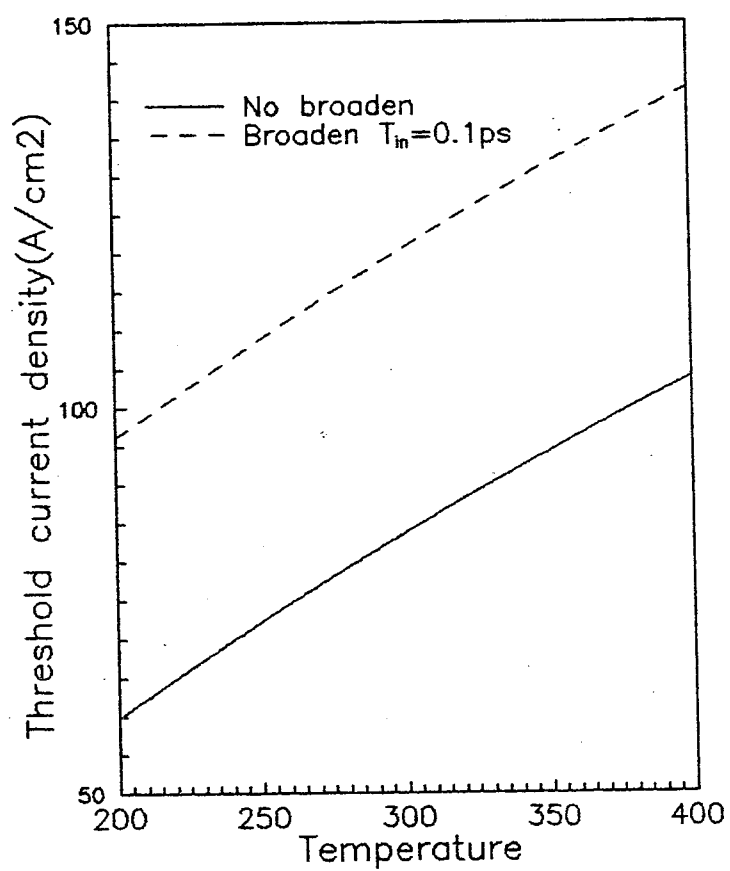
图九、不同温度下增益与载流子浓度的关系。



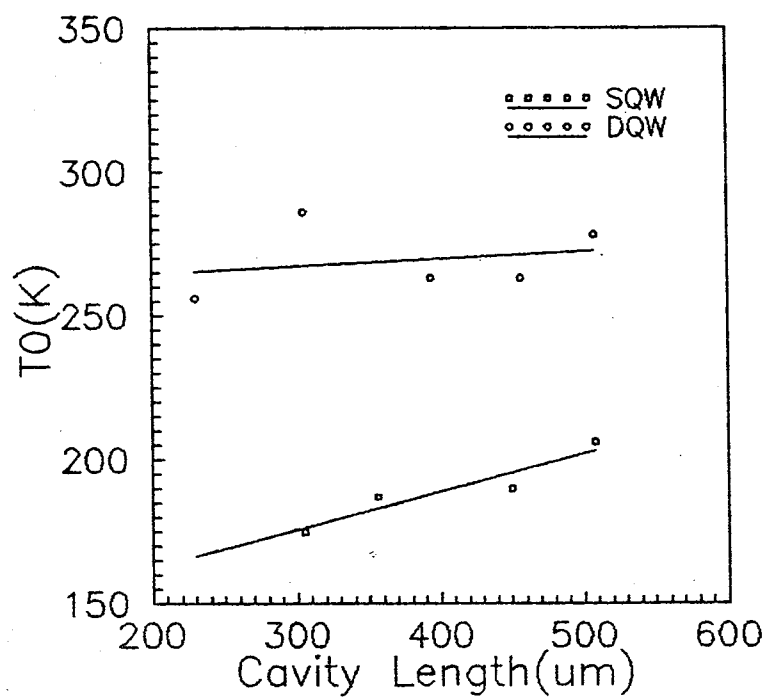
图十、100Å GaAs SQW 1e-1hh的增益随温度的变化。



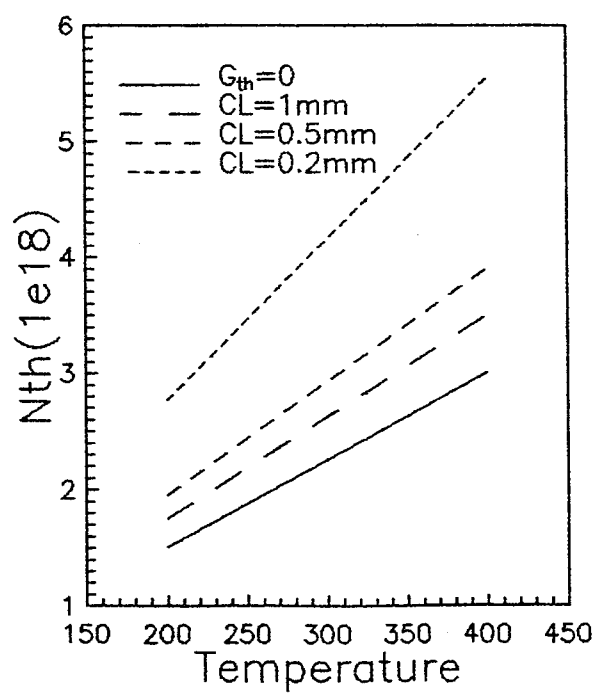
图十一、100Å SQW激光器阈值电流密度随温度的变化。



图十二、50Å SQW激光器阈值电流密度随温度的变化。



图十三、实验测量的SQW和DQW不同腔长时的特征温度。



图十五、50Å SQW激光器在不同腔长时阈值载流子密度随温度的变化。

第三章 量子阱激光器的速率方程

描述半导体激光器动力学的速率方程^[1]:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - a(N - N_{tr})P \\ \frac{dP}{dt} &= \Gamma a(N - N_{tr})P - \frac{P}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_s}\end{aligned}\quad (3-1)$$

是大家所熟知的。其中, N 是载流子密度, N_{tr} 是透明载流子浓度, P 是一个激光腔模中的光子密度, J 是注入电流密度, d 是有源区厚度, τ_s 是载流子的自发辐射寿命, τ_p 是腔内光子寿命, a 是光增益系数, β 是自发辐射耦合系数, Γ 是光限制因子, e 是电子电荷。(3-1)式是对激光器内载流子和光子的供给, 产生和消灭的简单唯象描述, 它建立在半经典理论上, 以最基本的方式描述了激光动力学。尽管(3-1)式是理解激光器动态行为的重要工具, 但它仅是一组近似方程组, 具有一定的适用条件, 其中之一就是光增益是注入载流子浓度的线性函数, 即 $g = a(N - N_{tr})$ 。该条件对普通的体材料双异质结DH半导体激光器是合适的, 但对量子阱结构的半导体激光器则不合适。因此仍用(3-1)式描述量子阱激光器是不合适的。量子阱激光器增益与注入载流子的对数关系已为大家所承认, 因此有必要对(3-1)式作一定修正以适用于量子阱激光器。

本章将基于量子阱激光器增益与载流子浓度的对数关系, 通过速率方程讨论量子阱激光器的稳态和动态特性。

第一节 量子阱激光器的速率方程

第二章的理论计算已表明量子阱激光器的增益与电流密度(以及与载流子浓度)的关系不是线性的而是对数的关系^{[2][3]}, 即

$$g = g_0 \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right) \quad (3-2)$$

其中 g_0 为增益常数。

用增益载流子浓度的对数关系替代线性关系就得到适用于量子阱激光器的速率方程:

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dt} &= \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - g_0 \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right)P \\ \frac{dP}{dt} &= \Gamma g_0 \ln\left(\frac{N}{N_{tr}}\right)P - \frac{P}{\tau_p} + \Gamma \beta \frac{N}{\tau_s}\end{aligned}\quad (3-3)$$

在 $\frac{N - N_{tr}}{N_{tr}} \ll 1$ 的条件下, 有 $\ln \frac{N}{N_{tr}} \approx \frac{N - N_{tr}}{N_{tr}}$ 。此时, 上述两种速率方程等价。对量子阱半导体激光器这一条件一般是不满足的(见下文), 因此不能用线性增益载流子密度关系代替对数关系。

第二节. 速率方程的解

2.1. 稳态解

如果取 $\beta=0$, 则稳态解为(下标s代表稳态解):

$$\text{阈值电流密度 } J_{th} = ed \frac{N_{tr}}{\tau_s} e^{\frac{1}{\tau_p \Gamma g_0}} \quad (3-4)$$

$$\text{阈值以上的稳态载流子密度 } N_s = N_{tr} e^{\frac{1}{\tau_p \Gamma g_0}} \quad (3-5)$$

$$\text{阈值以上的稳态光子密度 } P_s = \tau_p \Gamma \left(\frac{J}{ed} - \frac{N_{tr}}{\tau_s} e^{\frac{1}{\tau_p \Gamma g_0}} \right) = \frac{\Gamma \tau_p}{ed} (J - J_{th}) \quad (3-6)$$

在 $\beta \neq 0$ 时, 一阶近似下有稳态解:

$$N = (1 - \beta \frac{N_s}{g_0 \tau_s P_s}) N_s \quad (3-7)$$

$$P = (1 + \beta \frac{N_s / \tau_s + g_0 P_s}{g_0 \tau_s P_s^2} \tau_p \Gamma N_s) P_s \quad (3-8)$$

为比较两种速率方程, 这里给出(3-1)式在 $\beta=0$ 时的稳态解(下标B代表体材料):

$$N_B = N_{tr} + \frac{1}{\Gamma \tau_p a} \quad (3-9)$$

$$P_B = \Gamma \tau_p \left(\frac{J}{ed} - \frac{N_{tr} + \frac{1}{\Gamma \tau_p a}}{\tau_s} \right) = \frac{\Gamma \tau_p}{ed} (J - J_{th}) \quad (3-10)$$

$$J_{thB} = \frac{ed}{\tau_s} \left(N_{tr} + \frac{1}{\Gamma \tau_p a} \right) \quad (3-11)$$

可见，体材料和量子阱激光器阈值以上的光子密度与电流密度关系的斜率是相同的；而阈值电流密度和载流子密度的表达式有所不同。下文将会表明现在的速率方程对量子阱激光器更合理。我们取GaAs/GaAlAs单量子阱激光器的典型值比较计算结果。 $d=10\text{nm}$, $L=500\mu\text{m}$, $\tau_s=4\text{ns}$, $g_0=1.07 \times 10^{13}\text{s}^{-1}$, $N_{tr}=1.48 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$, $\Gamma=0.04$, 则 $J_{th}=94\text{A/cm}^2$ 。从(3-5)式可得 $N=1.59N_{tr}$, 故 $N < 2N_{tr}$ 是不满足的。若用增益载流子的线性关系, 则 $J_{th}=100\text{A/cm}^2$ 。虽然两者无明显差异, 但是对于多量子阱激光器, 却可以揭示重要的差别。

对多量子阱激光器, 可以认为光限制因子正比于阱数 M 。对于增益与载流子的线性关系, 有

$$J_{th} = M \frac{ed}{\tau_s} \left(N_{tr} + \frac{1}{M\Gamma \tau_p a} \right) \quad (3-12)$$

显然随着阱数增加, 阈值电流密度增大。对于对数增益关系, 有

$$J_{th} = M \frac{edN_{tr}}{\tau_s} e^{\frac{1}{M\Gamma \tau_p g_0}} \quad (3-13)$$

可以看到有一最佳阱数

$$M_{opt} = \text{Int} \left(\frac{1}{\Gamma \tau_p g_0} \right) \quad (3-14)$$

存在, 对应于最小的阈值电流密度。由于 $\tau_p = \frac{L}{v \ln \frac{1}{R}}$ (忽略内损耗, v 为光速, R 为反射率), 可见最佳阱数与腔长有关。对长腔, 单量子阱激光器优于多量子阱; 对短腔, 多量子阱优于单量子阱。这些已为数值计算和实验所证实。图一为计算的不同腔长和不同阱数下的阈值电流密度 ($\Gamma=0.03$, 其它参数同上)。若 $L=100\mu\text{m}$, $M_{opt}=3$; 若 $L>250\mu\text{m}$, 则单量子阱阈值较低。从上式可看出, 阱数的选择依赖于腔长, 腔面反射率, 限制因子和增益常数 g_0 。

因此将增益载流子密度的对数关系应用于速率方程更合理。

2.2. 动态解

令 $N = N_s + ne^{i\omega t}$; $P = P_s + pe^{i\omega t}$; $J = J_s + je^{i\omega t}$ 对速率方程 (3-3) 进行小信号分析可得到光子密度的转移函数:

$$p = \frac{j}{ed} \frac{\Gamma g_0 \frac{P_s}{N_s} + \frac{\Gamma \beta}{\tau_s}}{(i\omega + \frac{1}{\tau_s} + g_0 \frac{P_s}{N_s})(i\omega - \Gamma g_0 \ln \frac{N_s}{N_{tr}} + \frac{1}{\tau_p}) + (\Gamma g_0 \frac{P_s}{N_s} + \frac{\Gamma \beta}{\tau_s}) g_0 \ln \frac{N_s}{N_{tr}}} \quad (3-15)$$

这里, p, j 为小信号调制幅度, ω 为调制频率, P_s, N_s 为稳态解。从 (3-15) 式得到激光器的类共振频率

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g_0 P_s}{\tau_p N_s}} \quad (3-16)$$

对增益载流子线性关系:

$$f_{rB} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{a P_{sB}}{\tau_p}} \quad (3-17)$$

比较 (3-16), (3-17) 式最主要的不同为 (3-16) 式中分母多了稳态载流子密度。一般认为激光器的调制带宽等于 f_r 。从 (3-17) 式可看出, 对体材料激光器提高调制带宽可通过提高增益系数, 提高光子密度, 降低光子寿命这三个途径实现。在一定的功率密度下, 腔长越短, 光子寿命越小, f_r 越大, 这对体材料 DH 结构激光器是成立的。对于量子阱结构, 通过提高增益和光子密度可以增大 f_r , 这一点与体材料激光器是一致的。但是光子寿命并非越短越好。从 (3-

16) 式可以推出, 在一定的功率密度 (即一定的光子密度) 下, 当 $\tau_p = \frac{1}{\Gamma g_0}$ 时, 调制带宽最大。因此对量子阱激光器存在一最佳腔长

$$L_{opt} = \frac{v \ln \frac{1}{R}}{\Gamma g_0} \quad (3-18)$$

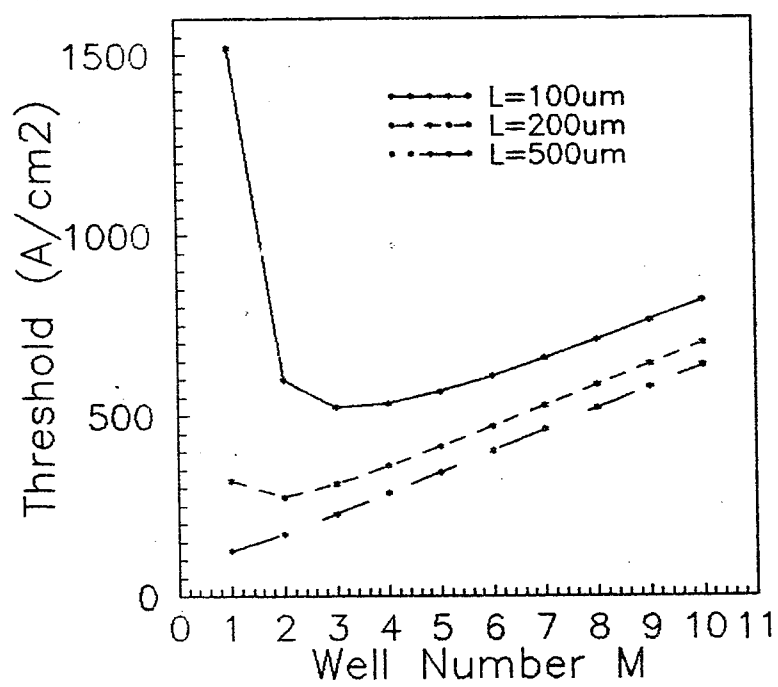
以得到最大的调制带宽。对上节所述 AlGaAs/GaAs SQW 激光器, 可求得最佳腔长为 $235 \mu\text{m}$ 。这一点原先的速率方程 (3-1) 是得不到的。图二为由两种速率方程计算得到的调制带宽与腔长的关系。

小结:

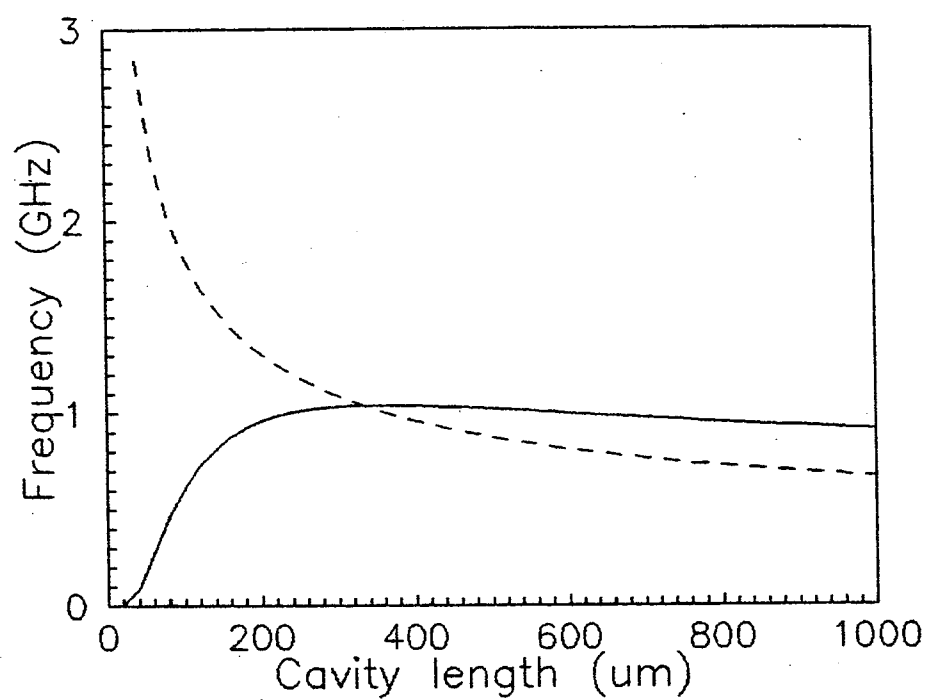
本章首次将增益与载流子密度的对流关系引入速率方程, 比较了两种速率方程的稳态和动态解。改进后的速率方程较之原来的速率方程更适用于量子阱激光器, 并得到了获得最低阈值电流密度的最佳阱数和获得最大调制带宽的最佳腔长。这些结果将有助于量子阱激光器的设计。

参考文献:

- [1] W. T. Tsang 主编, 半导体注入型激光器 (II) 与发光二极管, 清华大学出版社。
- [2] P.W.A.McIlroy, A. Kurobe, and Y. Uematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. **QE-21**, pp. 1958-1963, 1985.
- [3] Thomas A. DeTemple and Craig M. Herzinger, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol. **QE-29**, pp. 1246-1252, 1993.



图一、不同腔长时阈值电流密度与阱数的关系。



图二、调制频率与腔长的关系。

图中实线和虚线分别由增益与载流子密度的对数和线性关系计算得到。

第四章 锁相阵列激光器的微扰理论

大功率锁相阵列半导体激光器是当代极具活力的一种新型光电子器件,它在固体激光泵浦、激光打印、光记录、空间光通信等领域有着广泛的应用前景。锁相阵列激光器的性能主要表现在两个方面:一是输出功率;目前采用量子阱结构的锁相阵列连续输出功率已达数瓦。二是模式质量。设计单侧模(近衍射极限的单瓣远场)工作的大功率锁相阵列是现在锁相阵列发展的一大方向,这就需要我们了解阵列的工作模式。有关锁相阵列的模式理论早期主要是基于耦合波理论的超模解释^{[1][2]}。该理论预期通过瞬态场耦合N条折射率和增益导引阵列有N个本征模(超模),一般情况下列阵以具有最高模增益的180°相移的最高阶N阶模工作,远场为双瓣。超模理论视阵列各单元间的耦合是一种弱耦合情况,对具有强耦合的阵列有一定的局限,而且耦合系数的计算十分麻烦。后来采用数值方法对阵列进行的直接分析^{[3][4][5]}与耦合模理论有所不同,最显著的是出现了大于阵列条数的高阶模并为实验所证实^{[6][7]}。理论和实验均已表明:均匀分布的瞬态场耦合的锁相阵列激光器尽管工艺简单,易获得高功率输出,但一般只可能是最高阶超模工作,远场呈双瓣光斑;而且随载流子的注入,其工作模式是不稳定的,不可能获得基侧模单瓣工作。众多的研究者尝试了多种器件结构和耦合机制,如Y-形波导耦合阵列等,但由于工艺和设计的复杂性,未能获得理想的结果。近两年来,D.Botez等提出并实现了一种基于谐振光波导耦合的反导引锁相阵列结构^[8]。由于折射率反导引机制,阵列相邻单元间可获得稳定的同相位工作,从而获得近衍射极限的基侧模输出。与反折射率导引同样是强耦合的45°角反射器耦合锁相阵列激光器^[9]也得到了主单瓣的远场输出。

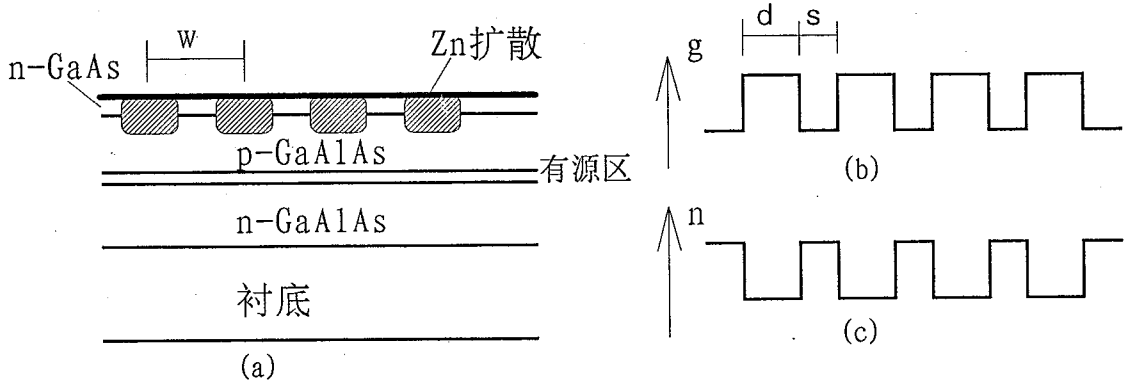
本章将从另一个角度分析均匀分布的锁相阵列的侧模行为,不涉及复杂的数值计算,试图给出一个较简明的物理图象。考虑的出发点是将整个阵列作为一个宽接触激光器,将各单元间引入的电介质常数 ϵ 的变化 $\Delta\epsilon$ 作为一种微扰处理,在适当简化后可得出解析解,由此可分析周期性变化的增益导引、折射率导引尤其是强耦合的反折射导引阵列。

第一节 理论模型

一般锁相阵列半导体激光器由N个窄条形LD组成,如图一为均匀分布即每个LD条宽相等、条间距相同的增益导引阵列。每个单元LD宽为 w ,整个阵列宽 $W=Nw$ 。对于这种增益导引阵列,由于相邻单元间间距很小,注入载流子向条间区的扩散十分明显,条间的耦合远强于折射率导引。对反折射率导引的阵列,谐振光波导结构产生的漏模耦合是一种并联耦合(即每一单元的光强与所有其他单元的光强是耦合在一起的)而不是串联耦合(即每个单元仅与相邻单元产生耦合),而器件结构上引入的折射率变化($\approx 10^{-2}$)相对于材料固有折射率(对GaAs, $n=3.6$)是很小的,因此将整个宽 W 的阵列作为宽面积激光器,而将阵列各单元引入的电介质常数的变化 $\Delta\epsilon$ 视为一种微扰是有理由的。

从Maxwell方程

$$\nabla^2 \bar{E} - \frac{\epsilon(x,y)}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (4-1)$$



图一. GaAlAs/GaAs增益导引锁相阵列

(a) 结构示意图

(b) 增益分布

(c) 折射率分布

出发, 这里 $\bar{E}$ 为光场, $\varepsilon(x, y)$ 是空间变化的电介质常数。由于我们所考察的是侧模行为, 故由有效折射率近似可把问题简化成一维方程。对TE模, 假设光场

$$\bar{E} = \hat{y}\varepsilon(y)e^{-i(\beta z + \omega t)} \quad (4-2)$$

y 平行于结平面方向, 零点取在列阵中点处。由(4-1)和(4-2)得侧向场 E_y 的Helmholtz方程:

$$\frac{d^2}{dy^2} E_y + k_0^2 \varepsilon(y) E_y = \beta^2 E_y \quad (4-3)$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$, $\varepsilon(y)$ 为侧向介电常数。仿照量子力学中的微扰理论, 取介电常数的变化 $\Delta\varepsilon(y)k_0^2$ 为微扰量, 传播常数 β^2 为本征值。

首先求解无微扰时宽接触LD的侧向场 E_0 。

由于条宽 W 较大, 取宽接触LD的侧向场为正弦型^[10] 是合适的。如果取宽接触 W 区域介电常数为常量 ε_0 , 泵浦区外吸收很大, 场强可认为为零, 则(4-3)式解为:

$$E_{m0}(y) = a \sin(qy) \quad (4-4)$$

$\beta_{m0}^2 = k_0^2 \varepsilon_0 - q^2$, $q = m\pi/W$, m 为正整数代表宽接触激光器的模阶数。由归一化条件 $a = \sqrt{2/W}$ 。

第二节 微扰解

由微扰理论知, 对 m 阶侧向模, 场函数的一级修正项:

$$E_{m1} = \sum_{m'} \frac{\langle m | \Delta\varepsilon \cdot k_0^2 | m' \rangle}{\beta_{m0}^2 - \beta_{m'0}^2} E_{m'0} \quad (4-5)$$

本征值 β^2 的一级、二级修正项为:

$$\beta_{m1}^2 = \langle m | \Delta \varepsilon \cdot k_0^2 | m \rangle \quad (4-6)$$

$$\beta_{m2}^2 = \sum_{m'} \frac{\langle m | \Delta \varepsilon \cdot k_0^2 | m' \rangle^2}{\beta_{m0}^2 - \beta_{m'0}^2} \quad (4-7)$$

这里 $\langle m | \Delta \varepsilon \cdot k_0^2 | m' \rangle = \int_0^W E_{m0}(y) \Delta \varepsilon(y) \cdot k_0^2 E_{m'0}(y) dy$.

本文只对均匀分布列阵中的周期性微扰求解。周期性微扰是指微扰量 $\Delta \varepsilon(y)$ 具有周期 w ，即 $\Delta \varepsilon(y + pw) = \Delta \varepsilon(y)$ ， p 为整数，并且 $\Delta \varepsilon(y)$ 对每个单元是对称分布的。下面给出主要计算结果。

2.1 场函数的一级微扰项

$$E_{m1} = \begin{cases} \sum_n \frac{V_n}{(\frac{\pi}{W})^2 4nN(nN-m)} \sin \frac{(2nN-m)\pi}{W} y & m' = 2nN - m \\ \sum_n \frac{-V_n}{(\frac{\pi}{W})^2 4nN(nN+m)} \sin \frac{(2nN+m)\pi}{W} y & m' = 2nN + m \\ 0 & m' \neq 2nN \pm m \end{cases} \quad (4-8)$$

式中 $V_n = -\frac{1}{w} \int_0^w \cos \frac{n \cdot 2\pi}{w} y \cdot \Delta \varepsilon(y) k_0^2 dy$ ， n 为正整数。

因此，对于宽接触LD的 m 阶模，周期性微扰使 $2nN+m$ 阶和 $2nN-m$ 阶模与 m 阶模产生了耦合，即锁相阵列的 m 阶模是由宽接触LD的 m 阶模和 $2nN+m$ 、 $2nN-m$ 阶模耦合而成。对于实际列阵 $\Delta \varepsilon(y)$ 的对称分布由(4-10)式， n 只可能为奇数，且一般只考虑 $n=1$ 的情况就可以了。

2.3 本征值 β_m^2 的微扰解

一级微扰解：

$$\beta_m^2 = \begin{cases} V_n + V_0 & m = nN \\ V_0 & m \neq nN \end{cases} \quad (4-9)$$

式中 $V_0 = \frac{1}{W} \int_0^W \Delta \varepsilon(y) \cdot k_0^2 dy$.

二级微扰解:

$$\beta_{m2}^2 = \begin{cases} \sum_n \frac{V_n^2}{(\frac{\pi}{W})^2 4nN(nN-m)} & m' = 2nN - m \\ \sum_n \frac{V_n^2}{(\frac{\pi}{W})^2 4nN(nN+m)} & m' = 2nN + m \\ 0 & m' \neq 2nN \pm m \end{cases} \quad (4-10)$$

2.4 模增益

对于宽接触LD, 由于各阶模增益基本相同, 因此器件将以多侧模工作。但在列阵中微扰的作用将使各阶侧向模发生分离。

如果微扰后m阶模传播常数实部、虚部的变化为 $\Delta\beta_{mr}$, $\Delta g_m/2$, g_m 为列阵m阶模增益。考虑到实部远大于虚部, 则对m阶模有:

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{mr} &= -\frac{1}{2k_0 n_0} \left[\frac{m^2 \pi^2}{W^2} - \text{Re}(\beta_{m1}^2 + \beta_{m2}^2) \right] \\ \Delta g_m &= \frac{\text{Im}(\beta_{m1}^2 + \beta_{m2}^2)}{k_0 n_0} \end{aligned} \quad (4-11)$$

式中 Re , Im 分别指取实部和虚部。 n_0 为无微扰时实折射率。

第三节 增益导引和折射率导引列阵

尽管上述微扰理论是建立在强耦合基础上的, 但对弱耦合的折射率和增益导引列阵亦是部分适用的。本节将分析增益导引和折射率导引的模式特性。

3.1 增益导引列阵

在增益导引列阵中, 微扰由注入载流子引起, 介电常数的变化与载流子浓度有一定的关系^[11]。不妨设 $\Delta\epsilon \cdot k_0^2 = (-b_1 + b_2)u$, $b_1, b_2 > 0$, u 为载流子分布函数。则增益的一级微扰为:

$$\Delta g_{m1} = \begin{cases} \frac{b_2(u_n + u_0)}{n_0 k_0} & m = nN \\ \frac{b_2 u_0}{n_0 k_0} & m \neq nN \end{cases} \quad (4-12)$$

式中 $u_n = -\frac{1}{w} \int_0^w \cos(\frac{2n\pi}{w}y) \cdot u dy$, $u_0 = \frac{1}{w} \int_0^w u dy$ 。由于锁相列阵每个单元是保证单模工作的, 因此不难发现对一般列阵的载流子分布 $u_1 > 0$ 。

增益的二级微扰可表示为:

$$\Delta g_{m2} = \begin{cases} \sum_n \frac{-2b_1 b_2 u_n^2}{(\frac{w}{\pi})^2 4nN(nN - m)n_0 k_0} & m' = 2nN - m \\ \sum_n \frac{-2b_1 b_2 u_n^2}{(\frac{w}{\pi})^2 4nN(nN + m)n_0 k_0} & m' = 2nN + m \\ 0 & m' \neq 2nN \pm m \end{cases} \quad (4-13)$$

当 $b_1=0$ 时对应于纯增益导引, 无二级微扰, 一级微扰只对 nN 阶模存在, N 阶模将有最大增益。对一般增益导引, 载流子注入总是会产生一弱的反折射率导引即 $b_1 > 0$; 将可能出现二级微扰 (依赖于反折射率导引的程度), 对弱的反折射率导引二级微扰几乎不起作用, 因此仍将是 N 阶模首先激励。二级微扰的存在将导致 nN 阶模微扰解的发散, 必须用简并微扰方法求解, 这将在第五章结合谐振波导耦合的反折射率导引列阵进行分析。

从(4-13)式可见, 对 $m' = 2nN + m$ 的情况模增益是减小的; 对 $m' = 2nN - m$ 的情况: $m < N$ 时, 模增益减小, 而 $m > N$ 时, 模增益是增加的, 且接近 N 的模增益增加越大。(本章只对 $n=1$ 的情况讨论, $n > 1$ 时对应值远小于 $n=1$ 的情况可不予考虑)。因此, 对增益导引锁相列阵, N 阶模具有最大增益优先激励。但一定条件下, 可能使大于 N 的高阶模尤其是接近 N 的 $N+1$ 阶模有较大增益, 从而使大于 N 的高阶模受到激励。

3.2 折射率导引阵列

对折射率导引阵列, 微扰项可表示为 $\Delta\epsilon \cdot k_0^2 = (b_1 + b_2)u$, (这里假设器件结构上引入的实折射率分布与载流子分布函数相同, 这对定性解释无影响) 分析表明, 折射率导引情况下, 同样一阶微扰的作用使 N 阶模具有最大增益, 但当 $m' = 2nN - m$ 时, 对 $m > N$ 的模增益是减小的; 对 $m' = 2nN + m$ 的情况, $m > N$ 的高阶模增益增加小于 $m < N$ 的模增益增加。因此在折射率导引锁相阵列中, 大于 N 的高阶模被抑制了, N 阶及小于 N 的 $N-1$, $N-2$ 阶等具有较大增益, 一般总是 N 阶模受到激励。由于折射率导引阵列相邻单元间是通过瞬态场耦合的, 其耦合很弱, 因此微扰理论对折射率导引并不是很适合。但由微扰理论得出的结论与耦合模理论还是基本一致的, 而且它还说明了增益导引中高阶模可能得到激励, 而折射率导引中高阶模则受到抑制, 这与实验结果完全相符。

第四节 远场分布

阵列的远场是锁相阵列工作模式最直观反映。对侧向场分布为 E_y 的侧模其远场角分布可表示为:

$$I(\theta) = \frac{\cos^2 \theta}{n_0 r} \left| \int_{-\infty}^{\infty} E_y(y) \exp(ik_0 y \sin \theta) dy \right|^2 \quad (4-14)$$

式中 θ 为相对阵列中心轴线的角度。对宽接触激光器的 m ($m \neq 1$) 阶侧向模不难得到其远场为双瓣, 两瓣间距为 $2 \arcsin \frac{m\lambda}{2W}$; 对 $m=1$, 远场为单瓣分布。据此我们可从远场分布判断阵列的工作模式。

图二是我们研制的 $80\mu\text{m}$ 宽的十单元 GaAlAs/GaAs 增益导引锁相阵列的两个典型远场。(a) 为典型双瓣, 瓣间距为 6° , 这与理论计算得到的 10 阶远场双瓣间距 6.1° 相符; (b) 为同样结构的另一器件在较大注入下的远场, 其双瓣间距 7° 与理论预计的 $N+1$ 阶模即 11 阶模 6.9° 一致, 在主双瓣间的双瓣正对应于微扰引起的 $2N-1$ 即 9 阶模, 其瓣间距 5.5° 与理论值 5.6° 相符。(c) 和 (d) 为理论计算得到的 10 阶和 11 阶模远场。在文献[6]中对增益导引阵列出现高阶模情况有更明显的证据, 其实验结果 11 阶模远场与理论完全相符。可见, 微扰理论与耦合模理论相比, 更有助于理解实际阵列器件中的许多实验现象。

小结

本章利用微扰理论分析了均匀分布的锁相阵列激光器的侧模行为。理论表明:

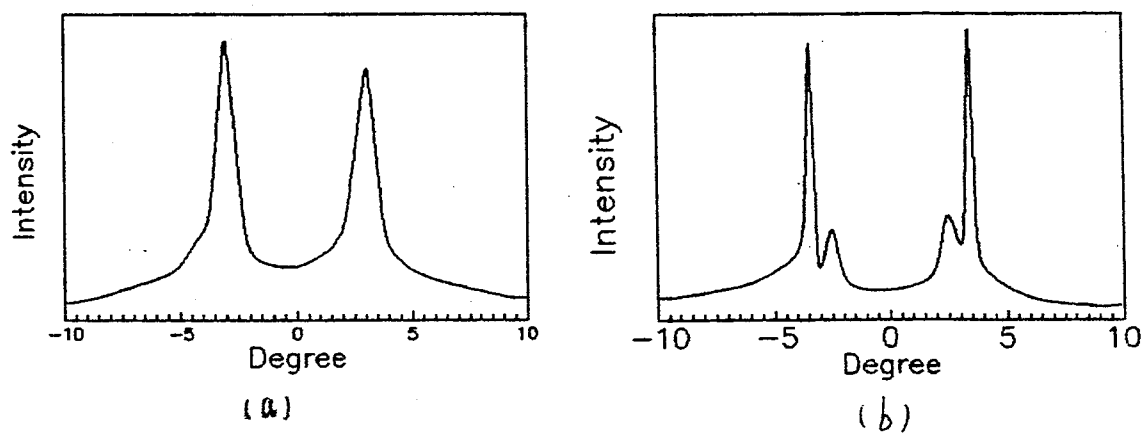
(1) 在均匀分布的锁相阵列中, m ($m \neq nN$) 阶模是由 m 阶宽面积激光器侧模和周期性微扰引起的 $2nN \pm m$ 阶模耦合而成的。

(2) 对纯增益导引、折射率导引阵列, 一般总是 N 阶模具有最大增益首先得到激励。这与超模分析一致。

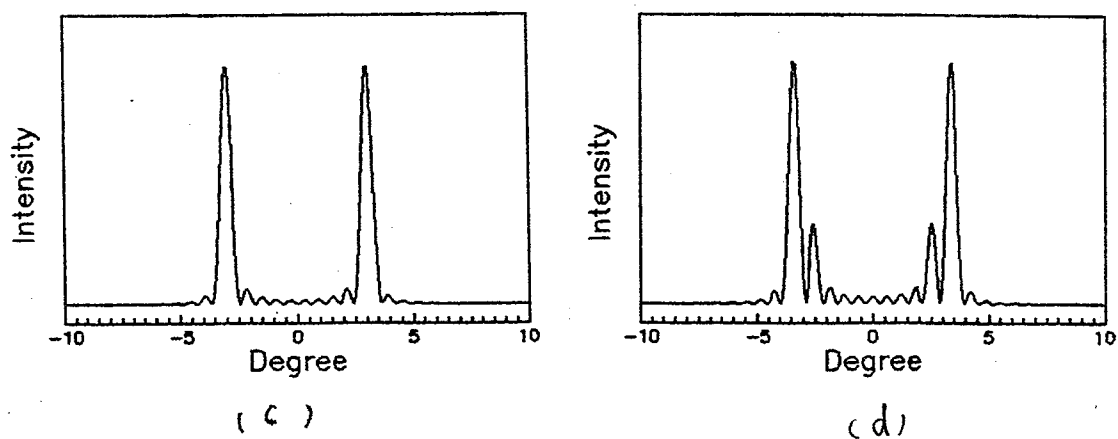
(3) 增益导引列阵中大于N的高阶模较之小于N的低阶模易受到激励; 折射率导引列阵中小于N的低阶模较之大于N的高阶模易得到激励。

参考文献:

- [1] I. K. Butler et al, *Appl. Phys. Lett.*, **40**(3), pp 293-295(1984).
- [2] E. Kapon et al, *Opt. Lett.*, **10**(4), pp 125-127(1984).
- [3] W. K. Marshall and J. Katz, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-22**, pp 827-832(1986).
- [4] G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.*, **58**(8), pp 2922-2931(1985).
- [5] G. R. Haddley et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**, pp 727-734(1987).
- [6] G. R. Haddley et al, *Appl. Phys. Lett.*, **49**(12), pp 684-686(1986).
- [7] G. R. Haddley et al, *J. Appl. Phys.*, **61**(4), pp 1850-1856(1987).
- [8] D. Botez et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26**, pp482-495(1990).
- [9] Z. J. Fang et al, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **6**, 10(1994).
- [10] D. Botez, *RCA. Rev.*, **39**, pp 577-603(1978).
- [11] P. M. Asbeck et al, *IEEE. J. Quantum Electron.*, **QE-15**, pp 727-733(1979).
- [12] L. J. Mawst et al, *Appl. Phys. Lett.*, **58**(1), pp 22-24(1991).



图二、(a) (b)分别为实验测得的10阶和11阶模远场。



(c) (d)为理论计算的10阶和11阶模远场。

图二、GaAs/GaAlAs增益导引阵列的10阶和11阶模典型远场。

第五章 反折射率导引列阵的模式特性

稳定基侧模工作、近衍射极限远场输出的大功率激光器，对泵浦固体激光、倍频、空间光通信、光记录等方面有着重要的意义，是大功率半导体激光器发展的一大方向。为此，人们进行了多方面的探索。理论和实验均已表明：均匀分布的瞬态场耦合的锁相阵列激光器尽管工艺简单，易获得高功率输出，但由于条间对应的是增益和折射率的最小点，因此条间为场强零点的反相模具有最大模增益，一般只可能是最高阶超模工作，远场呈双瓣光斑；而且随载流子的注入，其工作模式是不稳定的，不可能获得基侧模单瓣工作。理论上讲，要获得远场为单瓣的基模工作，最理想的途径是使增益分布与基侧模场分布一致，这对器件必须有一特别的设计，工艺上难以实现。近两年来，D.Botez等提出并实现了一种基于谐振光波导耦合的反导引锁相阵列结构^[1]。由于折射率反导引机制，列阵相邻单元间可获得稳定的同相位工作，从而获得近衍射极限的基侧模输出。

本章将利用上章的微扰理论对这种反导引锁相阵列进行较详细分析。

第一节 N阶模的抑制

在弱耦合的均匀分布增益和折射率导引列阵中，反相的N阶模具有最大模增益，因此要获得基侧模运转首先必须抑制N阶模。本节将表明N阶模在强耦合的反折射率导引列阵中可得到有效抑制。

1.1 宽接触LD中m阶模的近似截止条件

在第四章我们已得到：对于强耦合周期性分布的列阵其m阶侧向模由于周期性微扰的存在是由m阶宽接触LD模和 $2nN \pm m$ 阶模组成的，可表示为（见第四章一、二节）：

$$E_m = E_{m,0} + \sum_n c_{n\pm} E_{2nN \pm m,0} \quad (5-1)$$

这是Bloch函数。其中耦合系数：

$$c_{n\pm} = \mp \frac{V_n}{(\frac{\pi}{W})^2 4nN(nN \pm m)}, \quad E_{m,0} = a \sin(qy), \quad q^2 = k_0^2 \varepsilon_0 - \beta_{m0}^2 = (\frac{m\pi}{W})^2. \quad \text{而}$$

$\beta = n_{\text{eff}} k_0$ ， n_{eff} 为有效折射率。因此可得在宽接触激光器中存在m阶侧向模的条件为

$k_0^2(\varepsilon_0 - n_{\text{eff}}^2) > (\frac{m\pi}{W})^2$ ，即宽接触激励区与区外的有效电介质常数差必须满足

$$\Delta\varepsilon_0 \geq (\frac{m\lambda}{2W})^2, \quad \text{表示成有效折射率差为:}$$

$$\Delta n_0 = \frac{1}{2n_r} \left(\frac{m\lambda}{2W} \right)^2 \quad (5-2)$$

式中 n_r 为折射率。这就是 m 阶模的近似截止条件。由于忽略了宽接触区外的光场，因此该式仅是一近似，但对宽接触激光器是合适的。

1.2 nN阶模的简并微扰解

前章已提及对 nN 阶模，二阶微扰解是发散的，必须用简并微扰法求解。令：

$$q = \frac{n\pi}{w}(1+\delta), \quad q' = \frac{n\pi}{w}(1-\delta)$$

当 $\delta=0$ 时对应于 nN 阶模。忽略了 $3nN$ ， $5nN$ 等耦合模，因为由(5-2)式这些模一般是不存在的，将场函数表示成：

$$E = aE_{q,0} + bE_{q',0} \quad (5-3)$$

将(3)代入Helmholtz方程(4.3)，得到：

$$a[\beta_{q,0}^2 - \beta^2 + \Delta\epsilon k_0^2]E_{q,0} + b[\beta_{q',0}^2 - \beta^2 + \Delta\epsilon k_0^2]E_{q',0} = 0 \quad (5-4)$$

在方程两边分别乘上 $E_{q,0}^*$ 和 $E_{q',0}^*$ 并积分，利用正交归一条件可得到耦合方程：

$$\begin{cases} a(\beta_{q,0}^2 - \beta^2 + V_0 - V_n) + bV_n = 0 \\ aV_n + b(\beta_{q',0}^2 - \beta^2 + V_0 - V_n) = 0 \end{cases} \quad (5-5)$$

上式有解必须系数行列式为零，可得传播常数：

$$\beta_{\pm}^2 = \frac{(\beta_{q,0}^2 + \beta_{q',0}^2) + 2(V_0 - V_n) \pm \sqrt{(\beta_{q,0}^2 - \beta_{q',0}^2)^2 + 4V_n^2}}{2} \quad (5-6)$$

下面对(5-6)式进行讨论：

i) 如果 $|\beta_{q,0}^2 - \beta_{q',0}^2| \gg |V_n|$ ，则(5-6)式可简化为：

$$\beta_{\pm}^2 = \begin{cases} \beta_{q,0}^2 + (V_0 - V_n) + \frac{V_n^2}{\beta_{q,0}^2 - \beta_{q',0}^2} \\ \beta_{q',0}^2 + (V_0 - V_n) - \frac{V_n^2}{\beta_{q,0}^2 - \beta_{q',0}^2} \end{cases} \quad (5-7)$$

该式与上章解是一致的。

ii) 若 $|\beta_{q,0}^2 - \beta_{q',0}^2| \ll |V_n|$ ，这表示 q' 接近 q ，则：

$$\beta_{\pm}^2 = \begin{cases} \varepsilon_0 k_0^2 + V_0 - \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 (1 + \delta) + \frac{2\delta^2}{V_n} \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 \\ \varepsilon_0 k_0^2 + V_0 - \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 (1 + \delta) - 2V_n - \frac{2\delta^2}{V_n} \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 \end{cases} \quad (5-8)$$

当 $\delta=0$ 则有:

$$\begin{aligned} \beta_+^2 &= \varepsilon_0 k_0^2 + V_0 - \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 \\ \beta_-^2 &= \varepsilon_0 k_0^2 + V_0 - \left(\frac{n\pi}{w}\right)^2 - 2V_n \end{aligned} \quad (5-9)$$

显然对 nN 阶模, 周期性微扰的结果使传播常数发生了分立, 类似于DFB激光器产生了一宽为 $2V_n$ 的阻带, nN 阶模位于阻带中心而受到抑制。

在谐振光波导反折射率导引列阵中, N 阶反相模的抑制认为是通过结构设计来保证奇阶谐振实现的; 而从微扰理论可认为, N 阶模的抑制是通过周期性微扰来抑制的, 谐振并非必要。

第二节 反导引列阵的近场和远场

2.1 基侧模振荡条件

对谐振波导耦合的反折射率导引列阵, 只存在反相和同相模, 当反相 nN 阶模被禁戒后, 同相的基侧模将获得振荡。

基侧模($m=1$)是由1阶模和 $2N\pm 1$ 、 $4N\pm 1$ 等阶模耦合而成的, 其存在的首要条件是必须至少保证 $2N\pm 1$ 阶模出现, 因此列阵条区内外的有效折射率差必须满足(5-2), 一般 $N \gg 1$, 则可得:

$$\Delta n_0 \geq \frac{1}{2n_r} \left(\frac{\lambda}{w}\right)^2 \quad (5-10)$$

图一为不同条宽下所要求的折射率差。可见, 条宽越宽所要求的折射率差越小, 但由于宽的条间距条间的耦合减弱, 因此必须选择一适宜的条宽和折射率差。如列阵的增益区条宽为 d , 折射率为 n_d , 条间距为 s , 折射率为 n_s , 则整个列阵的有效折射率可近似表达为:

$$n_r = \frac{n_s s + n_d d}{s + d} \quad (5-11)$$

设 $r = s/d$, 则可得到所要求的有效折射率差为:

$$\Delta n_r = \Delta n_0(r+1) \quad (5-12)$$

图二为不同条宽下有效折射率差与r的关系。

对纯增益导引列阵, 前文已指出二阶微扰不起作用, 一阶微扰的作用使N阶模具有最大增益。对弱耦合的增益导引列阵, 尽管存在二阶微扰, N阶模可受到抑制, 但条件(5-10)得不到满足, 因此周期性微扰对基模不起作用, 而是N+1阶和N-1阶模首先得到激励。这正是大于N的高阶模存在的原因所在, 这一点是原有的超模理论没有解释的。我们知道, 折射率耦合的DFB激光器由于阻带的存在, 一般不能在布拉格波长处振荡, 而是Bragg波长(等同于锁相列阵中的N阶模)附近的两个纵模(等同于N+1, N-1阶模)受激振荡; 而纯增益耦合的DFB激光器则可保证振荡波长为Bragg波长。可见强耦合的锁相列阵与DFB激光器在某种程度上是类似的, 微扰理论完全适用于DFB激光器。

对基侧模场函数由(5-1)可表达为:

$$E_1 = a \sin\left(\frac{\pi}{W}y\right) + a \sum_n c_{n\pm} \sin\left(\frac{2nN \pm 1}{W} \pi y\right) \quad (5-13)$$

一般 $N \gg 1$, 则有 $c_{n-} = -c_{n+} = c_n = \frac{V_n}{(\frac{\pi}{W})^2 4n^2 N^2}$, (11)式可简化为:

$$E_1 = a \sin\left(\frac{\pi}{W}y\right) \left[1 - \sum_n 2c_n \cos\left(\frac{2nN\pi}{W}y\right)\right] \quad (5-14)$$

我们知道, 在折射率导引和弱增益导引中, 反相的N阶模场的零点位于条间, 对应于增益的最低点, 因此具有最大的模增益; 而不与 $2nN \pm 1$ 阶模耦合的同相基模场的零点只存在于列阵的两端。从(5-12)式可发现, 当基侧模与 $2nN \pm 1$ 阶模耦合后, 在一定条件下列阵条间将会产生零点, 而相邻条的光场是同相位的。n=1时, 可出现两个零点; n=2时, 将出现三个零点。(见2.2中图四)

激光器的模增益可表示为 $G = \frac{\int_0^W |E_y|^2 g dy}{\int_0^W |E_y|^2 dy}$, 图三为计算的基模归一化模增益(只取

n=1, 图中水平线为N阶模模增益)。可见随着耦合的增强, 基模模增益将大于N阶模模增益。计算表明, 如果n=2, 与只存在n=1的情况相比, 基模模增益几乎无变化。因此在器件设计中只要保证 $2N-1$ 、 $2N+1$ 阶模与基模耦合就可抑制N及大于N的高阶模。

2.2 近场和远场

本节将通过数值计算反导引列阵的远近场来进一步理解强耦合锁相列阵的模式特性, 并与实验报道比较。

图四为n=1时, 列阵的近场随耦合系数增大的情况。可见随耦合增强, 在列阵的条间出现了零点, 并有一小峰存在。图五为n=2时在不同耦合情况下列阵的近场。反导引列阵基侧模的远场由于 $2nN \pm 1$ 阶耦合模的存在表现为中心主峰两侧伴随多对支瓣(n=1时为一对支

瓣; $n=2$ 时为两对支瓣)。由于 $2nN-1$ 、 $2nN+1$ 阶模十分邻近, 因此支瓣是由 $2nN \pm 1$ 阶模迭加而成, 其瓣间距对应于 $2nN$ 阶模的瓣间距。这些计算结果与实验报道 [1] [2] 完全一致。

值得指出的是, 微扰理论的结果与 D. Botez 等复杂数值计算结果 [1] 是吻合的。 $n=1$ 的情况对应于 18 阶模, $n=2$ 对应于 36 阶模。但微扰理论表明要获得基侧模工具的锁相列阵, 反导引区的谐振波导结构并不是必须的, 关键在于要保证一足够强的耦合存在, 使二阶微扰的作用抑制 N 阶模, 以确保基模和 $2nN \pm 1$ 产生耦合而获得振荡。这一点已有实验报道 [2]。不过由于非谐振结构, 2 阶模受到了激励, 图六 (a) 是实验得到的 2 阶模远场分布。图六 (b) 为微扰理论计算得到的远场, 这里 2 阶模与 $2N-2$ 和 $2N+2$ 阶产生了耦合, 由于 $2N-2$ 和 $2N+2$ 模较之 $2N-1$ 和 $2N+1$ 模相距较远, 因此出现了邻近的两对支瓣。

对较宽注入区的列阵激光器, 要实现条与条间的强耦合 (每个单元与所有其他单元实现并联耦合而非相邻单元间的串联耦合) 是困难的。反导引机制产生的漏模是一种有效和简便的方法, 另一方法是利用角反射器 [3] 将所有单元的光场耦合起来。图七是角反射器耦合的锁相列阵结构示意图。用 RIE (反应离子刻蚀) 技术制备一系列 45° 反射镜作为列阵的一个端面, 另一端面仍为解理面。

由于 InGaAs、GaAs 材料的有效折射率大于 3.0, 如果腐蚀腔面是理想的镜面, 那末以 45° 角入射的光线将发生全反射。因此, 角反射器将会把每一单元光场的一半分别全反射至相邻的两单元中。这样, 每相邻两条构成了腔长为 $2L$ 的一个 F-P 腔激光器; 整个列阵为一多次折迭腔激光器 (FCL)。条与条之间存在着很强的耦合, 这种耦合机制完全不同于瞬衰场的弱耦合。由于每相邻两单元构成一个折迭的 F-P 腔, 光腔必须满足谐振条件, 其光学长度一定是半波长的整数倍。当腔长为半波长的偶数倍时, 相邻单元的输出光场同相; 当腔长为半波长的奇数倍时, 相邻单元的输出光场反相。它不可能象瞬衰场耦合的列阵那样, 存在相位差为 $0^\circ-180^\circ$ 间 N 个分立值的超模, 而是与谐振波导耦合的反折射率列阵一样只存在同相和反相两种模式。而且这种耦合受每一单元折射率和增益分布变化的影响比较小。因此能够在较大的工作电流范围起作用。在角反射器耦合列阵中, 没有特地设计和引入侧向的折射率分布。但是, InGaAs/GaAs 应变层材料有一个特点 [4]: 折射率随着注入载流子密度的增加而减小, 其程度远大于 GaAs 等材料, 当载流子密度从零增加到激励值时, 有效折射率的减少可达 0.05。因此, 侧向有一强的反折射率导引机制存在。这一情况在某种程度上与漏模谐振波导耦合机制相似 [1]。反折射率导引造成的漏模, 使条间耦合比瞬衰场机制大为增强。而在谐振条件下, 只允许同相或反相锁定。但谐振条件是靠器件结构的设计和工艺来实现的, 要求很高的控制精度。用角反射器耦合就比较容易实现与谐振波导同样的相位锁定状态, 而且在侧向同样存在周期性的折射率微扰, 这将抑制反相的 N 阶模, 获得同相运转的基侧模振荡。

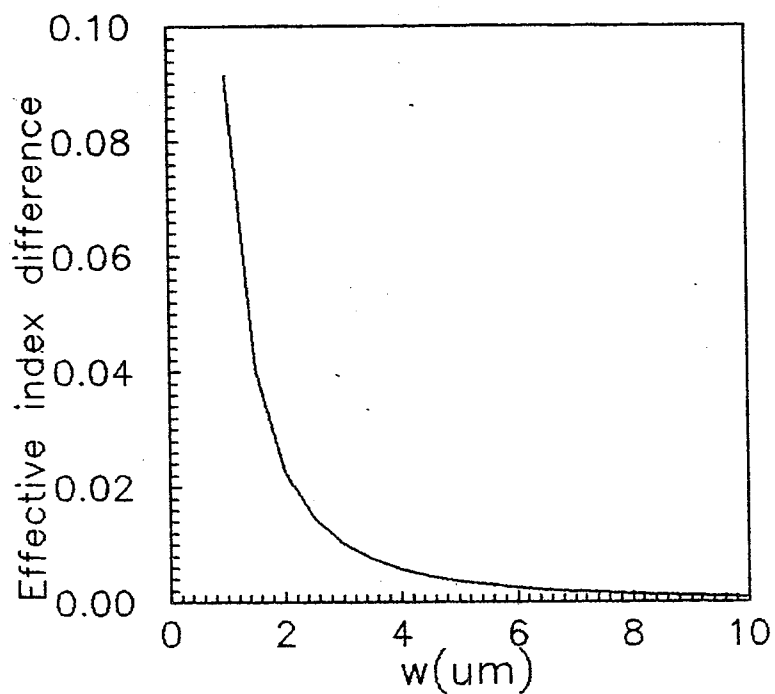
图五 (a) 和 (b) 分别为在两组微扰系数下计算的近场和远场分布。可见与角反射器耦合锁相列阵测得的近场和远场分布 (图八) 相当符合。由上面远近场的理论计算和实验曲线可以推断: 中心主瓣对应于第 1 阶基模, 第一对支瓣对应于第 $2N$ 阶模, 理论瓣间距为 12.2° , 与实验值一致; 第二对支瓣对应于第 $4N$ 阶模, 理论瓣间距为 24.5° , 也与实验值十分接近。实际应用要求中心主瓣所占能量的比例尽可能大, 而 $4N \pm 1$ 阶模的存在对基模增益并无明显贡献, 因此。通过改进器件结构, 对折射率分布的机理作更深入的研究, 对微扰量作更合理的设计, 可获得具有更高方向性的高功率激光束。

小结

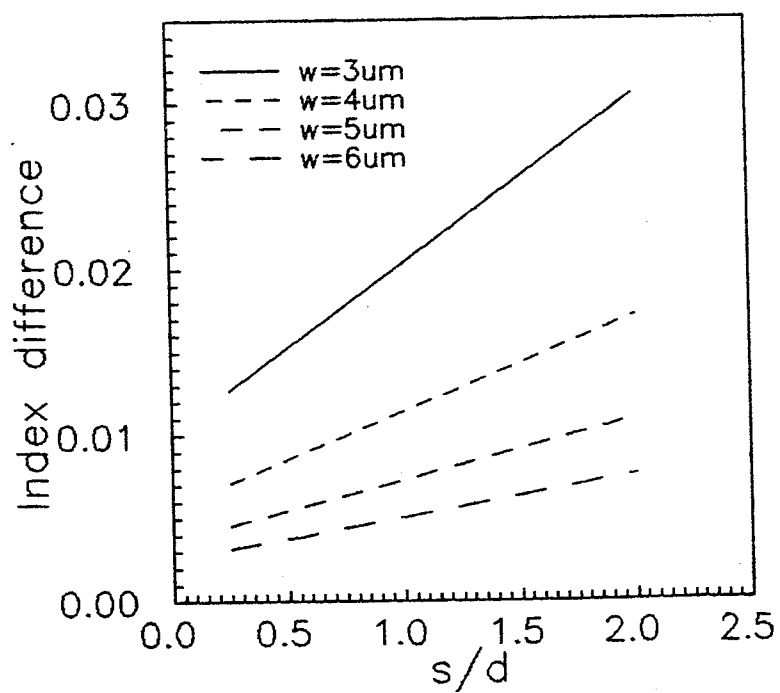
本章在前章的基础上对强耦合的反导引和角反射器耦合锁相列阵的侧模特性进行了详细的分析。如同 DFB 激光器一样, 在强耦合的周期列阵中周期性微扰抑制了 nN 阶模, 基侧模具有高的模增益。分析得到了实现基侧模激励所必须的折射率差, 理论上计算了列阵侧模的近场与远场分布, 均与实验结果一致。

参考文献:

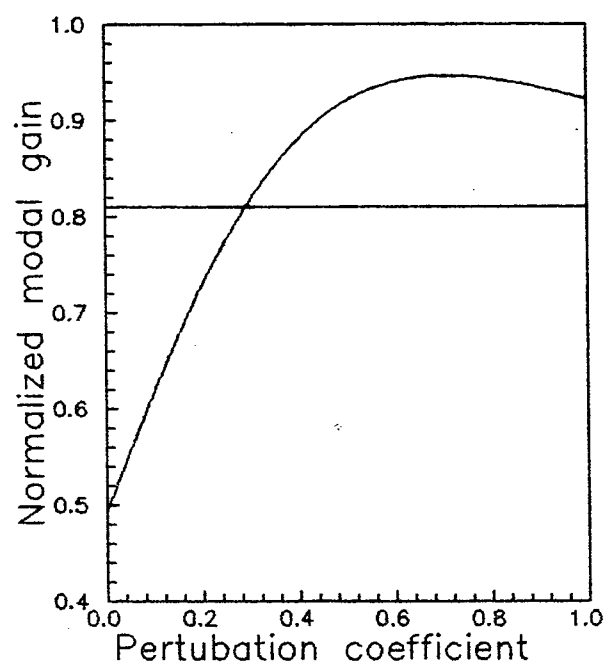
- [1] D. Botez et al, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-26**, 482(1990).
- [2] J. S. Major et al, *Appl. Phys. Lett.*, **59**(18), 2210(1991).
- [3] Z. J. Fang et al, *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **6**, 10(1994).
- [4] K. J. Beernink et al, *J.Appl.Phys.*, **69**, 56(1991).



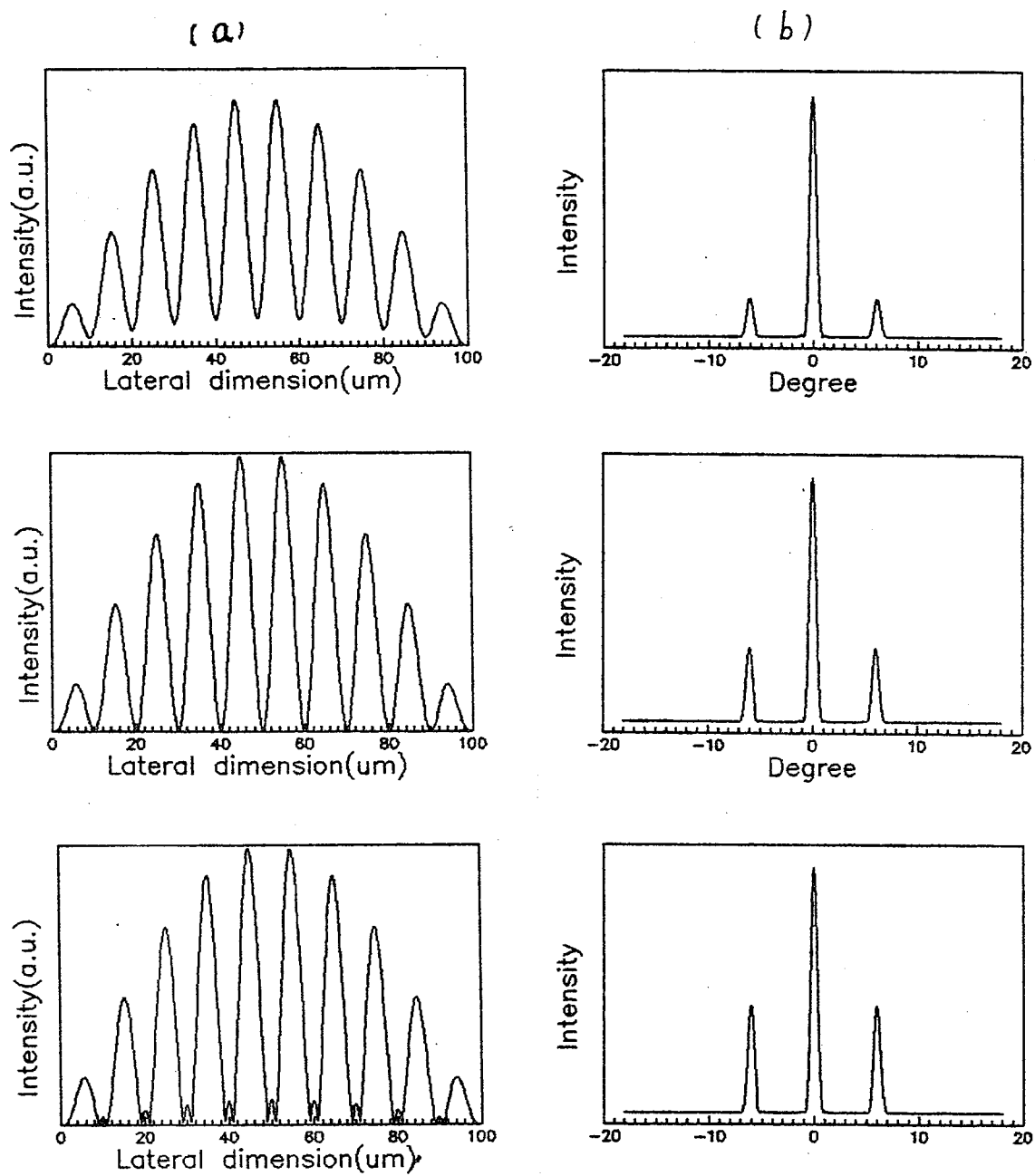
图一、不同条宽下实现基模和 $2N\pm 1$ 阶模耦合所要求的折射率差。



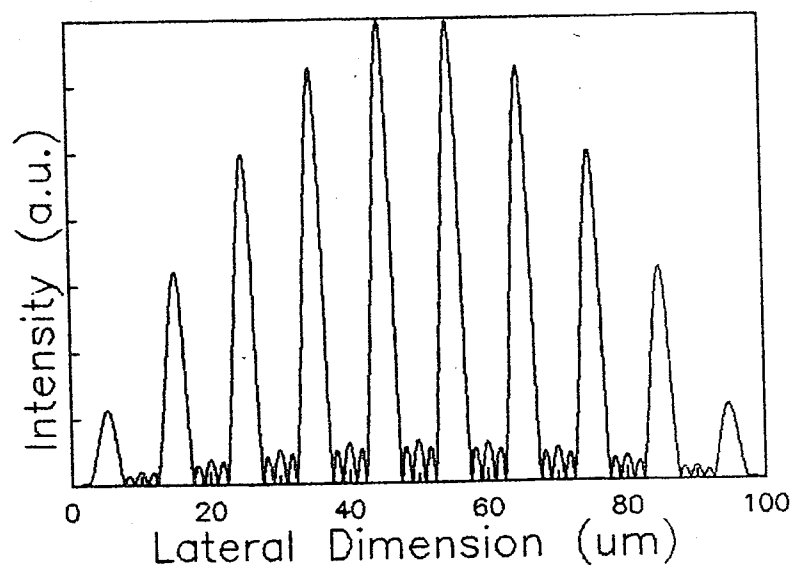
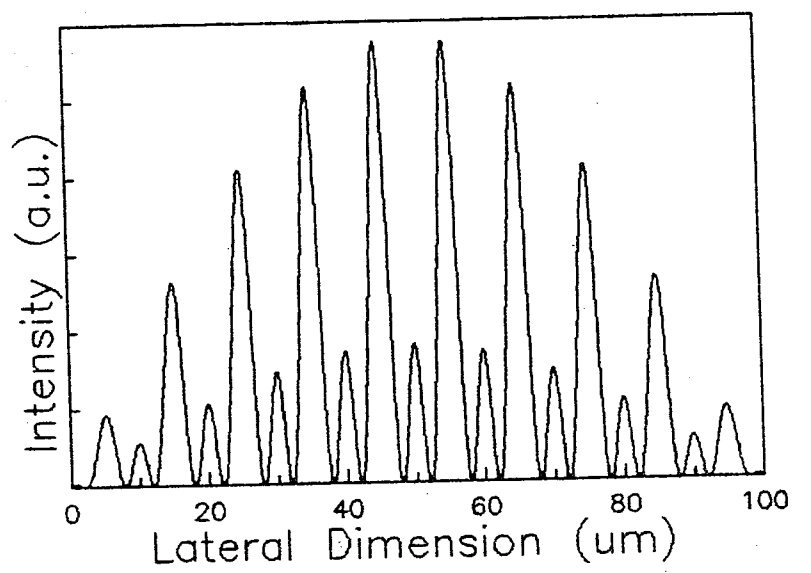
图二、不同条宽下条间有效折射率差与 r 的关系。



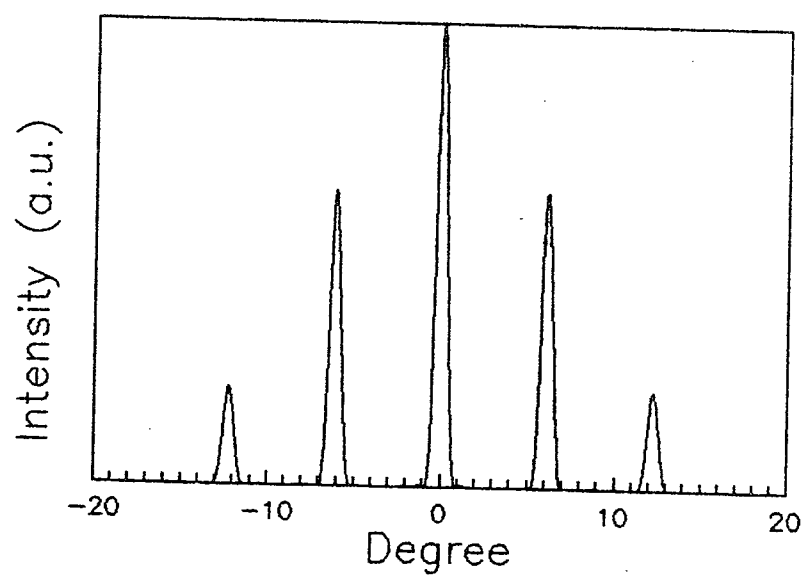
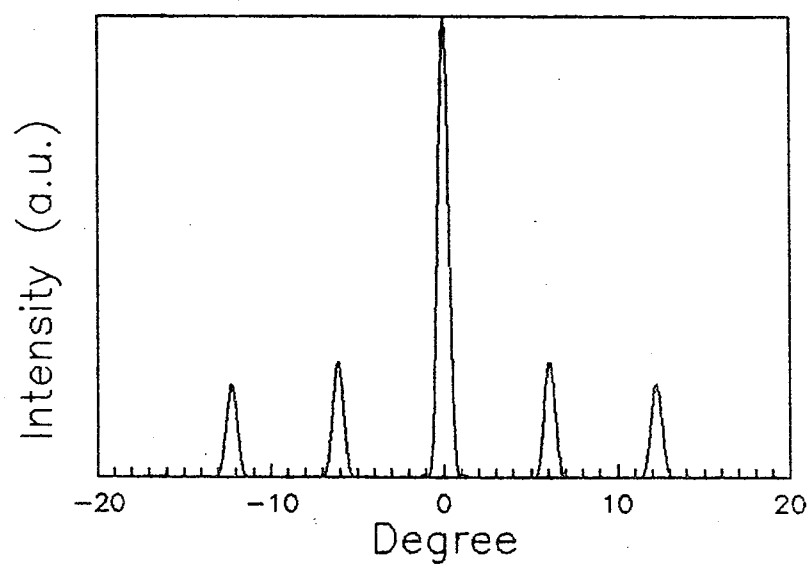
图三、耦合基侧模的规一化模增益，图中水平线为N阶模的模增益。



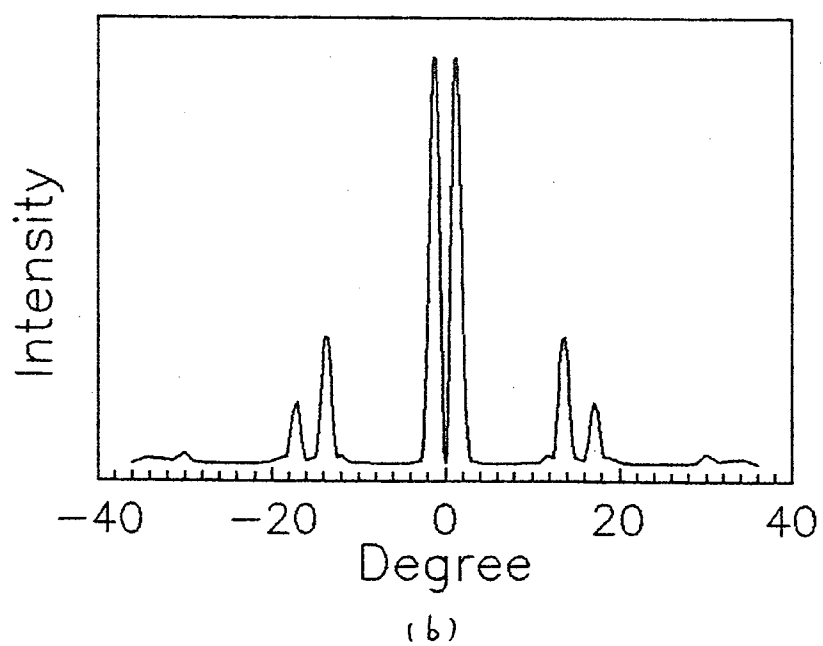
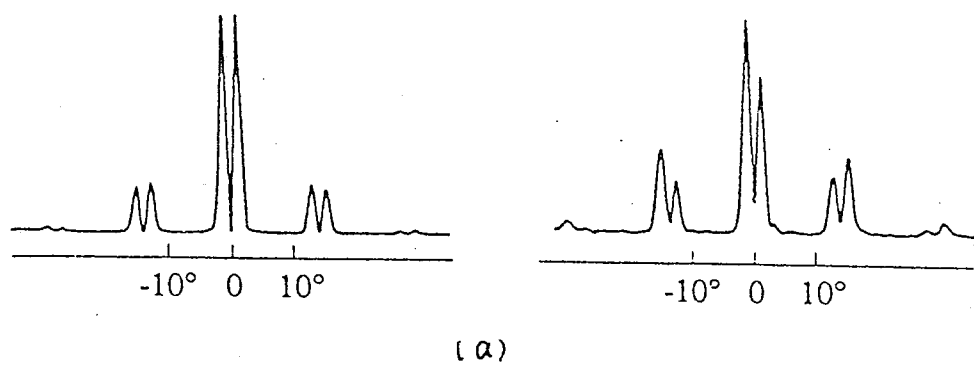
图四、(a) $n=1$ 时不同耦合系数下(从上至下分别为0.25, 0.3, 0.4)基侧模近场变化。
(b)对应远场的变化。



图五、(a) $n=2$ 时不同耦合系数下基侧模近场变化。

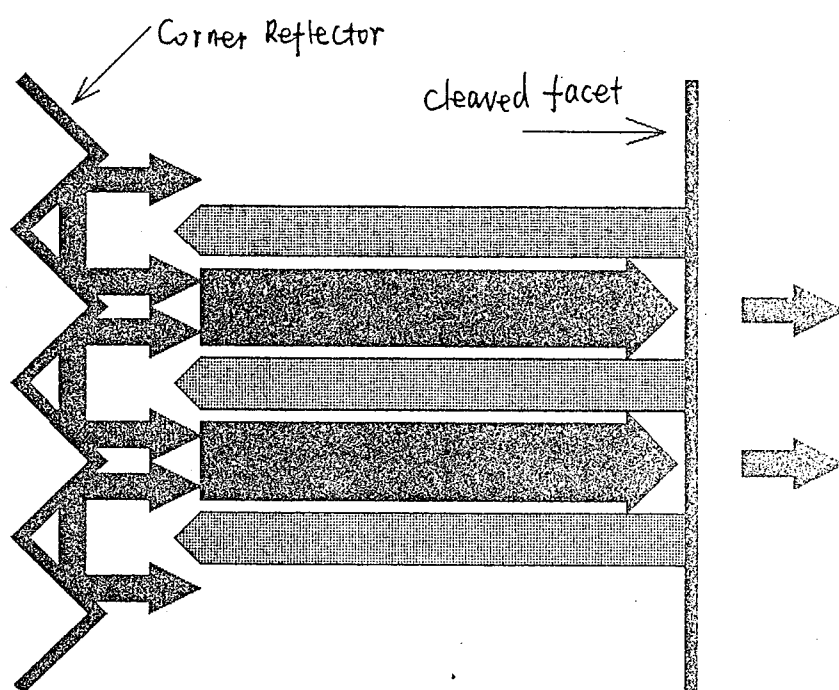


(b)对应远场的变化。

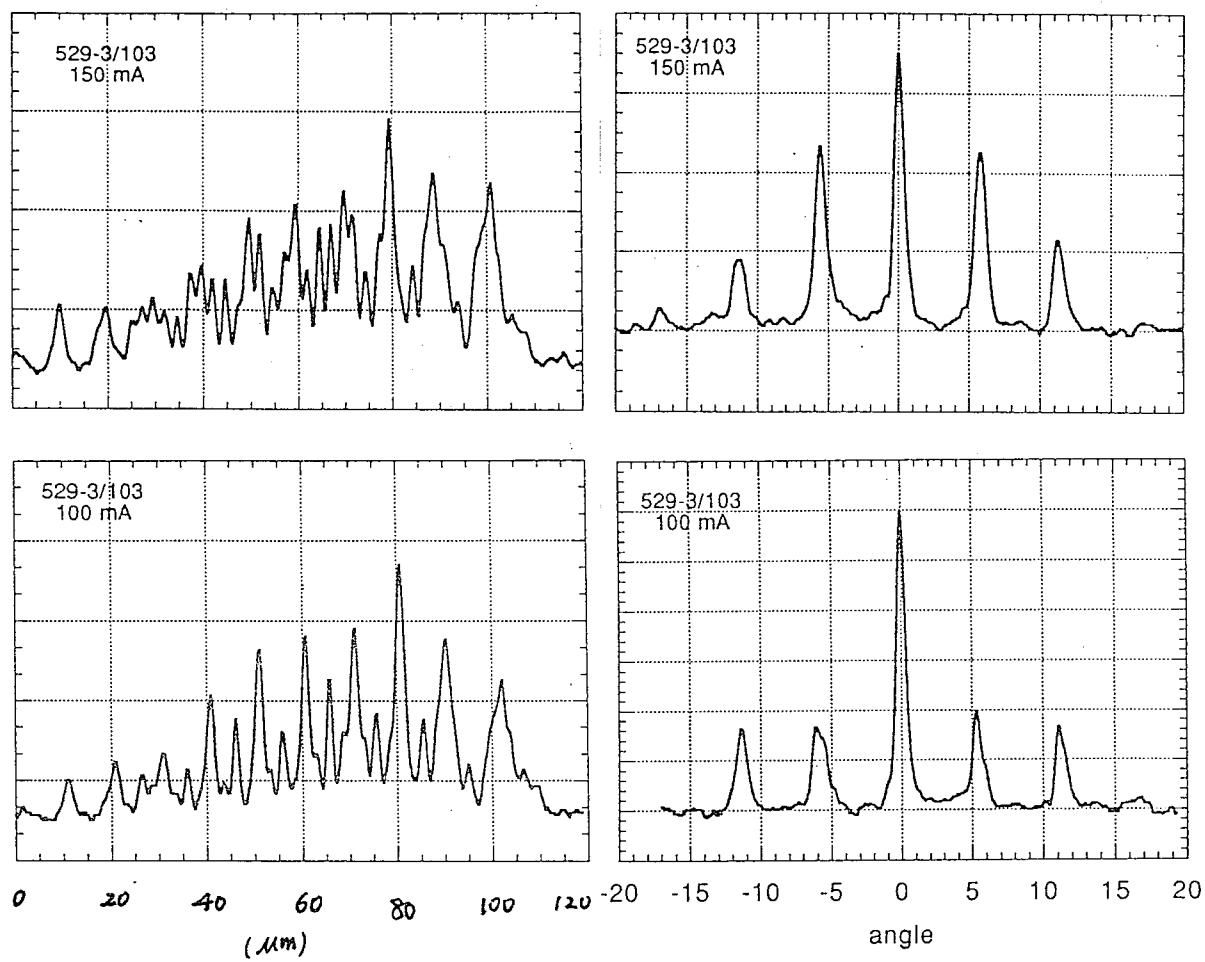


图六、(a)文献[2]中的2阶模远场。左为利用有效折射率方法计算得到的远场；右为实验测得的远场。

(b)微扰理论计算得到的2阶模远场。



图七、角反射器耦合的锁相列阵结构示意图。



图八、实验测得的角反射器耦合的列阵近场和远场图。

结束语

本文在有效质量近似和K选择定则的框架下分析和讨论了量子阱激光器的温度特性，在一定条件下得到了有关参数的解析表达式，这有助于加深对量子阱激光器的认识，有助于大功率半导体激光器的设计、研制。利用增益与载流子密度的对数关系通过速率方程分析了量子阱激光器的稳态和动态特性，得到了多量子阱激光器的最佳阱数和获得最高调制频率的最佳腔长的解析解。

由于半导体理论和实际器件的复杂性，本文对量子阱半导体激光器温度特性的研究是在一定近似和简化下进行的，侧重揭示量子阱材料相对于体材料的差别和优点，没有把器件的电学特性等结合在一起进行分析。进一步的工作将联系实际器件的具体结构，提出一个综合性的模型，并通过实验测量进行修正和检验。

微扰理论应用于强耦合的均匀分布锁相阵列较之耦合模理论和纯粹的数值计算有更清楚的物理图象，并且无须复杂的数值计算同样得到了实现基侧模激励的条件。实验上实现远场输出为近衍射极限的主单瓣的锁相阵列必须在获得强耦合的同时有一适宜的周期性微扰存在。但也正由于周期性微扰的存在，总是有部分能量分布于支瓣中，因此从实用观点，近衍射极限单瓣输出的大功率激光器（如主振荡功率放大器MOPA）更有价值。但较之MOPA等工艺的复杂性，强耦合的均匀分布锁相阵列相对制备简单，不失为实现单模大功率的有效途径。