

# 折射率缓变波导层分别限制单量子阱 半导体激光器的模式分析\*

郭长志 陈水莲

(北京大学物理系) (清华大学应用数学系)

1988年10月12日收到

本文提出一种能够精确分析波导层具有任意折射率分布而且收敛性好的分层逼近迭代法,研究了折射率缓变波导层分别限制单量子阱 (GRIN-SCH-SQW) 中波导层的折射率分布对近场分布,近场束宽,光限制因子,远场分布,远场角,激射阈值的作用,并与延伸抛物型近似解和折射率突变波导层分别限制单量子阱半导体激光器进行较全面的比较。结果表明:延伸抛物型近似不宜普遍采用;采用适当的缓变波导层可进一步降低阈值(例如采用抛物型或线性分布),或进一步减小远场角(例如采用倒抛物型分布)。

**主题词:** 半导体激光器,量子阱,模式分析

## 一、引言

半导体激光器中的有源层一旦减薄到  $100 \text{ \AA}$  量级,必将出现量子尺寸效应使能带分裂为一系列分立的子能带,而在一定程度上接近于气体和固体激光介质的能谱及其相应的一系列特点。但有源层很薄必将使光能外漏,光限制因子剧烈减小而严重增高激射阈值。为了提高光限制因子,可在有源层和限制层之间采用具有一定折射率分布的波导层构成五层分别限制的单量子阱结构 (GRIN-SCH-SQW)<sup>[1]</sup>,或增加量子阱层与较厚的势垒层相间构成多量子阱结构 (MQW)<sup>[2]</sup>。关于多量子阱结构的各向异性,量子尺寸效应改正,及其模式分析方法已如前文所述<sup>[2]</sup>。由于缓变波导层的引入,使模式分析复杂化。迄今只有人用延伸抛物型近似作过近场分析<sup>[3]</sup>。本文提出一种能够精确分析波导层具有任意折射率分布,而且收敛性好的分层逼近迭代法,研究波导层及其折射率分布的作用,检验延伸抛物型近似结果,并寻找最有利于降低阈值或减小发散角的结构。

## 二、理论

### A. 折射率分布模型

取  $x$  轴垂直于层面,阱层厚度和波导层厚度各为  $d_w$  和  $d_g$ , 设各层相对介电常数,也即折射率平方  $n^2(x)$  的分布为(图1):

\* 国家自然科学基金资助项目。

在阱层内  $(|x| \leq \frac{d_w}{2})$ :  $\bar{n}^2(x) = \bar{n}_w^2$  (1)

在波导层内  $(\frac{d_w}{2} < |x| < \frac{d_w}{2} + d_g)$ :

突变分布  $(M_0)$ :  $\bar{n}^2(x) = \bar{n}_{(0)}^2(x) = \bar{n}_1^2$  (2)

抛物型分布  $(M_1)$ :  $\bar{n}^2(x) = \bar{n}_{(1)}^2(x) = \bar{n}_1^2 - \left(\frac{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}{d_g^2}\right)\left(x - \frac{d_w}{2}\right)^2$  (3)

线性分布  $(M_2)$ :  $\bar{n}^2(x) = \bar{n}_{(2)}^2(x) = \bar{n}_1^2 - \left(\frac{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}{d_g}\right)\left(x - \frac{d_w}{2}\right)$  (4)

倒抛物型分布  $(M_3)$ :

$$\bar{n}^2(x) = \bar{n}_{(3)}^2(x) = (\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2)\left(1 - \sqrt{\left(x - \frac{d_w}{2}\right)/d_g}\right)^2 + \bar{n}_2^2$$
 (5)

在限制层内  $(|x| \geq \frac{d_w}{2} + d_g)$ :  $\bar{n}^2(x) = \bar{n}_c^2 = \bar{n}_2^2$  (6)

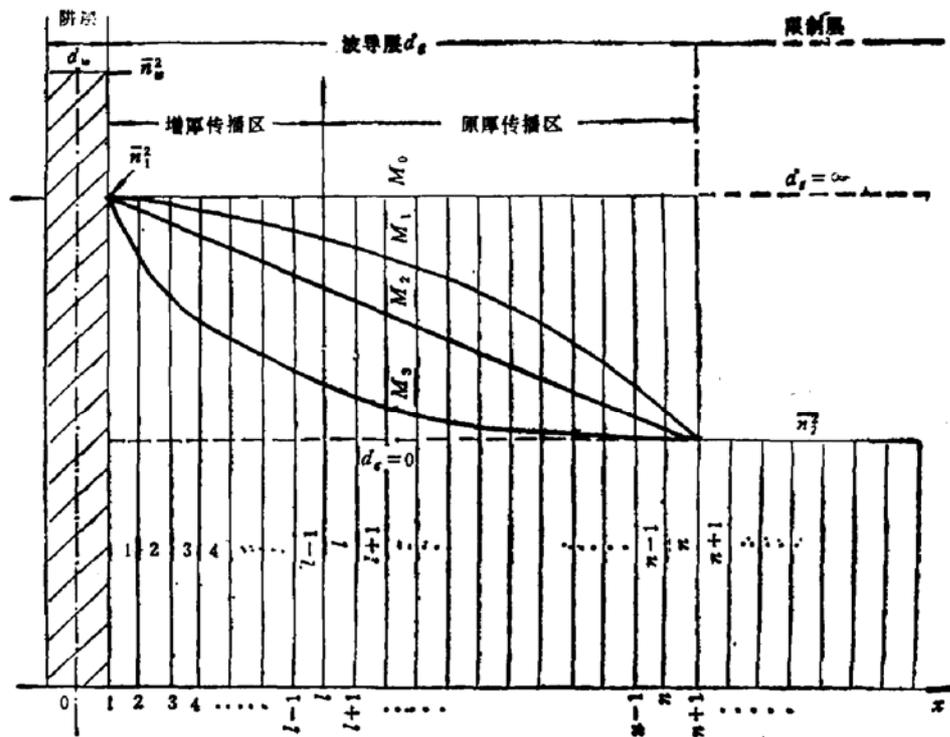


图1 单量子阱半导体激光器结构和分层逼近迭代法示意图

### B. 分层逼近迭代法

把折射率具有任意分布的波导层等分为  $n$  层, 共有  $n + 1$  个界面, 每层以左端折射率为其均匀折射率. 设整个波导结构的  $m$  阶模式折射率为  $\bar{N}_m$ , 则第  $1 \sim l - 1$  层内, 为由简谐函数组成的增厚传播解<sup>[4]</sup>, 第  $l \sim n$  层, 为由指数函数组成的原厚传播解<sup>[4]</sup>. 其光场分布为

$$\text{在阱层内} \left( |x| \leq \frac{d_w}{2} \right): E(x) = E_w(x) = A \cos \left( \kappa_w x - \frac{m\pi}{2} \right) \quad (7)$$

$$\text{在波导层内} \left( \frac{d_w}{2} < |x| \leq \frac{d_w}{2} + d_g \right):$$

$$E(x) = E_i(x)$$

$$= \begin{cases} B_j \left[ \cos \left( \kappa_j x - \frac{m\pi}{2} \right) + R_j \sin \left( \kappa_j x - \frac{m\pi}{2} \right) \right], & \bar{n}_j > \bar{N}_m, j = 0, \dots, l-1 \end{cases} \quad (8)$$

$$= \begin{cases} B_j [e^{-\gamma_j x} + R_j e^{\gamma_j x}], & \bar{n}_j < \bar{N}_m, j = l, \dots, n \end{cases} \quad (9)$$

$$\text{在限制层内} \left( |x| \geq \frac{d_w}{2} + d_g \right): E(x) = E_s(x) = C e^{-\gamma_c x} \quad (10)$$

其中

$$\kappa_w = k_0 \sqrt{\bar{n}_w^2 - \bar{N}_m^2}, \quad \kappa_j = k_0 \sqrt{\bar{n}_j^2 - \bar{N}_m^2}, \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad (11)$$

$$\gamma_j = k_0 \sqrt{\bar{N}_m^2 - \bar{n}_j^2}, \quad \gamma_c = k_0 \sqrt{\bar{N}_m^2 - \bar{n}_c^2} \quad (12)$$

由在各界面上切向电场和切向磁场应连续的边界条件,得

$$j = 0, 1, \dots, l-2:$$

$$\begin{aligned} E_j &\equiv B_j \left[ \cos \left( \kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) + R_j \sin \left( \kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) \right] \\ &= B_{j+1} \left[ \cos \left( \kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) + R_{j+1} \sin \left( \kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} B_j \kappa_j' \left[ -\sin \left( \kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) + R_j \cos \left( \kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) \right] \\ = B_{j+1} \kappa_{j+1}' \left[ -\sin \left( \kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) + R_{j+1} \cos \left( \kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2} \right) \right] \end{aligned} \quad (14)$$

$$j = l-1:$$

$$\begin{aligned} E_{l-1} &\equiv B_{l-1} \left[ \cos \left( \kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2} \right) + R_{l-1} \sin \left( \kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2} \right) \right] \\ &= B_l [e^{-\gamma_l x_l} + R_l e^{\gamma_l x_l}] \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} B_{l-1} \kappa_{l-1}' \left[ -\sin \left( \kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2} \right) + R_{l-1} \cos \left( \kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2} \right) \right] \\ = B_l \gamma_l' [-e^{\gamma_l x_l} + R_l e^{\gamma_l x_l}] \end{aligned} \quad (16)$$

$$j = l, l+1, \dots, n-1:$$

$$E_j \equiv B_j (e^{-\gamma_j x_{j+1}} + R_j e^{\gamma_j x_{j+1}}) = B_{j+1} (e^{-\gamma_{j+1} x_{j+1}} + R_{j+1} e^{\gamma_{j+1} x_{j+1}}) \quad (17)$$

$$B_j \gamma_j' (-e^{-\gamma_j x_{j+1}} + R_j e^{\gamma_j x_{j+1}}) = B_{j+1} \gamma_{j+1}' (-e^{-\gamma_{j+1} x_{j+1}} + R_{j+1} e^{\gamma_{j+1} x_{j+1}}) \quad (18)$$

$$j = n:$$

$$E_n \equiv B_n (e^{-\gamma_n x_{n+1}} + R_n e^{\gamma_n x_{n+1}}) = C e^{-\gamma_c x_{n+1}} \quad (19)$$

$$B_n \gamma_n' (-e^{-\gamma_n x_{n+1}} + R_n e^{\gamma_n x_{n+1}}) = -C \gamma_c' e^{-\gamma_c x_{n+1}} \quad (20)$$

由(14)/(13), (16)/(15), (18)/(17), (20)/(19)分别可解出场的相对系数  $R_1$  至  $R_n$  的选

代公式:

$j = 0, 1, \dots, l-2$ :

$$R_{j+1} = \frac{\left[1 + R_j \operatorname{tg}\left(\kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right)\right] \operatorname{tg}\left(\kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right) - \frac{\kappa'_j}{\kappa'_{j+1}} \left[\operatorname{tg}\left(\kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right) - R_j\right]}{\left[1 + R_j \operatorname{tg}\left(\kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right)\right] + \frac{\kappa'_j}{\kappa'_{j+1}} \left[\operatorname{tg}\left(\kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right) - R_j\right] \operatorname{tg}\left[\left(\kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right)\right]} \quad (21)$$

$j = l-1$ :

$$R_l = \frac{\left[1 + R_{l-1} \operatorname{tg}\left(\kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2}\right)\right] - \frac{\kappa'_{l-1}}{\gamma'_l} \left[\operatorname{tg}\left(\kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2}\right) - R_{l-1}\right]}{\left[1 + R_{l-1} \operatorname{tg}\left(\kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2}\right)\right] + \frac{\kappa'_{l-1}}{\gamma'_l} \left[\operatorname{tg}\left(\kappa_{l-1} x_l - \frac{m\pi}{2}\right) - R_{l-1}\right]} e^{-2\gamma_l x_l} \quad (22)$$

$j = l, l+1, \dots, n-1$ :

$$R_{j+1} = \frac{(e^{-2\gamma_j x_{j+1}} + R_j) - \frac{\gamma'_j}{\gamma'_{j+1}} (e^{-2\gamma_j x_{j+1}} - R_j)}{(e^{-2\gamma_j x_{j+1}} + R_j) + \frac{\gamma'_j}{\gamma'_{j+1}} (e^{-2\gamma_j x_{j+1}} - R_j)} e^{-2\gamma_{j+1} x_{j+1}} \quad (23)$$

但  $j = n$  界面上由边界条件可直接得出

$$[R_n] = \frac{\gamma'_n - \gamma'_c}{\gamma'_n + \gamma'_c} e^{-2\gamma_n x_{n+1}} \quad (24)$$

其中  $\lambda_0$  为激光真空波长,

$$R_0 = 0, B_0 = A, \kappa_0 = \kappa_n, x_1 = \frac{d_n}{2}, \kappa'_j = \frac{\kappa_j}{Q_j}, \gamma'_j = \frac{\gamma_j}{Q_j},$$

对 TE 模,  $Q_j = 1$ ; 对 TM 模  $Q_j = \bar{n}_j^2$ .

取  $\bar{N}_n$  的试用值, 由  $j = 0$  至  $n-1$  逐次迭代求出  $R_1, R_2, \dots, R_n$ , 如  $R_n \approx [R_n]$ , 则改换  $\bar{N}_n$  的试用值, 直至  $R_n = [R_n]$ , 或小于允许的相对误差  $\Delta \equiv \frac{R_n - [R_n]}{[R_n]}$  为止

(例如本文取  $\Delta = 10^{-5}$ ). 这时的试用值即为所求的本征值(模式折射率)  $\bar{N}_n$ , 同时也确定了场分布的相对系数  $R_1 \sim R_n$ ; 对应的本征函数即各层的场分布, 其系数的迭代公式为:

$$E_j = B_j \left[ \cos\left(\kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right) + R_j \sin\left(\kappa_j x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right) \right], \quad j = 0, 1, \dots, l-1 \quad (25)$$

$$B_{j+1} = \begin{cases} \frac{E_j}{\cos\left(\kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right) + R_{j+1} \sin\left(\kappa_{j+1} x_{j+1} - \frac{m\pi}{2}\right)}, & j = 0, 1, \dots, l-2 \\ \frac{E_j}{e^{-\gamma_l x_l} + R_l e^{\gamma_l x_l}}, & j = l-1 \end{cases} \quad (26)$$

$$E_j = B_j [e^{-\gamma_j x_{j+1}} + R_j e^{\gamma_j x_{j+1}}], \quad j = l, l+1, \dots, n \quad (27)$$

$$E_j = B_j [e^{-\gamma_j x_{j+1}} + R_j e^{\gamma_j x_{j+1}}], \quad j = l, l+1, \dots, n \quad (28)$$

$$B_{l+1} = \begin{cases} \frac{E_j}{e^{-\gamma_{j+1}x_{j+1}} + R_{j+1}e^{\gamma_{j+1}x_{j+1}}}, & j = l, l+1, \dots, n-1 \\ E_n e^{\gamma_{cn}x_{n+1}} - C, & j = n \end{cases} \quad (29)$$

$$E_n e^{\gamma_{cn}x_{n+1}} - C, \quad j = n \quad (30)$$

任何零阶横模的近场分布都可取其半功率点之间的全宽  $\omega_{\frac{1}{2}}$  作为近场束宽, 以量度近场分布的分散程度。

### C. 突变波导层

突变波导层  $M_0$  情况的本征方程可由以上  $N=1$  的情况得出, 对增厚传播 ( $\bar{N}_m < \bar{n}_1$ )<sup>[4]</sup>:

$$R_{1a} = \frac{\operatorname{tg}\left(\kappa_{1a} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right) - \frac{\kappa'_{wa}}{\kappa_{1a}} \operatorname{tg}\left(\kappa_{wa} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right)}{1 + \frac{\kappa'_{wa}}{\kappa_{1a}} \operatorname{tg}\left(\kappa_{wa} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right) \operatorname{tg}\left(\kappa_{1a} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right)} - \frac{\frac{\kappa'_{1a}}{\gamma'_{ca}} \operatorname{tg}\left[\kappa_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right) - \frac{m\pi}{2}\right] - 1}{\frac{\kappa'_{1a}}{\gamma'_{ca}} + \operatorname{tg}\left[\kappa_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right) - \frac{m\pi}{2}\right]} \quad (31)$$

对原厚传播 ( $\bar{N}_m > \bar{n}_1$ )<sup>[4]</sup>:

$$R_{1a} = \frac{1 - \frac{\kappa'_{wa}}{\gamma'_{1a}} \operatorname{tg}\left(\kappa_{wa} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right)}{1 + \frac{\kappa'_{wa}}{\gamma'_{1a}} \operatorname{tg}\left(\kappa_{wa} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right)} e^{-\gamma'_{1a} \frac{d_w}{2}} - \frac{\gamma'_{1a} - \gamma'_{ca} e^{-\gamma'_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right)}}{\gamma'_{1a} + \gamma'_{ca}} \quad (32)$$

其场分布系数的迭代公式为

$$E_{0a} = A \cos\left(\kappa_{wa} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right) \quad (33)$$

$$B_{1a} = \begin{cases} E_{0a} / \left[ \cos\left(\kappa_{1a} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right) + R_{1a} \sin\left[\kappa_{1a} \frac{d_w}{2} - \frac{m\pi}{2}\right] \right], & \bar{N}_{ms} < \bar{n}_1 \\ E_{0a} / [e^{-\gamma'_{1a} \frac{d_w}{2}} + R_{1a} e^{\gamma'_{1a} \frac{d_w}{2}}], & \bar{N}_{ms} > \bar{n}_1 \end{cases} \quad (34)$$

$$E_{1a} = \begin{cases} B_{1a} \left\{ \cos\left[\kappa_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right) - \frac{m\pi}{2}\right] + R_{1a} \sin\left[\kappa_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right) - \frac{m\pi}{2}\right] \right\}, & \bar{N}_{ms} < \bar{n}_1 \\ B_{1a} [e^{-\gamma'_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right)} + R_{1a} e^{\gamma'_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right)}], & \bar{N}_{ms} > \bar{n}_1 \end{cases} \quad (35)$$

$$E_{1a} = \begin{cases} B_{1a} \left\{ \cos\left[\kappa_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right) - \frac{m\pi}{2}\right] + R_{1a} \sin\left[\kappa_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right) - \frac{m\pi}{2}\right] \right\}, & \bar{N}_{ms} < \bar{n}_1 \\ B_{1a} [e^{-\gamma'_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right)} + R_{1a} e^{\gamma'_{1a} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right)}], & \bar{N}_{ms} > \bar{n}_1 \end{cases} \quad (36)$$

$$\bar{N}_{ms} > \bar{n}_1 \quad (37)$$

$$B_{2a} = C_{1a} = E_{1a} e^{\gamma'_{ca} \left(\frac{d_w}{2} + d_g\right)} \quad (38)$$

故其本征函数, 即场分布为

$$|x| \leq \frac{d_w}{2}: \quad E(x) = A \cos\left(\kappa_{wa} x - \frac{m\pi}{2}\right) \quad (39)$$

$$\frac{d_w}{2} \leq |x| \leq \frac{d_w}{2} + d_g:$$

$$E(x) = \begin{cases} B_{1a} \left[ \cos\left(\kappa_{1a}x - \frac{m\pi}{2}\right) + R_{1a} \sin\left(\kappa_{1a}x - \frac{m\pi}{2}\right) \right], & \bar{N}_{ms} < \bar{n}_1 \\ B_{1a}(e^{-\tau_{1a}x} + R_{1a}e^{\tau_{1a}x}), & \bar{N}_{ms} > \bar{n}_1 \end{cases} \quad (40)$$

$$|x| \geq \frac{d_m}{2} + d_g: E(x) = C_{1a}e^{-\tau_{ca}x} \quad (42)$$

其中附加下标  $a$  表示在突变波导层情况得出的相应量。

#### D. 延伸抛物型近似<sup>[5],[6]</sup>

延伸抛物型波导问题类似于量子力学简谐振子问题, 其各阶模式折射率  $\bar{N}_{mp}$  和场分布  $E_{mp}(x)$  各为

$$\bar{N}_{mp} = \sqrt{\bar{n}_1^2 - (2m+1)\sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}/k_0d_g} \quad (43)$$

$$E_{0p}(x) = e^{-(\frac{x}{\omega})^2}, \quad \omega = \sqrt{\frac{\lambda_0 d_g}{\pi \sqrt{\bar{n}_1^2 - \bar{n}_2^2}}} \quad (44)$$

$$E_{1p}(x) = e^{-(\frac{x}{\omega})^2} \left(\frac{x}{\omega}\right) / 4.28882 \quad (45)$$

$$E_{2p}(x) = e^{-(\frac{x}{\omega})^2} \left[ 8\left(\frac{x}{\omega}\right)^2 - 2 \right] / 2 \quad (46)$$

$$E_{3p}(x) = e^{-(\frac{x}{\omega})^2} \left[ 16\left(\frac{x}{\omega}\right)^3 - 12\left(\frac{x}{\omega}\right) \right] / 3.231949 \quad (47)$$

$$E_{4p}(x) = e^{-(\frac{x}{\omega})^2} \left[ 64\left(\frac{x}{\omega}\right)^4 - 96\left(\frac{x}{\omega}\right)^2 + 12 \right] / 12 \quad (48)$$

#### E. 光限制因子与激射阈值<sup>[5],[6]</sup>

光能在有源层中的比率  $\Gamma_w$  为

$$\Gamma_w = \frac{\int_{-\frac{d_w}{2}}^{\frac{d_w}{2}} |E(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(x)|^2 dx} \quad (49)$$

如不采用波导层 ( $d_g = 0$  或  $d_g = \infty$ ), 由于  $d_w$  很小,

$$\Gamma_w \approx \gamma_c d_w \quad (50)$$

达到激射时的阈值载流子浓度  $n_{th}$ , 阈值电流密度  $j_{th}$ , 阈值电流  $I_{th}$ , 由阈值增益等于腔损耗的条件确定:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Gamma_w} \left( \alpha_{in} + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right) - g(n_{th}) &= a(n_{th} - n_e) \\ - \frac{a\tau}{qd_w} j_{th} - an_e &= \frac{a\tau}{qV} I_{th} - an_e \end{aligned} \quad (51)$$

可见, 激射阈值与光限制因子之间有反比关系。其中  $\alpha_{in}$ ,  $R$ ,  $L$  各为腔内体损耗, 端面功率反射率, 腔长;  $a$ ,  $n_e$ ,  $\tau$ ,  $V$  各为受激复合率, 透明载流子浓度, 自发辐射复合寿命时间, 有源区体积。

#### F. 远场的角分布和远场角<sup>[5,6]</sup>

远场的角分布为,

$$I(\theta) = \frac{\cos^2\theta}{\lambda_0 r} \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(x) e^{ik_0 \sin\theta x} dx \right|^2 \quad (52)$$

并以其第一个极大值  $I(\theta_{\max})$  归一化(对于偶阶模  $\theta_{\max} = 0^\circ$ )。其中  $r, \theta$  各为远场一点相对于有源层出射端面中心的距离和与波导轴的夹角,  $E(x)$  是在这端面上的光场分布。零阶模的远场发散角(简称远场角)是远场基模分布的半功率点之间的全角宽  $\theta_{\frac{1}{2}}$ , 即

$$I\left(\frac{1}{2}\theta_{\frac{1}{2}}\right) = \frac{1}{2}I(0) \quad (53)$$

### 三、计算结果

针对目前常用分子束外延生长实现的  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  三元系, 其折射率近似采用<sup>[5,6]</sup>

表1 分层逼近迭代法的收敛性 ( $M_1: d_s = 10000 \text{ \AA}, d_w = 400 \text{ \AA}$ )

$n$	$\bar{N}_0$	$l$	$\frac{\bar{N}_0(n) - \bar{N}_0(1000)}{\bar{N}_0(1000)}$
1	3.452084	1	$+4.40 \times 10^{-3}$
50	3.437641	13	$1.97 \times 10^{-4}$
100	3.43729	26	$9.50 \times 10^{-5}$
200	3.43711	50	$4.28 \times 10^{-5}$
400	3.437018	99	$1.60 \times 10^{-5}$
900	3.436967	221	$1.16 \times 10^{-5}$
1000	3.436963	246	0

表2 模式折射率随阱层和波导层厚度的变化

$d_s$ ( $\text{\AA}$ )	$d_w$ ( $\text{\AA}$ )	$n$	$m$	$\bar{N}_s$	$\bar{N}_p$	$M_1$		$M_2$		$M_3$	
						$\bar{N}_m$	$l$	$\bar{N}_m$	$l$	$\bar{N}_m$	$l$
0	100	—	0	3.198116							
2000	10	200	0	3.378401	3.314063	3.327702	142	3.290574	130	3.216761	107
				3.38038	3.314063	3.330488	141	3.293684	127	3.219337	102
				3.384315	3.314063	3.336037	138	3.299931	122	3.224862	92
				3.403464	3.314063	3.363027	121	3.331086	98	3.258079	55
10000	100	900	0	3.447094	3.424567	3.427555	283	3.398308	196	3.299682	126
				3.428112	3.369768	3.37082	515	3.318812	479	3.20745	576
				3.399988	3.314063	3.316784	662	3.266293	663	(无解)	
				3.357671	3.257406	3.260197	785	3.217381	831	(无解)	
				3.306682	3.199745	3.210039	879	(无解)		(无解)	
10000	400	900	0	3.452084	3.424567	3.436967	221	3.412045	146	3.326118	79
				3.4287368	3.369768	3.373583	506	3.322668	466	3.210006	544
				3.405078	3.314063	3.32395	645	3.272986	640	(无解)	
				3.360142	3.257405	3.264353	777	3.220886	819	(无解)	
				3.314055	3.199745	3.216078	868	(无解)	—	(无解)	
$\infty$	100	—	0	3.451808							

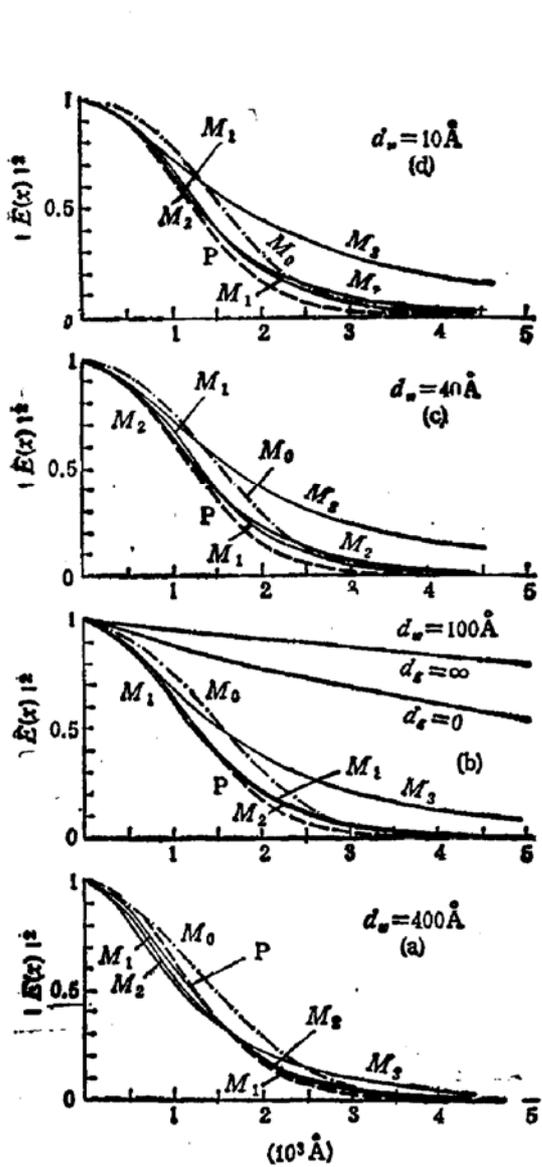


图2 窄波导层情况 ( $d_s = 2000 \text{ \AA}$ ), 不同阱层  $d_w$  的基模近场分布

(a)  $d_w = 10 \text{ \AA}$ ; (b)  $d_w = 40 \text{ \AA}$ ; (c)  $d_w = 100 \text{ \AA}$ . 图中画出  $d_s = 0$  和  $\infty$  的两个极端情况. (d)  $d_w = 400 \text{ \AA}$ , 缓变分层数  $n = 200$

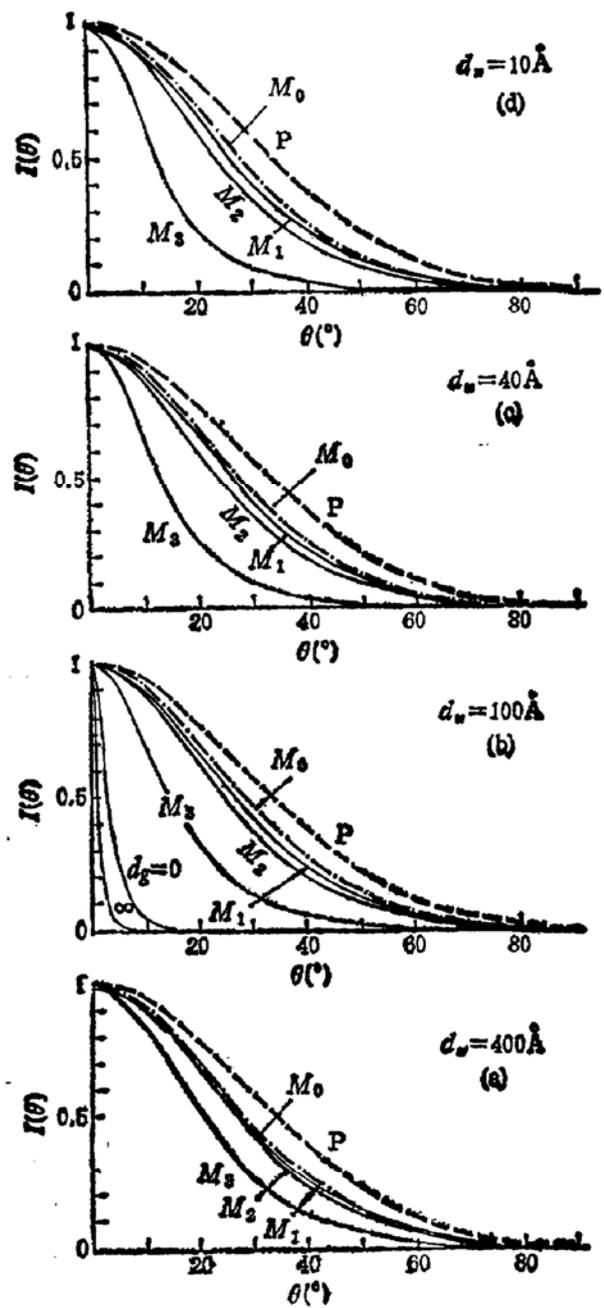


图3 与图2 相应的远场图

$$\bar{n}(\bar{x}) = 3.590 - 0.710\bar{x} + 0.091\bar{x}^2 \tag{54}$$

阱层、突变波导层、限制层各取  $\bar{x} = 0, 0.2, 0.6$ , 则其相应折射率各为  $\bar{n}_0 = \bar{n}_w = 3.590$ ,  $\bar{n}_1 = 3.45164$ ,  $\bar{n}_2 = \bar{n}_c = 3.19676$ , 皆未作量子尺寸效应改正<sup>[2]</sup>, 并取  $A = 1$ . 阱层厚度  $d_w$  分别取  $1, 10, 40, 100, 200, 300, 400 \text{ \AA}$ ; 波导层  $d_s$  各取  $0, 2000, 10000, \infty \text{ \AA}$ ; 波导层分层数  $n$  各取  $1, 50, 100, 200, 400, 900, 1000$ ; 波导层缓变分布各取抛物型 ( $M_1$ ), 线性 ( $M_2$ ), 倒抛物型 ( $M_3$ ) 三种分布作为典型, 与波导层突变分布 ( $M_0$ ) 和延伸抛物型分布 ( $P$ ) 进行比较. 主要计算结果如表 1—3, 图 2—5 所示.

### A. 分层数的影响

表 1 是  $d_w = 400 \text{ \AA}$ ,  $d_s = 1 \times 10^4 \text{ \AA}$ , 波导层作抛物型分布情况下, 分层数  $n = 1 -$



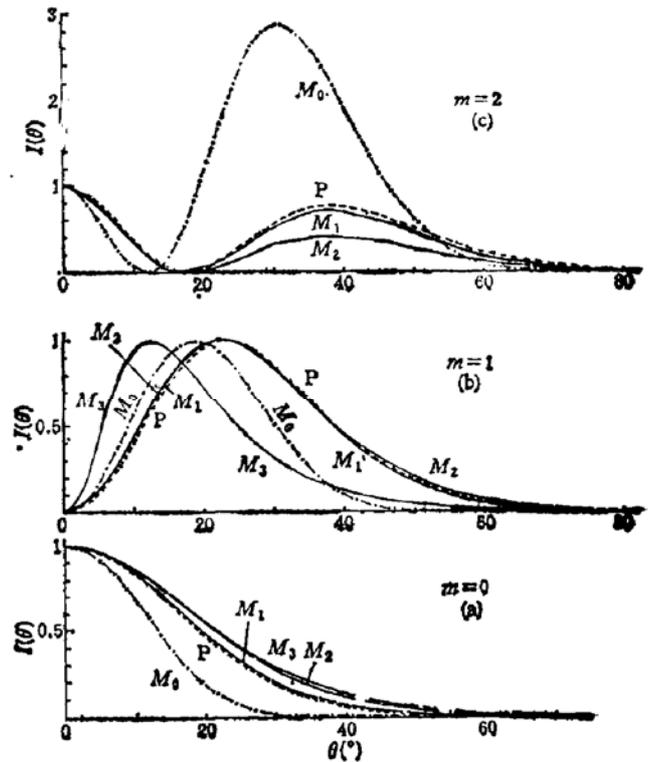
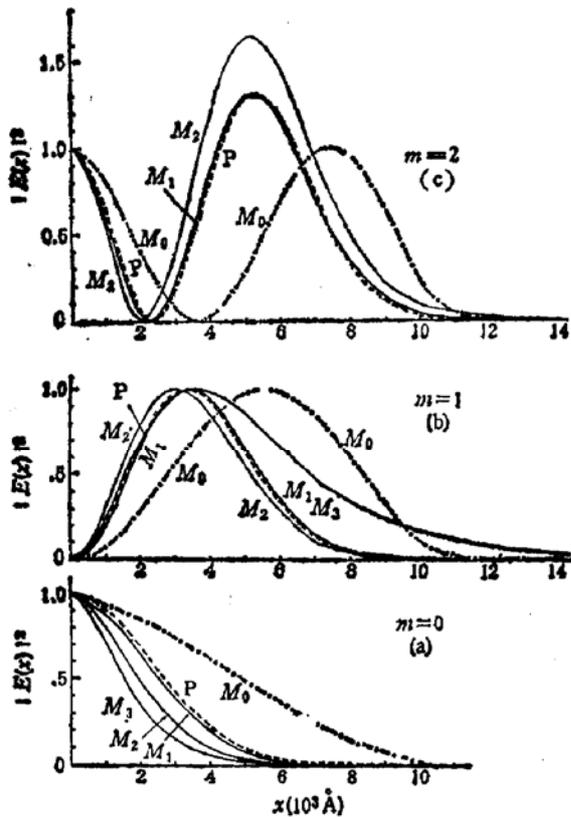


图4 宽波导层情况 ( $d_g = 10000 \text{ \AA}$ ), 阱厚  $d_w$  为  $100 \text{ \AA}$ , 各阶模式的近场图. (a)  $m = 0$ ; (b)  $m = 1$ ; (c)  $m = 2$ , 缓变分层数  $n = 900$

图5 与图4相应的远场图

1000 算出的零阶模式折射率,  $n - 1$  相当于突变波导层情况, 明显大于缓变波导层. 随分层数增加, 模式折射率缓慢减小, 至  $n = 1000$  时趋于不变. 例如  $n = 900$  只比  $n = 1000$  的结果大  $1.16 \times 10^{-6}$  倍, 其它阶也不大于  $5 \times 10^{-6}$  倍, 这时每层厚约为  $10 \text{ \AA}$ , 故分层数取  $n = d_g/10$ , 即可得到很精确的解.

### B. 波导层厚度的影响

当突变波导层  $d_g = 0$  或  $\infty$  时量子阱与限制层或波导层构成简单的三层平板波导. 这时由于有源阱层很薄, 光场将严重外漏, 其近场束宽可达  $29000 \text{ \AA}$  以上, 光限制因子分别为  $9.3 \times 10^{-8}$  和  $3.4 \times 10^{-8}$ , 导致阈值剧烈增加, 但其远场角却非常小, 可达  $2^\circ$  以下. 近场分布与远场分布的这种倒逆关系是傅里叶变换的普遍结果. 波导层越宽, 不管其折射率作何分布, 皆越接近这种三层平板波导的极限情况. 这时虽然有高阶模, 但其光场更多外漏, 奇阶模的光限制因子比零阶模小几个量级, 不可能激射<sup>[4]</sup>, 偶阶模的  $\Gamma_w$  也较小, 一般不易激射.

### C. 阱层厚度的影响

由表 2, 3 可见模式折射率总是随阱层厚度的增加而增加的, 同时从增厚传播解变为原厚传播解的转变层  $l$  也移前, 这时光限制因子将明显增加, 阈值明显下降(可达两个量级).

### D. 波导层分布的影响

表 2, 3 和图 2—5 表明了波导层折射率, 特别是其变化率的分布对模式行为有比较复杂的影响。抛物型分布 ( $M_1$ ) 的变化率先小后大, 线性分布 ( $M_2$ ) 的变化率在波导层内保持恒定而不为零。倒抛物型分布 ( $M_3$ ) 的变化率则先大后小。它们依次有使各阶模式折射率减小, 模数减少(某些高阶模被截止), 并在宽波导层情况下, 使光场向中心集中, 近场束宽减小, 光限制因子增大, 阈值降低, 同时远场角增加, 高阶模远场次峰被压低; 而在窄波导层情况, 则使光场离中心散开, 近场束宽增加, 光限制因子减小, 阈值增高, 同时远场角减小。这些趋势在阱宽越小时越明显。

突变波导层的模式折射率都比缓变分布波导层大, 在宽波导层情况, 光场分布比缓变分布波导层离中心分散, 近场束宽大, 阈值高, 远场角小。突变波导层的光场分布比抛物型分布 ( $M_1$ ) 波导层的光场分布离中心分散, 近场束宽大, 阈值高, 远场角小。但在窄波导层情况, 突变波导层的光场分布比后一种分布 ( $M_3$ ) 波导层向中心集中, 近场束宽小, 阈值低, 远场角大。

#### E. 关于延伸抛物型近似

虽然由于延伸抛物型近似有类似于量子力学简谐振子的解析解, 容易计算。但由表 2, 3 可见, 所得出的模式折射率, 由于忽略了有源阱层的作用而都比只在波导层作抛物型分布 ( $M_1$ ) 的模式折射率偏小, 而非抛物型分布 ( $M_2, M_3$ ) 的模式折射率高得多, 以致得出在实际结构中不应存在的高阶模。其近场束宽, 远场角和光限制因子虽与  $M_1$  的结果接近, 但比非抛物型分布 ( $M_2, M_3$ ) 的结果大得多。

## 四、结 论

本文提出一种能够精确分析波导层具有任意折射率分布而且收敛性好的分层逼近迭代法, 研究了折射率缓变波导层分别限制单量子阱 (GRIN-SCH-SQW) 半导体激光器中波导层及其折射率分布对近场分布, 近场束宽, 远场分布, 远场角, 光限制因子以及激射阈值的作用, 并与延伸抛物型近似解和折射率突变波导层分别限制单量子阱半导体激光器的模式行为进行较全面的比较。结果表明: 现行的延伸抛物型近似可得出比只在波导层作同一抛物型分布的结构略低的解; 但比其它非抛物型分布的解相差太大而不宜普遍采用。引入波导层的分别限制结构可明显地集中光场, 降低阈值; 波导层采用缓变折射率分布比突变分布效果更好。其中以线性分布的阈值最低, 而以倒抛物型分布的远场角最小。完全不采用波导层的阈值虽然很高, 但其远场角却很小, 可达  $2^\circ$  以下。

北京大学物理系杨新民、白孝春同志曾参加本文部分分析和计算工作。

## 参 考 文 献

- [1] 郭长志、白孝春、陈水莲, «第二届半导体超晶格微结构学术研讨会论文摘要汇编», (1988.9 月, 北京) p. 27.
- [2] 郭长志、杨新民, «第六届全国半导体物理学术会议论文摘要», (1987.12 月, 广州) p. 181; 半导体学报, 10, 254(1989).
- [3] F. C. Prince, T.J.S. Mattos, N.B. Patel, D. Kasemset, C.S. Hong, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-21, 634(1985).
- [4] 郭长志、陈水莲, 半导体学报, 9, 135(1988), *Chin. Phys.*, 8(1988).
- [5] 郭长志, «半导体激光模式理论», 人民邮电出版社, (1989).

[6] H.C. Casey, Jr., M.B. Panish, *Heterostructure Lasers* (1978).

## Mode Analysis of Graded-Index Separate-Confinement-Heterostructure Single-Quantum-Well (GRIN-SCH-SQW) Semiconductor Lasers

Guo Changzhi

*(Department of Physics, Peking University)*

Chen Shuilian

*(Department of Applied Mathematics, Tsinghua University)*

### Abstract

A method of lamination-iteration approach for analyzing the GRIN-SCH-SQW semiconductor lasers with guided layers of any index-profile has been proposed. The effects of the guided layer and its index-profile on the near-field pattern and its beam width, the far-field pattern and its angular width, optical confinement factor, and lasing threshold have been investigated by the method, and compared with that obtained by the extended parabolic approximation and that by abrupt guided layer structure. It is shown that the extended parabolic approximation is not feasible for general application in this study. By the use of guided layers with proper index-profile, the lasing threshold may be decreased further (e. g. in cases of parabolic and linear profile), or the far-field angular width may be decreased further (e. g. in case of inverted parabolic profile).

### KEY WORDS

Semiconductor laser, Quantum well, Mode analysis