

# InGaAs(P) 应变补偿多量子阱结构 激光器的理论研究\*

彭宇恒 安海岩 陈维友 刘式墉

(吉林大学电子工程系, 吉林大学电子科学与技术研究所  
集成光电子学国家重点联合实验室吉林大学实验区 长春 130023)

**提要** 从理论上分析了应变补偿多量子阱激光器的阈值特性, 并以 InGaAs(P) 体系为例, 分别对应变补偿结构和普通应变多量子阱激光器进行了数值计算。结果表明, 具有应变补偿结构的激光器可以获得较大的增益和较小的阈值电流密度。其中, 阱材料能带结构的变化是使得应变补偿结构激光器具有上述优良特性的决定性因素。

**关键词** 多量子阱激光器, 应变补偿, 阈值特性

## 1 引 言

近年来, 大应变、多周期量子阱结构激光器以其卓越的性能越来越引起人们的重视。然而, 由于临界层厚度的限制, 这种应变多量子阱激光器的结构稳定性很难得到保证, 例如, 根据 Matthews 和 Blakeslee 的力平衡模型<sup>[1]</sup>所计算的阱宽为 2.5 nm, 1.5% 压缩应变的多量子阱数不能超过 8 个<sup>[2]</sup>。为此, Quilic 等人提出了应变补偿的思想, 即在多量子阱有源区的垒层引入与阱层相反类型的应变, 这样, 总的应变可以写为

$$\epsilon_{\text{avg}} = \frac{N_w(\epsilon_w L_w + \epsilon_b L_b)}{H} \quad (1)$$

其中, 角标  $w$  和  $b$  分别表示阱和垒,  $N$  为有源区的周期数,  $H$  为有源区的厚度,  $\epsilon$  和  $L$  分别表示应变大小和厚度。由于垒材料和阱材料的应变类型相反, 这样便可以调节垒材料应变大小和厚度使得  $\epsilon_w L_w + \epsilon_b L_b$  等于零, 即净应变为零。这种结构激光器理论上可以做到有源区的厚度无限大, 以解决大应变和多周期的矛盾。近年来, 对应变补偿结构多量子阱激光器的实验和理论研究逐渐增多。S. Park 等人从理论上计算了应变补偿激光器的阈值特性<sup>[3]</sup>, 但未从理论上对实质进行分析, 只是给出了计算结果。本文以 InGaAs(P) 体系压缩应变量子阱激光器为例, 讨论了垒材料引入伸张应变后, 能带结构所发生的变化, 进而讨论了对激光器阈值特性的影响。

\* 国家自然科学基金资助项目。

## 2 理论分析与数值计算

我们将以 InGaAs(P) 体系为例, 分别讨论能带结构、状态密度、材料增益、微分增益以及阈值电流密度同腔长的关系。其中, 衬底材料为 InP; 阱材料选取 1.5% 压缩应变的 InGaAs, 阱宽为 8 nm; 垒材料分别选取带边波长为 1.2  $\mu\text{m}$  的与 InP 匹配的 InGaAsP 和引入 1.2% 伸张应变的 InGaAsP, 用以对无补偿和应变补偿两种结构进行比较, 垒宽为 10 nm, 这样, 应变补偿结构激光器的有源区正好能够满足(1)式右边为零。

对能带结构的计算采用包络函数近似的六带模型。在计算中, 忽略了导带与价带之间的能量耦合。应变被视为微扰项分别加在阱材料和垒材料的 Hamilton 矩阵中。导带与价带的能带不连续性的比值取为 4.6。所用到的材料参数<sup>[4-7]</sup>见表 1。

表 1 材料参数

Table 1 Material parameters

	$a_0$	$\gamma_1$	$\gamma_2$	$\gamma_3$	$C_{11}$	$C_{12}$	$A_c$	$A_v$	$B_v$	$E_g$	$\Delta$	$m_c$
GaAs	5.6535	6.95	2.25	2.86	11.88	5.38	7.17	1.16	1.7	1.424	0.34	0.067
InAs	6.0585	19.67	8.37	9.26	11.88	8.329	5.08	1.00	1.8	0.35	0.38	0.023
InP	5.8688	6.28	2.08	2.76	10.22	5.76	5.04	1.27	2.0	1.34	0.11	0.08
GaP	5.4512	4.20	0.98	1.66	14.11	6.20	8.8	1.1	1.8	2.78	0.08	0.17

图 1 给出了对应变补偿和无补偿结构的能带计算结果。图中的实线和虚线分别表示应变补偿结构和无补偿结构。从图中可以看出, 两种结构阱材料能带结构的第一重空穴  $\text{HH}_1$  带虽然没有明显的区别, 但是, 应变补偿结构的第一轻空穴带  $\text{LH}_1$  要比无补偿结构的  $\text{LH}_1$  带低大约 25 meV。我们认为这是由于垒材料引入伸张应变后, 其能带结构的变化对阱材料能带结构的影响所致。而两种结构能带结构的不同表现在状态密度上的结果由图 2 给出。可以看出, 价带第一轻、重空穴带的叠加结果使得应变补偿结构在从价带顶到近 -120 meV 这个范围内都

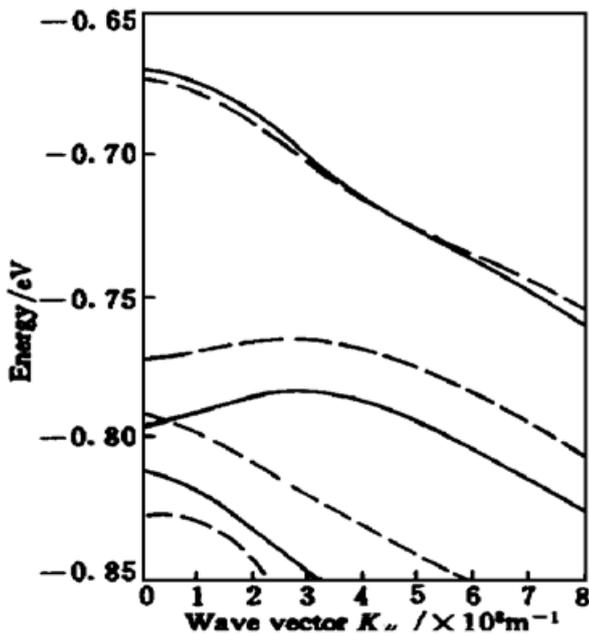


图 1 应变补偿结构和无补偿结构的价带  $E-K$  关系  
Fig. 1 Valence-band structure for strain-compensated and non-compensated structures

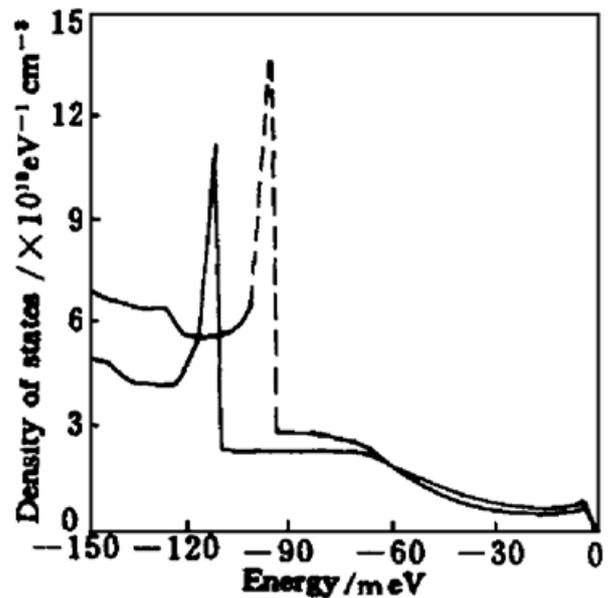


图 2 空穴的有效状态密度  
Fig. 2 Density of states for holes

具有较小的状态密度。而无补偿结构的状态密度在  $-90 \text{ meV}$  附近就开始明显增大了。这样,在同等注入条件下,应变补偿结构激光器将使空穴的准费米能级更加容易地深入到价带内部,进而可以获得较大的增益。

对于增益的计算在不考虑带内跃迁的情况下由下式给出

$$G(E) = \int_{E_0}^{\infty} G_0(f_1 - f_2)L(E, E') dE' \quad (2)$$

其中,  $f_1$  和  $f_2$  分别代表导带电子占有几率和价带电子占有几率。 $E, E_0, G_0$  分别表示光子能量、量子阱激光器的带边激射能量、量子阱结构和材料有关的增益常数, 该常数为

$$G_0 = \frac{E \times m_r \times |M|^2}{\hbar^3 \times c/n \times L_z} \quad (3)$$

其中,  $c/n$  为群速度,  $L_z$  为势阱宽度,  $m_r$  为导带和价带有效质量的折合质量,  $m_r = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}$ ,  $M$  为电子跃迁的偶极矩阵元,

$$|M|^2 = M_{\text{dip}}(eh/2E_{\text{ch}})^2 \left[ \frac{E_g(E_g + \Delta)}{(E_g + 2\Delta/3)mc} \right] \quad (4)$$

$M_{\text{dip}}$  是与偏振状态有关的系数。

$L(E, E')$  是线形函数, 采用洛仑兹(Lorentzian)线形函数对增益进行计算, Lorentzian 线形函数为

$$L(E, E') = \frac{1}{\pi} \frac{\hbar/\tau}{(E - E')^2 + (\hbar/\tau)^2} \quad (5)$$

取带内弛豫时间  $\tau$  等于  $0.1 \text{ ps}$ 。

分别对两种结构激光器的材料增益和微分增益进行了计算, 计算结果如图 3 和图 4 所示。两个图中仍是实线代表应变补偿结构, 虚线代表无补偿结构。可以看出, 在同等注入条件下, 具有应变补偿量子阱结构的激光器能够获得较大的增益。并且, 具有较小的透明载流子浓度  $N_{\text{tr}}$ , 图中所示为  $1.8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 而无补偿结构的  $N_{\text{tr}}$  为  $2.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 。另外, 从微分增益的图中可以看出, 随着注入载流子浓度的增加, 两者的微分增益相差越来越大, 应变补偿结构激光器始终具有较大的微分增益。这是因为, 当注入载流子浓度较高时, 价带空穴的准费米能级

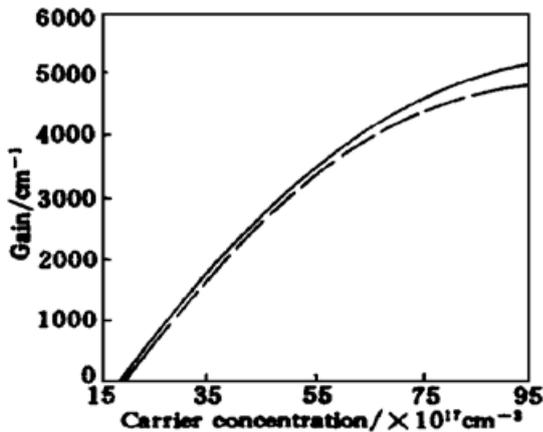


图 3 材料增益随载流子浓度的变化

Fig. 3 The optical gain versus injected carrier concentration

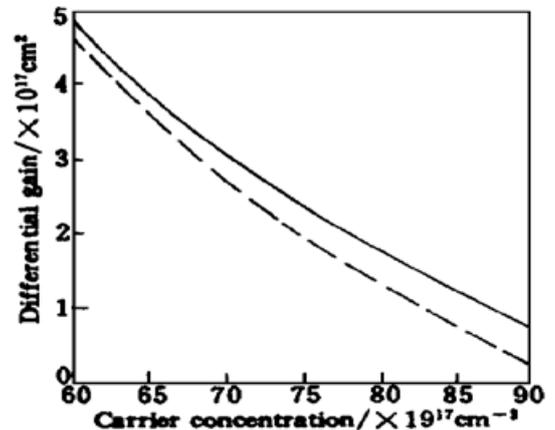


图 4 微分增益随载流子浓度的变化

Fig. 4 The differential gain versus injected carrier concentration

深入到价带内部, 由于应变补偿结构激光器的第一轻空穴带距离价带顶较远, 空穴在该带上的占有几率较小, 因此, 空穴可以填充到较深的能级, 进而可以获得较大的增益和微分增益。所以, 可以认为这种增益特性的改善主要取决于能带结构的变化。

半导体激光器的阈值条件可以由下式表达

$$\Gamma G = \alpha_i + \frac{1}{2L_c} \ln \left[ \frac{1}{R_1 R_2} \right] \quad (6)$$

其中,  $\alpha_i$  为内部损耗, 对于量子阱激光器, 由于其有源区内的载流子数目较少, 因此,  $\alpha_i$  的取值较通常双异质结结构激光器要小一些, 这里取为  $5.8 \text{ cm}^{-1}$ <sup>[8]</sup>。  $L_c$  为激光器的腔长。  $R_1$  和  $R_2$  分别为两腔面的反射率, 计算中均取为 0.3。  $\Gamma$  是光学限制因子, 对于多量子阱结构, 由于是许多层波导, 没有精确的公式解, 并且用有限差分的数值解法也十分复杂。人们通常采用如下的经验公式来近似求解多量子阱结构的光学限制因子<sup>[9]</sup>

$$\Gamma = \gamma N_w L_w \quad (7)$$

其中,  $N_w$  为阱数,  $L_w$  为阱宽,  $\gamma$  定义为单位长度的光限制因子, 对于 InP 体系, 取  $\gamma = 1.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ 。

根据(6)式所给出的阈值条件, 以及前面得到的增益与注入载流子浓度之间的关系, 可以直接用数值方法求得阈值载流子浓度  $N_{th}$ , 阈值电流密度与阈值载流子浓度的关系由下式给出

$$J_{th} = N_w J = N_w e N_{th} (B_{eff} L_c N_{th} + 2v_s) \quad (8)$$

其中,  $J$  表示单个阱的阈值电流密度;  $B_{eff}$  为辐射复合系数, 在室温下取  $B_{eff} = 2.5 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ ,  $v_s$  为界面复合速率, 取  $v_s = 40 \text{ cm/s}$ 。

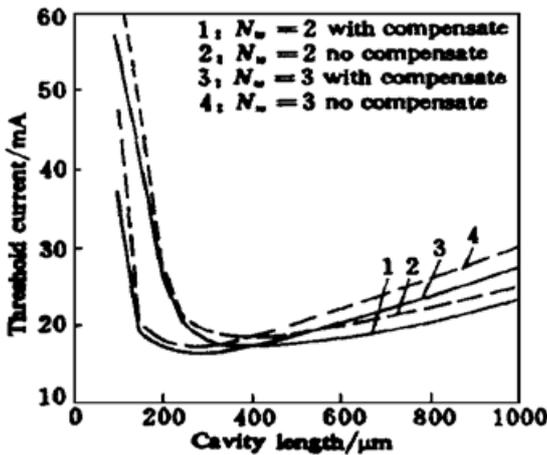


图 5 阈值电流同腔长的关系

Fig. 5 The threshold current versus cavity length

式(6)实质上是指当模式增益等于所有的损耗时, 激光器便可以激射。而该式右端第二项为腔面损耗, 由于腔面反射率是固定的, 因此, 实际上的损耗大小主要是由腔长来决定的。腔长越长, 损耗系数越小, 要达到阈值条件所需要的模式增益和注入载流子浓度越小, 因此阈值电流密度也越小。但是, 阈值电流密度  $I_{th} = L_c W J_{th}$ , 其中  $W$  为条宽, 计算中取  $5 \mu\text{m}$ 。因此, 阈值电流随着腔长的变化有一个最佳值。图 5 给出了由(6)~(8)式计算出的阈值电流同腔长之间的关系。可以看出, 具有应变补偿结构的激光器在同等条件下可以获得较小的阈值电流, 事实上, 阈值电流的减小要归功于较大的材料增益, 因此, 也是由能带结构的变化而决定的。

### 3 结 论

计算了应变补偿和无补偿两种结构激光器的能带结构、增益特性和阈值特性。结果发现, 由于能带耦合作用, 使得应变补偿结构激光器的价带第一轻空穴带远离价带顶, 可以获得较小的状态密度和较大的材料增益及微分增益, 进而可以获得较小的阈值电流。

## 参 考 文 献

- 1 J. W. Matthews, A. E. Blakeslee. Defects in epitaxial multi-layers. *J. Cryst. Growth*, 1974, **27** : 118 ~ 125
- 2 C. P. Seltzer, S. D. Perrin, M. C. Tatham *et al.*. Zero-net-strain multi-quantum well lasers. *Electron. Lett.*, 1991, **27**(13) : 1268~ 1270
- 3 S.-H. Park, W.-G. Jeong, B.-D. Choe. Strain-compensated InGaAs/InGaAsP quantum well lasers lattice matched to GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **66**(2) : 201~ 203
- 4 S. Adachi. Material parameters of InGaAsP and related binaries. *J. Appl. Phys.*, 1982, **53** : 8775~ 8792
- 5 Y. Zou, P. Grodzinski, E. P. Menu *et al.*. Characterization and determination of the band-gap discontinuity of the  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  pseudomorphic quantum well. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(6) : 601~ 603
- 6 K. Domen, H. Ishikawa, M. Sugawara *et al.*. Effect of spin-orbit split-off band on optical gain in AlGaInP/GaInP strained quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, **66**(4) : 466~ 468
- 7 Su-Huai Wei, Alex Zunger. Strain effects on the spectra of spontaneously ordered  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ . *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(6) : 757~ 759
- 8 P. L. Derry, R. J. Fu, C. S. Hong *et al.*. Analysis of the high temperature characteristics of InGaAs-AlGaAs strained quantum-well lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1992, **28**(12) : 2678~ 2705
- 9 C. H. Lin, Y. H. Lo. Empirical formulas for design and optimization of 1.55  $\mu\text{m}$  InGaAs/InGaAsP strained-quantum-well lasers. *IEEE. Photon. Tech. Lett.*, 1993, **5**(3) : 288~ 230

## Theoretical Analysis for InGaAs(P) Strain-compensated Multiple-quantum-well Lasers

Peng Yuheng   An Haiyan   Chen Weiyong   Liu Shiyong

(National Integrated Optoelectronics Laboratory, Jilin University Region, Changchun 130023)

**Abstract** The threshold characteristics of strain-compensated multi-quantum-well lasers are analyzed theoretically. Taking the InGaAs(P) system as an example, the strain-compensated and common strain multi-quantum-well lasers have been studied. The results show that we can obtain larger optical gain and lower threshold current by the use of a strain-compensated structure. The variation of valence-band-structure plays an important role in improving the characteristics of the strain-compensated structure.

**Key words** multiple-quantum-well lasers, strain-compensation, threshold characteristics