

在脊形波导级联双区量子阱激光器中 皮秒光脉冲的产生*

张敬明 徐遵图 杨国文 郑婉华
李世祖 肖建伟 徐俊英 陈良惠

(国家集成光电子学联合实验室 中国科学院半导体研究所 北京 100083)

摘要 本文讨论脊形波导级联双区增益(或 Q)开关 MBE 生长量子阱皮秒激光器的工作原理和实验,测得的脉冲半峰宽 FWHM < 60 ps, 与理论值符合很好.

PACC: 4255P, 4260F, 4280W, 4282, 7845

1 引言

对各种类型的激光器,一个共同的工作方向是产生超短光脉冲. 半导体激光器的超短光脉冲除了高速率大容量长距离孤子光通信应用外,还可用于光电子测量技术,例如电光采样^[1], A-D 变换^[2]和光学元件的响应试验,或者半导体材料时间分辨光致发光研究等. 近年来半导体大功率皮秒光脉冲的产生^[3]及在高功率皮秒光电导开关应用中也获得了可喜的进展^[4].

利用半导体激光器产生超短光脉冲已开展了大量的研究^[5-7],主要有二种方法;锁模(主动或被动)技术和增益(或 Q)开关方法. 锁模方法可以产生更短的光脉冲,但需要外腔,技术要求高. 增益(或 Q)开关法,由于不需要外腔,体积小. 容易工作,重复频率不受激光器腔往返行程时间约束而广泛受到重视. MOCVD 生长的 1.3 μm 波长 InGaAsP/InP 多量子阱激光器已获得小于 4ps 的超短光脉冲^[8].

本文对级联双区量子阱激光器用增益(或 Q)开关产生超短光脉冲进行理论分析. 对描述激光器载流子和光子密度的动力学方程,考虑了强光脉冲下非线性极化率引起的三阶非线性增益系数的影响和计算了低于透明载流子浓度时,光吸收与载流子浓度的关系. 我们制备了级联双区脊形波导量子阱激光器,并使其产生和测试了超短光脉冲,最后对获得更短的光脉冲进行了讨论.

* "863"高技术资助项目

张敬明 男,1941年生,副研究员,主要从事光电子器件理论和技术研究(激光二极管、光波导、开关、单频激光器)
徐遵图 男,1964年生,助理研究员,主要从事半导体量子阱光电子器件的研究
1994年1月3日收到初稿,1994年3月3日收到修改稿

2 理论

考虑包括放大区和吸收调制区的级联双区增益(或 Q)开关量子阱激光器,假定两区之间的电隔离区起无损耗耦合波导作用(损耗归入放大区或吸收调制区),有好的电绝缘,两区分别加驱动电流,均匀泵浦.描述级联双区量子阱激光器动力学特性的单模速率方程可以由下述联立方程表示

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{J_1(t)}{qML_z} - \frac{c}{n_r} g_1(n_1, E_1)(1 - \epsilon p) p - B_c n_1^2 \quad (1a)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{J_2(t)}{qML_z} - \frac{c}{n_r} g_2(n_2, E_1)(1 - \epsilon p) p - B_c n_2^2 \quad (1b)$$

$$\frac{dp}{dt} = M\Gamma_0 \frac{c}{n_r} [r_1 g_1(n_1, E_1) + r_2 g_2(n_2, E_1)](1 - \epsilon p) p + M\Gamma_0 \beta B_c (r_1 n_1^2 + r_2 n_2^2) - \frac{p}{\tau_p} \quad (1c)$$

其中下标 1, 2 分别表示放大区和吸收区, n 为载流子密度, p 为光子密度, J 为注入电流密度, $g_i(n_i, E_i)$ 表示量子阱材料线性光增益, E_i 表示激射光子能量, ϵ 是非线性增益系数或增益压缩因子, B_c 为复合常数. $L = L_1 + L_2$ 为腔长, $r_1 = \frac{L_1}{L}$ 和 $r_2 = \frac{L_2}{L}$ 分别为两区的增益权重因子. M 为阱数, Γ_0 为单阱限制因子. 吸收调制区通常载流子浓度较低, 小于或稍大于透明载流子浓度, 所以 $g_2(n_2, E_i)$ 常常是负值, 即为吸收.

两区的增益(或吸收)由下式表示的量子阱的线性增益函数决定^[9],

$$g^{(1)}(\hbar\omega, n) = \frac{\omega\mu c}{n_r} \rho_{cv} \sum_1^N \int_{E_g + E_{ci} + E_{vi}}^{\infty} \langle R_{cv}^2 \rangle (f_c - f_v) \frac{\hbar/\tau_{in}}{(\hbar\omega - E_{cv})^2 + (\hbar/\tau_{in})^2} dE_{cv} \quad (2)$$

在 300K, 对阱宽 $L_z = 100 \text{ \AA}$ 的 GaAs/Ga_{0.8}Al_{0.2}As 单量子阱计算的增益(或吸收)随载流子浓度的变化及光子能量的关系如图 1 所示. 图中给出了五个光子能量的曲线, 增益峰光子能量为 1.4488eV. 可以看出在靠近透明载流子浓度附近增益峰能量向低能偏移, 载流子填充比带收缩效应强. 另外光子能量越高, 透明电子浓度越高, 低载流子浓度的吸收系数越大.

由图 1 我们把级联双区 ps 量子阱激光器分成两类工作状态, 其一为 Q 开关工作状态, 即放大区驱动在比阈值高得多的载流子浓度, 而吸收调制区驱动在低载流子浓度, 甚至为了降低光生载流子加反向偏置. 因此吸收调制区光吸收损耗很大, 激光腔 Q 值很低, 即使放大区有高增益也不发生受激发射. 一旦吸收调制区注入电流, 载流子浓度增加, 吸收减小, 谐振腔 Q 值提高, 阈值条件满足, 受激发射发生, 并使放大区载流子耗尽(明显低于阈值水平), 产生一次 ps 脉冲. 在 Q 开关工作状态下, 放大区载流子浓度起伏大, 能获得高峰值功率重复单次光脉冲. 由于载流子恢复需要较长的时间, 在阈值注入水平时约为载流子寿命的量级, 必须加大注入电流加速载流子恢复, 故高重复频率工作较困难. 第二类工作状态是放大区和吸收调制区都在阈值载流子浓度附近, 称为增益开关工作状态. 由于载流子浓度恢复较快, 所以调制速率较高, 但输出脉冲幅度较小.

欲求解单模速率方程(1),必须给出(1)式中两区的光增益或吸收对载流子浓度的函数关系.对图 1 在激射光子能量 E_i ,对放大区和吸收调制区的载流子浓度范围分别用多项式拟合增益函数

$$g_i(n_i)|_{\hbar\omega=E_i} = \sum_j a_j n_i^j \tag{3}$$

其中 $i = 1$ 或 2 表示放大区或吸收调制区.

Y · Arakawa^[10]已讨论了非线性增益系数,结果为

$$\epsilon(\hbar\omega, n) = \frac{A}{g^{(1)}(\hbar\omega, n)} \rho_{cv} \sum_i \int_{E_g+E_{ci}+E_{vi}}^{\infty} \langle R_{cv}^A \rangle (f_c - f_v) \alpha^2(\hbar\omega - E_{cv}) dE_{cv} \tag{4}$$

其中 $\alpha(\hbar\omega, E_{cv}) = \frac{\hbar/\tau_{in}}{(\hbar\omega - E_{cv})^2 + (\hbar/\tau_{in})^2}$ 为洛伦兹线型函数.利用(4)式,考虑 K · Y · Lau^[11]和 P · M · Downey^[12]给出的 ϵ 值,我们取 $A = 1 \times 10^{-7}$. 计算结果表明 ϵ 是光子能量的敏感函数,且与载流子浓度有关.在增益峰光子能量,计算的非线性增益系数与载流子浓度的关系表示为

$$\epsilon(\hbar\omega, n)|_{\hbar\omega=E_i} = 2.85 \times 10^{-36} \cdot n + 1.5 \times 10^{-17} \text{ (cm}^3\text{)} \tag{5}$$

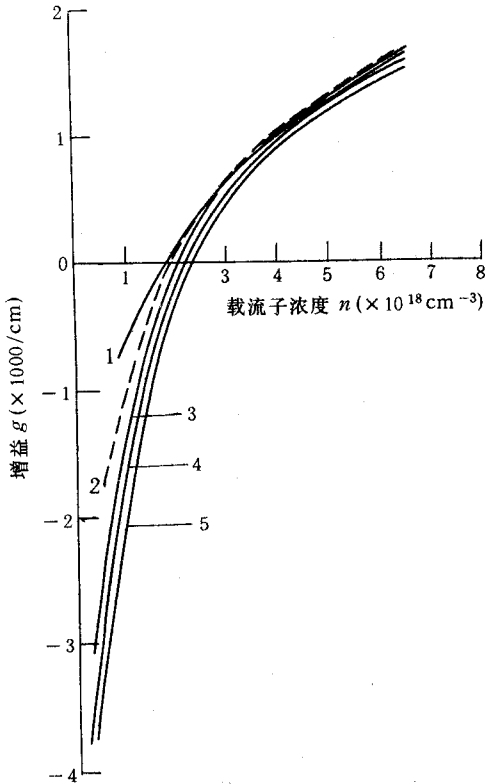


图 1 量子阱增益(或吸收)随载流子浓度的变化及光子能量的关系 曲线‘2’为增益峰光子能量
1 1.4424eV, 2 1.4488eV, 3 1.4552eV,
4 1.4616eV, 5 1.4680eV

式中 n 是放大区的载流子浓度.将(3)(5)式代入(1)式,为便于对(1)式进行数值计算,用 $1/B_c n_{th}^2$ 乘以(1a)和(1b)式, $\frac{\tau_c^2}{\tau_p n_{th}}$ 乘以(1c)式进行无量纲归一化处理.其中 n_{th} 是指吸收调制区处于透明时的值.用龙格库塔法对方程(1)进行数值解.一个典型的 Q 开关产生 ps 脉冲的计算结果表示在图 2 中.可以看出吸收调制区的脉冲注入电流使 n_2 线性上升,到激射条件后放大区载流子浓度迅速下降,产生一次脉冲.由于受激吸收作用, n_2 加速增加,到光脉冲峰值.吸收调制区脉冲结束后,由于反偏置使 n_2 恢复到零,光脉冲过后放大区载流子浓度再一次上升.

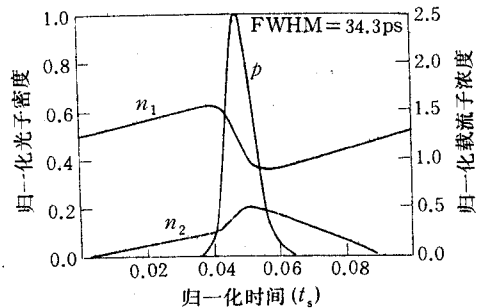


图 2 Q 开关周期内,放大区和吸收调制区电子浓度和光子密度的典型变化 吸收调制区半个周期加脉冲

为了进行比较,在相同光子寿命 $\tau_p = 2.86(\frac{1}{\tau_p} = \frac{c}{n_r}(\alpha_1 + \frac{1}{2L_1} \ln \frac{1}{R_1 R_2}))$,对不同量子阱数 M 的器件计算阈值载流子浓度 n_{th} , 阈电流密度 J_{th} , 自发发射寿命 τ_s , 张弛振荡频率 f_r , 光脉冲 FWHM 和峰值脉冲功率 P_m 随阱数的变化, 列于表 1 中. 可以看出非线性增益系数对光脉冲宽度影响很大. 在 $\epsilon = 0$ 时, 计算结果仅为现在模型的 $\sim \frac{1}{2}$. 显然非线性增益系数降低了微分增益. 张弛振荡频率和脉冲峰值功率随阱数增加而增加. 光脉冲 FWHM 随阱数增加而减小. 4 个阱的二组数据表明: 光子寿命降低, 使阈值载流子密度增加. 自发发射寿命降低, 阈电流密度增加. 张弛振荡频率提高, 脉冲 FWHM 降低, 峰值功率降低.

表 1 器件参数随阱数的变化

M	$n_{th}(10^{18}/\text{cm}^3)$	$J_{th}(\text{A}/\text{cm}^2)$	$\tau_s(\text{ns})$	$f_r(\text{GHz})$	FWHM(ps)	FWHM(ps) ($\epsilon=0$)	P_m (mW)
1	4.53	329	2.45	7.21	34.3	22.1	241
2	2.95	278	3.77	7.76	26.4	15.1	292
3	2.51	302	4.43	8.38	22.2	13.3	405
4	2.30	338	4.84	9.01	19.3	9.7	506
4*	2.50	399	4.45	9.64	17.8	8.9	429

* 为 $\tau_p = 2.17 \text{ ps}$ 的结果

3 实验

3.1 器件制备及特性

实验使用的器件是脊形波导单量子阱激光器, 在分子束外延(MBE)片上用半导体平面工艺制备. MBE 外延片是在(100)面 n^+ -GaAs (掺 Si, $1-3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) 衬底上, 依次生长 $1 \mu\text{m}$ n-GaAs 缓冲层(掺 Si, $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $1.2 \mu\text{m}$ N-Al_{0.6}Ga_{0.4}As 下限制层(掺 Si, $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $0.2 \mu\text{m}$ Al_xGa_{1-x}As 线性折射率缓变层(不掺杂, $x=0.6-0.2$), 100 \AA -GaAs 单量子阱, 两边 100 \AA 的 Al_{0.2}Ga_{0.8}As 垒(不掺杂), $1 \mu\text{m}$ P-Al_{0.6}Ga_{0.4}As 上限制层(掺 Be, $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $0.2 \mu\text{m}$ P⁺-GaAs 顶盖层(掺 Be, $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). 脊形器件工艺是在 MBE 材料 P⁺面上用光刻湿法腐蚀得到器件正台形, 精确控制上限制层腐蚀剩约 $0.2 \mu\text{m}$, 用 CVD 法淀积约 2000 \AA 的 SiO₂, 然后在台面上光刻出电极窗口. 用常规工艺制备 P 和 N 面电极, 并在 P 面获得两区分离的电极. 解理后的管芯厚约 $100 \mu\text{m}$, 脊形台底宽约 $5 \mu\text{m}$, 隔离区长 $15 \mu\text{m}$ 腔长 $400 \mu\text{m}$, 吸收调制区长 $100 \mu\text{m}$, 两区 P 电极间隔离电阻 $300-500 \text{ k}\Omega$. 管芯 P 朝上. 吸收调制区作出光面键合在镀铟无氧铜热沉上. 谐振腔两端面都为自然解理面. 激射波长 $\sim 8550 \text{ \AA}$. 吸收调制区与 50Ω 阻抗匹配的微带电路相连. 放大区串联 40Ω 限流电阻与直流电源或脉冲发生器相接.

一个脊形波导级联双区单量子阱激光器的直流输出特性如图 3 所示. 在输出特性的低功率区, 可以看出当吸收调制区注入电流 I_m 增加时, 器件阈电流减小, 微分子效率提高. 吸收调制区电流 I_m 起调制激光腔损耗(或增益)的作用. 器件微分子效率 η_d 为

$$\eta_d = \eta_i \frac{1}{2L_1} \ln \frac{1}{R_1} \frac{1}{R_2} / [\alpha_1 + (\alpha_2 - g_2) \frac{L_2}{L_1} + \frac{1}{2L_1} \ln \frac{1}{R_1} \frac{1}{R_2}] \quad (6)$$

和阈电流 I_{th} 为

$$I_{th} = MJ_0WL_1 \exp\left[\frac{\alpha_1 + (\alpha_2 - g_2) \frac{L_2}{L_1} + \frac{1}{2L_1} \ln \frac{1}{R_1} \frac{1}{R_2}}{MT_0 G_0} - 1\right] \quad (7)$$

其中 $(\alpha_2 - g_2)$ 为吸收调制区的增益(或吸收), J_0 和 G_0 为增益特性的工作点^[13], W, L_1 分别为条宽和放大区长度. 吸收调制区电流变化改变了 $(\alpha_2 - g_2)$ 值, 正如图 1 所示. 因此(6)(7)式和图 2 中的 η_d 和 I_{th} 发生改变.

3.2 ps 脉冲的产生和测试

为获得重复单次 ps 脉冲, 吸收调制区加一个快速窄脉冲, 该脉冲由 AVP-AV-1-C 型 ps 上升时间脉冲发生器产生, 重复频率 2k-1MHz 连续可调, 宽度 0.2-4.0ns 可调, 上升时间 60ps, 下降时间 135ps, 输出 0-5V 可调. AVP-AV-1-C 型脉冲发生器的同步输出触发 7104 取样示波器同步. 放大器由恒流源直流驱动. 对阈值高的器件, 放大器可以脉冲驱动, 但两脉冲后沿必须同步. 这种方法有时也称相关注入法. 激光器产生的 ps 光脉冲由自聚焦透镜准直, 再由显微镜物镜聚焦到与 HP1159B 偏置网路(带宽 0.1-18GHz)连接的 PD50-OM 型快速 GaAlAs/GaAs PIN 光二极管受光面上(光二极管的 -3dB 点在 7GHz, -8dB 点在 12GHz), 用 7104 示波器具有 14GHz 带宽的 S_4 取样头(上升时间 25ps)测量光脉冲. 图 4 表示测试系统原理图. 测得光脉冲的典型宽度如图 5 所示, 重复频率可任意调节, 光脉冲半峰宽 <60ps.

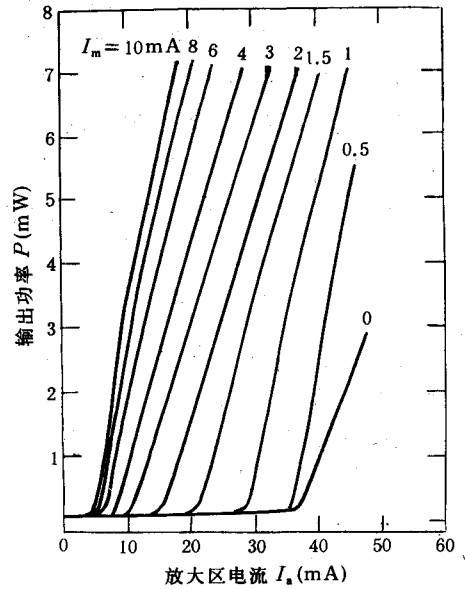


图 3 脊形波导单量子阱级联双区激光器输出特性

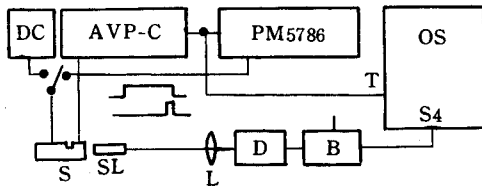


图 4 测试装置原理

APV-C 快速脉冲源, PM5786 脉冲源, OS7104 示波器, SL 自聚焦透镜, L 透镜, D 探测器, B 偏置电路, S 激光器样品, DC 直流恒流源

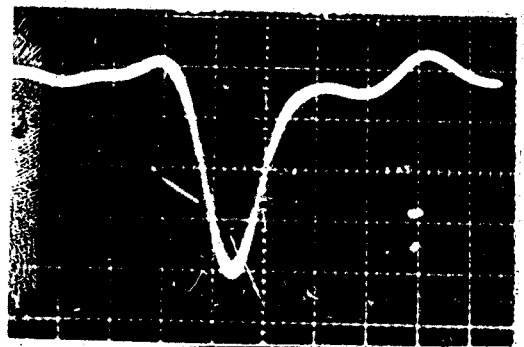


图 5 ps 脉冲波形

水平 20ps/cm, 垂直 50mV/cm, 光脉冲 FWHM 为 60ps, 重复频率 1MHz, 放大区直流偏置 28mA

4 讨论

我们分析了级联双区量子阱激光器各区载流子浓度和光子密度相互关系的动力学方程,利用多项式拟合量子阱增益与载流子密度的关系,并用数值计算研究器件各参数对产生光脉冲宽度和幅度的影响.计算结果表明器件有源层材料的微分增益和非线性增益系数是影响光脉冲宽度和幅度的关键因素.它反映激光器内部建立和退出受激发射过程中载流子和光子相互作用的速率.微分增益高表明载流子密度变化引起光增益变化大,因此能够较快地建立或退离受激发射.除此之外,电驱动条件也会影响光脉冲宽度,最好的驱动条件是当光脉冲达到峰值时,吸收调制区立即停止注入,并加反向偏压,使吸收调制区的载流子迅速降低、吸收增大,让激光器迅速退出受激发射.降低光子寿命使阈值增益提高,量子阱的增益饱和效应会使增益工作点上移到较低微分增益点.激光器弛豫振荡频率 $f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{c g' P_0}{n_i \tau_p}}$. 如果 g'/τ_p 增加会提高 f_r , 有利于脉冲变窄. 假如 g'/τ_p 降低, 会减小 f_r , 不利于减小光脉冲宽度. 为此需要优化结构设计. 量子阱数增加使增益工作点下移微分增益提高, 因此脉冲半宽降低. 事实上不应采取更多的阱数, 因为阱数增加会增加内部损耗. 降低增益非线性系数或使器件在较低光子密度下工作, 有利于降低脉冲宽度. 但是后者常常是不希望的.

5 结语

我们制备了脊形波导级联双区单量子阱激光器,并使它产生了 ps 光脉冲,测试结果光脉冲半宽小于 60ps,脉冲重复频率可以任意调节,最高重复频率 1MHz,尚未测得自相关曲线.由于受到探测器和取样示波器频率特性限制,可以估计测得的脉冲半宽为 30~40ps,该结果与理论值十分符合,采用多量子阱结构或应变量子阱是今后进一步减小脉冲宽度的途径.

参 考 文 献

- [1] J. Wiesenfeld IBM J. Res. Develop., 1990, **34** (2/3): 141—161.
- [2] R. A. Becker, *et al.*, Proc. IEEE, 1984, **72**: 802—819
- [3] B. J. Thedrez, *et al.*, IEEE Photo. Technol. Letters, 1993, **5** (1): 19
- [4] C. H. Lee, IEEE Trans. Electron. Devices, 1990, **37** (12): 2426—2438
- [5] 徐俊英等, 1991 光电子器件与集成技术年会论文集, 1991, P115.
- [6] N. Omodera, *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron., 1985, **21** (6): 568—575.
- [7] D. J. Derickson, *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron. 1992, **28** (10): 2186—2202
- [8] R. Nagarajan, *et al.*, Appl. Phys. Lett., 1989, **55** (3): 1273.
- [9] 张敬明等, 半导体学报, 1992, **13** (2): 67—74.
- [10] T. Takahashi and Y. ARAKaWa, IEEE Photo. Technol. Lett., 1991, **3**(2): 106.
- [11] K. Y. Lau, Appl. Phys. Lett., 1988, **52** (4): 257.

- [12] P. M. Downey, *et al.*, IEEE J. Quantum. Electron. 1987, **23** (6):1037—1047.
[13] 张敬明等, 半导体学报, 1992, **13** (8):463—468.

Generation of Picosecond Pulses in Ridge Waveguide (RW) Quantum Well Lasers Consisting of Tandem Two-Section

Zhang Jingming, Xu Zuntu, Yang Guowen, Zheng Wanhua,

Li Shizu, Xiao Jianwei, Xu Junying and Chen Lianghui

(Institute of Semiconductors, The Chinese Academy of Sciences,

National Integrated Optoelectronics Lab., Beijing 100083)

Received 3 January 1994, revised manuscript received 3 March 1994

Abstract The principle and experimental results of gain (or Q)-switching picosecond quantum well lasers consisting of tandem two-section ridge waveguide grown by MBE are studied. The full widths at half-maximum (FWHM) of the measured pulses are less than 60ps. This experimental results are in good agreement with the theoretical value.

PACC: 4255P, 4260F, 4280W, 4282, 7845