

文章编号: 1001-3806(2002)04-0287-03

电脉冲调制下半导体激光器保真输出研究*

康俊¹ 李明中² 隋展² 陈建国³

(¹重庆师范学院物理系, 重庆, 400030)

(²中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳, 621900)

(³四川大学光电系, 成都, 610064)

摘要: 从速率方程组出发, 对电调制方式下由多脉冲现象引起的脉冲畸变现象进行了讨论, 并提出通过改变调制条件来实现光脉冲保真输出的方案。

关键词: 半导体激光器; 速率方程组; 多脉冲

中图分类号: TN248.4 **文献标识码:** A

Fidelity of optical pulses under current modulation semiconductor lasers

Kang Jun¹, Li Mingzhong², Sui Zhan², Chen Jianguo³

(¹ Department of Physics, Chongqing Normal College, Chongqing, 400030)

(² Institute of Nuclear Physics and Chemistry, CAEP, Mianyang, 621900)

(³ Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

Abstract: The rate equation has been used to discover the reason of pulse distortion caused by the multi-pulses. The way to reduce the distortion of pulse has been discussed.

Key words: semiconductor laser; rate equations; multi-pulses

引言

在“神光 III”系统主振荡器诸多设计方案中, 用电调制方法直接从半导体激光器输出“种子脉冲”的方案是非常简捷的。在调制方案中, 输入主振荡器的电脉冲形状是固定的, 直流偏置设定在阈值之上, 用电脉冲调制半导体激光器输出光脉冲, 然后对 LD 的输出脉冲进行一定的“切割”后得到所需要的光脉冲。为此希望输出光脉冲相对电脉冲的形状畸变越小越好。在引起光脉冲畸变的各种因素中, 弛豫振荡引起的“多脉冲”^[1]现象会使得输出光脉冲出现较大畸变, 这种影响是必须要解决的问题。

对高斯脉冲在调制过程中使光脉冲产生畸变的弛豫振荡因素进行了分析, 并提出减小光脉冲输出畸变的具体措施。

1 多脉冲现象

一般来讲, 在脉冲宽度不太窄的情况下, 半导体激光器的动态行为可以用单模速率方程组来描述。令 $S/\Gamma = P$, $\epsilon/\Gamma = \epsilon$, ϵ' 为增益压缩因子, S 为光子数密度, Γ 为限制因子, 代入速率方程组^[2]中可得:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV} - \frac{D(N - N_0)P}{1 + \mathcal{E}P} - \frac{N}{\tau_c} \quad (1a)$$

$$\frac{dP}{dt} = \frac{D(N - N_0)P}{1 + \mathcal{E}P} - \frac{P}{\tau_p} + \frac{\beta N}{\Gamma\tau_c} \quad (1b)$$

式中, N 为载流子数密度, I 为泵浦电流, e 为电子电荷, V 为有源层体积, N_0 为透明载流子数密度, τ_p 为光子寿命, τ_c 表示载流子寿命, β 为自发发射因子, D 等于微分增益 a 、介质中的光速 u 及 Γ 的乘积。

不同直流偏置条件下 ($I_1 = I_{th}, 1.1I_{th}, 1.2I_{th}$), 加载高斯电脉冲 (脉宽为 500ps, 脉冲最大值 I_m 取 $0.5I_{th}$), 输出光子数密度随时间变化情况如图 1a 所示; 载流子数密度随时间的变化如图 1b 所示。模拟计算中取^[2] $\tau_p = 1.6 \times 10^{-12}$ s, $\tau_c = 2.2 \times 10^{-9}$ s, $a = 2.5 \times 10^{-16}$ cm², $\Gamma = 0.3$, $\mathcal{E} = 0$, $\beta = 10^{-4}$, $N_0 = 1 \times 10^{18}$ cm⁻³, $D = 5.625 \times 10^{-7}$ cm³/s, $e = 1.6 \times$

* 中国工程物理研究院物理与化学研究所院外基金项目。

作者简介: 康俊, 男, 1970 年 11 月出生。硕士。现从事激光器研究工作。

收稿日期: 2001-05-31; 收到修改稿日期: 2001-10-18

10^{-19}C 。由图 1a 可见, 在电脉冲的变化幅度较大时(脉冲前沿较陡), 光脉冲相对于电脉冲出现了较大的畸变, 随着直流偏置的增加, 畸变程度逐渐减小; 由图 1b 可见, 在阈值附近, 载流子数变化幅度较大, 随着直流偏置的增加, 载流子数变化幅度很快减小。

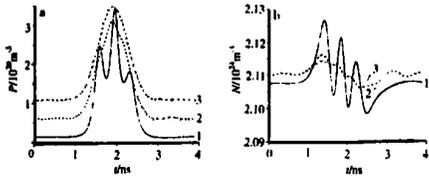


Fig. 1 The variation of the photon density

a- and the carrier density b- with t for different I nearby the threshold current by using Gaussian current pulses(500ps, $I_m = 0.5I_{th}$)
1- $I_1 = I_{th}$ 2- $I_1 = 1.1I_{th}$ 3- $I_1 = 1.2I_{th}$

多脉冲的出现是一种较为普遍的现象, 这种现象产生是由于弛豫振荡的影响^[1]。当 LD 直流偏置设定在阈值附近及阈值以下时, 电脉冲作用期间载流子数密度出现了比较大的变化, 当达到阈值载流子数密度后, 光子数密度迅速增加, 由于 LD 固有的弛豫振荡的影响, 系统的一部分能量在载流子群与光子群之间来回转移, 当电脉冲持续时间超过弛豫振荡周期较长时, 输出光脉冲中出现一系列的子脉冲, 子脉冲的周期与弛豫振荡的周期一致。子脉冲的出现使 LD 输出光信号失真。

2 理论分析

从前人的经验来看^[1,2], 小信号分析对多脉冲现象的讨论是有利的。在简化情况下, 取增益压缩因子 $\epsilon' = 0$, 令 $P(t) = P_1 + P_2(t)$, $N(t) = N_1 + N_2(t)$, $I(t) = I_1 + I_2(t)$, 其中, P_1, N_1 与 I_1 为不随时间变化的部分, P_2, N_2 与 I_2 为随时间变化的部分, 对于 P_1, N_1 与 I_1 , 可认为是 dN/dt 与 dP/dt 都为 0 时的稳态输出, 从(1)式可得(忽略(1b)式中自发辐射耦合项):

$$N_1 = 1/D\tau_p + N_0 \quad (2a)$$

$$I_1 = eV \left[\frac{P_1}{\tau_p} + \frac{N_1}{\tau_e} \right] = eV \frac{P_1}{\tau_p} + I_{th} \quad (2b)$$

由(2b)式中可见, 偏置电流 $I_1 = I_{th} + I_0$ 与光输出稳态部分成正比 ($P_1 = I_0\tau_p/eV$); $N_1 = N_{th}$ 为常量。利用小信号分析, 将 $P(t) = P_1 + P_2(t)$ 代入(2)式中, 化简可得方程(3):

$$N_2 = (dP_2/dt)/DP_1 \quad (3a)$$

$$\frac{d^2P_2}{dt^2} + \frac{dP_2}{dt} \left[DP_1 + \frac{1}{\tau_e} \right] + P_2 \frac{DP_1}{\tau_p} = \frac{I_2 DP_1}{eV} \quad (3b)$$

由于 $DP_1/\tau_p \gg DP_1 + 1/\tau_e$, 由(3b)式可知, 当取

$I_2 = 0$ 时, 弛豫振荡频率:

$$\omega_r = \left[(DP_1/\tau_p - (DP_1 + 1/\tau_e)^2/2) \right]^{1/2} \approx (DP_1/\tau_p)^{1/2} = [GN(I_0 - I_{th})/e]^{1/2} \quad (4)$$

上式中用到 $GN = au\Gamma/e$ 。

当调制电流的形状为高斯脉冲时(连续输出的两个电脉冲之间的间隔足够大时), 其表达式如(5)式所示: $I = I_1 + I_2 = I_1 + I_m \exp(-t^2/\Delta^2)$ (5)

将(5)式代入(3)式, 经傅里叶变换后得:

$$\tilde{P}_2 = H(\omega)\tilde{I}_2 \quad (6)$$

式中, $H(\omega)$ 为频率响应函数, 其表达式为:

$$H(\omega) = \frac{DP_1 \left[\frac{DP_1}{\tau_p} - \omega^2 - i\omega \left(DP_1 + \frac{1}{\tau_e} \right) \right]}{(DP_1/\tau_p - \omega^2)^2 + [\omega(DP_1 + 1/\tau_e)]^2} \quad (7a)$$

$$\tilde{I}_2 = [\Delta^2 \exp(-\Delta^2\omega^2)] I_m \quad (7b)$$

式中, $P_1 = I_0\tau_p/eV$ 。

由(6), (7)式可推得:

$$|\tilde{P}_2| = CI_m [\Delta^2 \exp(-\Delta^2\omega^2)] \times \frac{1}{\sqrt{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + (\omega b)^2}} \quad (8)$$

式中, 令 $C = DP_1/eV$, $b = DP_1 + 1/\tau_e$ 。

电脉冲宽度一定时($\Delta = 500\text{ps}$), 对应于不同的直流偏置电流, 归一化后的输出光的傅里叶谱如图 2a 所示; 对应于相同的直流偏置电流, 当电脉冲宽度变化时, 输出光的归一化傅里叶谱如图 2b 所示。

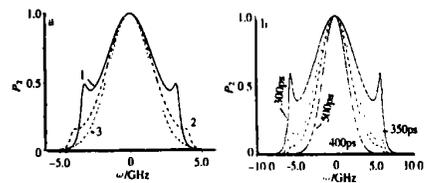


Fig. 2 a-the normalized FFT spectrum of photon for different I
1- $I_0 = 0.02I_{th}$ 2- $I_0 = 0.03I_{th}$ 3- $I_0 = 0.1I_{th}$
b-the normalized FFT spectrum of photon for different Δ

图 2a 中, 频域中出现的尖峰对应于时域中的多脉冲。由图 2a 可见, 在阈值附近, 由于多脉冲现象的影响, 频谱不是一个光滑的高斯形状, 而是附加了一个尖峰, 随着直流偏置的加大, 该峰的相对高度降低, 同时其峰值所对应的频率随之加大。图 2b 中, 在同样的直流偏置条件下, 随着调制脉冲脉宽的减小, 会使多脉冲现象加剧, 同时其尖峰对应的频率不变。

定义 M 来衡量实际输出光脉冲与理想高斯光脉冲的差别:

$$M = |\tilde{P}_2| |\tilde{I}_2| = C \sqrt{\frac{1}{(\omega_r^2 - \omega^2)^2 + (\omega b)^2}} \quad (9)$$

M 随 ω 的变化曲线如图 3 所示, 可见, M 随 ω 的变化存在一最大值, 即在 ω_{\max} 处, 弛豫振荡的影响最大; ω 远离 ω_{\max} 时, 可认为 M 为常数, 即弛豫振荡对高斯脉冲输出的影响可忽略。当直流偏置加大时, ω_{\max} 向高频移动, M_{\max} 减小。

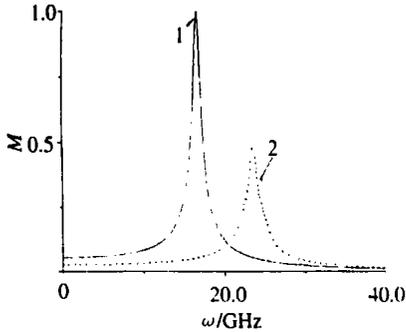


Fig. 3 The variation of normalized M with ω for different I

1- $I_0 = 0.5I_{th}$ 2- $I_0 = I_{th}$

令 $dM/d\omega = 0$, 可求得对应 M 最大值 (M_{\max}) 的频率为:

$$\omega_{\max} = \sqrt{\omega_r^2 + b^2/2} \quad (10)$$

由于 b 的值相对很小, 可认为 $\omega_{\max} \approx \omega_r$, 即在弛豫振荡频率 ω_r 处, M 接近最大值, 弛豫振荡引起的多脉冲对高斯脉冲的影响最大。当直流偏置电流增大时, 由(4)式可知, ω_r 随之线性增加, 相应地高斯脉冲无畸变输出的范围随着加大。电脉冲宽度较窄时, 其相应的频谱范围比较大, 即更易引起多脉冲

的产生。

定义直流调制度 F 为:

$$F = (I_1 - I_{th})/I_{th} \quad (11)$$

式中, I_{th} 为阈值电流。

图 4 给出 M_{\max} 随 F 的变化曲线。随着 F 的增大(直流偏置电流的增大), M_{\max} 很快减小并趋于常数。即当偏置电流适当加大

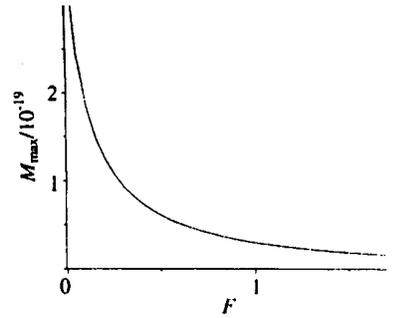


Fig. 4 The variation of M_{\max} with F

时, 多脉冲的影响相应减小。

从上面讨论可知, 使输出脉冲避免多脉冲影响的方法有两种: (1) 适当加大直流偏置电流; (2) 输入电脉冲的宽度尽量取宽些。需要注意的是, 直流偏置并非提高越多越好, 偏置太高, 由于非线性因素的影响, 也会引起信号的失真^[3]。

参 考 文 献

- [1] 许保西, 詹玉书, 过己吉. 光学学报, 1987, 7(5): 415~ 420.
- [2] Agrawal G P, Dutta N K. Semiconductor Lasers. New York: Van Nostrand Reinhold, 1993: 275~ 292.
- [3] Tucker R S. J Lightwave Technol, 1985, LT 3(6): 1180~ 1192.

(上接第 263 页)

其是 AC₃ 大幅度提高, 使次表层在较高温度和很大温度范围内未能完全奥氏体化, 铁素体向奥氏体转变和渗碳体溶解不充分, 冷却后形成了马氏体和铁素体的混合组织(图 3b)。不完全淬火区与原始组织之间还存在着虽有明显温升但未发生马氏体相变的热影响区。钢激光淬火时加热和冷却速度极快, 相变温度发生了明显变化, 表层区存在很大的温度梯度, 奥氏体成分极不均匀, 由此造成了显微组织由表及里的分区^[7]。

3 结 论

(1) 激光功率增大、扫描速度降低以及激光束重叠尺寸增大都会使钢的激光淬硬层深变大, 且扫描速度比激光功率有更大的影响。试验表明, 40Cr 钢在光斑直径 3mm, 激光功率 1000~ 1200W, 扫描速

度 15~ 30mm/s, 激光束重叠尺寸 1.0~ 1.5mm 的工艺条件下, 可获得不小于 0.35mm 且均匀的淬硬层深。

(2) 40Cr 钢激光淬火较常规淬火有更高的表面硬度, 淬硬层主要由完全淬火区和不完全淬火区组成。

参 考 文 献

- [1] 李恒德, 肖纪美主编. 材料表面与界面. 北京: 清华大学出版社, 1989.
- [2] Carbuicchio M, Meazza G, Palmbarin G. Applications of the Mossbauer Effect. USA: Brieach Publishers, 1983.
- [3] 李俊昌. 昆明理工大学学报, 1997, 22(1): 146~ 153.
- [4] 吴旭峰, 张文珍, 郭亨群. 光电子·激光, 1998, 9(4): 329~ 332.
- [5] 刘文今, 钟敏霖. 中国表面工程, 2001, 14(1): 36~ 39.
- [6] 刘江龙, 邹至荣编著. 高能束热处理, 北京: 机械工业出版社, 1997.
- [7] 马 奎, 杨蕴林, 王长青 *et al.* 洛阳工学院学报, 2001, 4: 11~ 13.