

半导体激光器脉冲调制理论分析

许宝西 詹玉书 过己吉
(西北电讯工程学院技术物理系)

提 要

本文用龙格-库塔法求解高斯脉冲调制下半导体激光器速率方程,对结果进行了分析。推出了较高偏置直流和高斯脉冲调制下计算激光脉冲延迟时间、脉冲宽度和最大调制码率的公式。给出了调制畸变的实验结果。

关键词: 半导体激光器, 脉冲调制理论。

一、引 言

半导体激光器的脉冲调制技术在光纤数字通讯中被广泛采用。从七十年代起,人们对脉冲调制技术进行了大量的实验研究,并自八十年代起开始对脉冲调制进行理论研究,如正弦脉冲调制分析^[1]和方波脉冲调制分析^[2]。但是,在高码率光纤系统中,随着脉冲宽度的进一步降低,驱动器的输出电流脉冲波形很难保持规则的正弦波或方波。所以,本文将更切合实际情况的高斯电流调制进行分析。

二、高斯脉冲电流调制下半导体激光器速率方程的直接求解

半导体激光器的速率方程为^[3]

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{I}{eV} - g(N_s - N_0)N_p - \frac{N_s}{\tau_s}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = g(N_s - N_0)N_p + r \frac{N_s}{\tau_s} - \frac{N_p}{\tau_p}, \quad (2)$$

其中 N_s 、 N_p 分别代表激活区内的载流子密度和光子密度, τ_s 和 τ_p 分别为载流子寿命和光子寿命, e 为电子电量, V 为激活区体积, r 为自发发射因子, g 为量度受激发射的一个量, N_0 为激光器产生增益时的载流子密度。在高斯脉冲调制下:

$$\frac{I}{eV} = J_0 + J_m e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2}, \quad (3)$$

(3)式右端第一项代表偏置直流,第二项代表高斯脉冲电流。方程中参数选取为^[4]: $N_0 = 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $g = 9.53 \times 10^{-16} \text{ cm}^3 \text{ ns}^{-1}$, $r = 10^{-4}$, $\tau_s = 1.0 \text{ ns}$, $\tau_p = 2.0 \times 10^{-3} \text{ ns}$ 。用龙格-库塔法求解方程(1)、(2),所得结果示于图中。

图1是注入电流脉冲宽度(τ)不同时输出的激光脉冲波形。从图1看出,当 τ 增大到0.10 ns时,输出激光开始出现多脉冲,当 τ 增大到0.15 ns时,多脉冲现象就十分明显了。

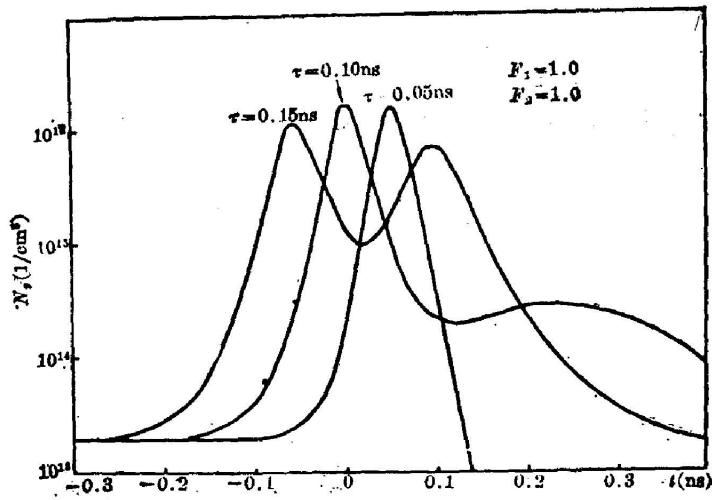


Fig. 1 Calculated responses of photon density to different width of current pulses
($J_0 = F_1 J_{th}$, $J_m = F_2 J_{th}$)

图 2 是相应的载流子密度变化规律,可以看出,载流子密度的相对变化受电流脉冲宽度的影响要比光子密度的相对变化小得多。

多脉冲的产生是脉冲激励情况下的弛豫振荡过程引起的。脉冲的激励作用使载流子达到并超过阈值,从而产生激光;激光的产生使受激发射作用增强,当受激发射作用超过激励作用时,载流子密度开始下降,引起发射的激光减弱;由于电流脉冲较宽,激励作用持续时间较

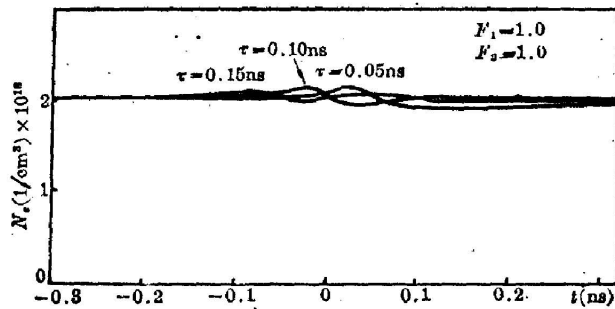


Fig. 2 Calculated responses of carrier density to different width of current pulses

长,在激光减弱的过程中,当激励作用再次超过受激发射作用时载流子密度又开始增加,从而使减弱的激光又开始增强;这种过程的持续,就产生了激光多脉冲现象。激励电流脉冲越宽,载流子密度达到阈值越早,发射激光的时间也越早,产生的多脉冲现象也就越严重。

图 3、图 4 分别是输出激光波形及载流子密度随时间的变化与流入电流脉冲振幅之间的关系。当脉冲宽度一定,脉冲振幅超过一定值后,也会产生多脉冲激光输出。并且脉冲振幅越大,引起的载流子密度的相对变化也越大。

这种多脉冲激光现象也是脉冲激励下弛豫振荡的结果。随着激励脉冲电流峰值增高,电流激励作用的变化率增加,载流子密度达到阈值的时间越早,产生激光的延迟时间也就越小,当脉冲电流峰值大到一定程度后,就会产生脉冲激励情况下的弛豫振荡,引起多脉冲现象的出现。

从图 1 和图 3 还可看出,激光脉冲相对于电流脉冲有一延迟,延迟时间 t_d 的大小随电流脉冲的振幅和宽度而变化。要精确计算 t_d 是困难的。曾有人^[2,4]就矩形电流脉冲调制给出了 t_d 的近似计算公式,至于其它形状的脉冲调制,据我们所知,还没有计算公式。人们从

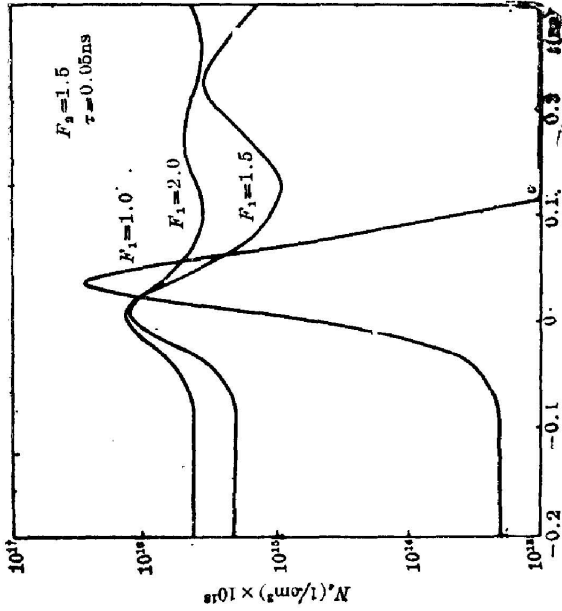


Fig. 5 Calculated responses of photon density to different dc bias current

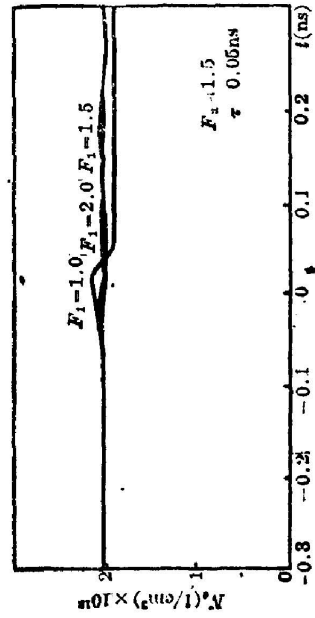


Fig. 6 Calculated responses of carrier density to different dc bias current

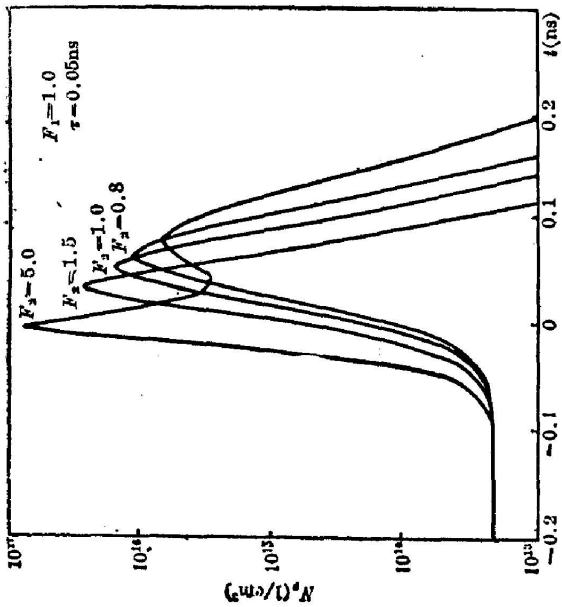


Fig. 3 Calculated responses of photon density to different amplitude of current pulses

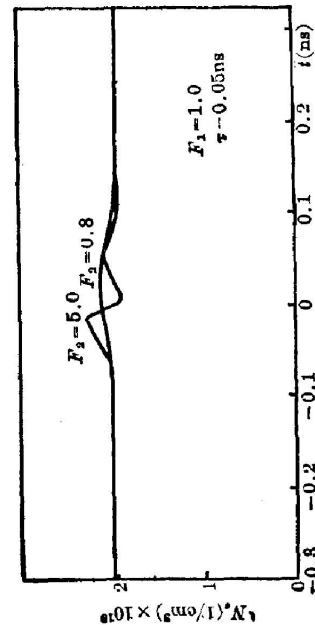


Fig. 4 Calculated responses of carrier density to different amplitude of current pulses

实验中发现,当偏置直流 J_0 大于阈值电流 J_{th} 时, $t_d \approx 0$, 这对于高斯电流脉冲调制也适合。从图 5 可见,当 $J_0 = 1.5 J_{th}$ 和 $J_0 = 2.0 J_{th}$ 时, t_d 很小。

三、延迟时间、脉冲宽度和调制码率

从图 5、图 6 可看出, J_0 越大, 激光脉冲宽度越大, 延迟时间越短, N_e 的相对变化越小。图 7 是激光脉冲延迟时间 t_d , 脉冲宽度 Δt 与 J_0 之间的关系曲线。可看出, 随着 J_0 增大, t_d 减小, Δt 增大, 当 $J_0 \geq 4 J_{th}$ 时 t_d 与 Δt 都近似为一常数, 与 J_0 无关。下面从速率方程出发, 推导当 J_0 较大时 t_d 与 Δt 的解析表达式。

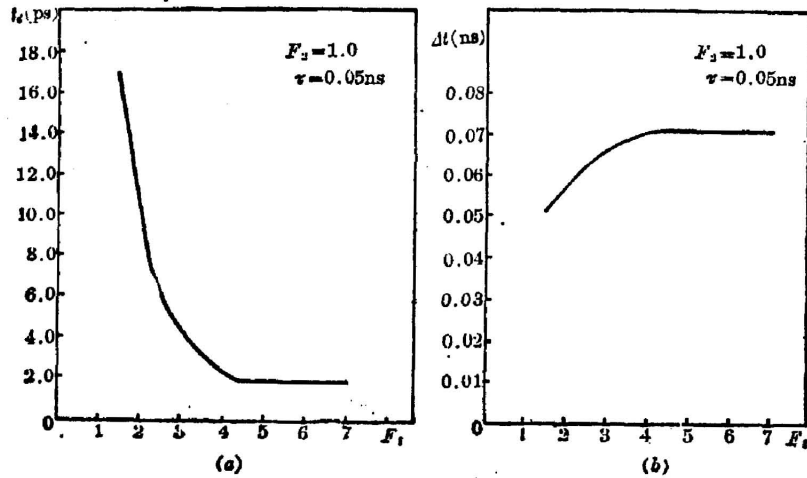


Fig. 7 Calculated responses of delay time (a) and pulse width (b) of laser pulse to dc bias current

当 J_0 较大时, 可以认为 N_e 不变 (即 $N_e = \bar{N}_e$), $\frac{dN_e}{dt} = 0$, 将 (1) 式代入 (2) 式并利用这一条件可得

$$\frac{dN_p}{dt} = -\frac{N_p}{\tau_p} + J_0 + J_m e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} + \frac{\bar{N}_e(r-1)}{\tau_e}, \quad (4)$$

令 $N_p = \bar{N}_p + n_p(t)$, 则 (4) 式化为

$$\frac{dn_p(t)}{dt} = -\frac{\bar{N}_p}{\tau_p} - \frac{n_p(t)}{\tau_p} + J_0 + J_m e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} + \frac{\bar{N}_e(r-1)}{\tau_e}. \quad (5)$$

将 $n_p(t)$ 和 $J_m e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2}$ 都展开成时间 t 的台劳级数, 忽略高阶项, 取到二次项, 有

$$n_p(t) = N_{p0} + K_1 t + K_2 t^2, \quad (6)$$

$$J_m e^{-\left(\frac{t}{\tau}\right)^2} = J_m - J_m \left(\frac{t}{\tau}\right)^2. \quad (7)$$

由 (5), (6), (7) 式, 令 $\frac{dn_p(t)}{dt} = 0$, 可得激光脉冲最大值 $\bar{N}_p + N_{pm}$ 和延迟时间 t_d 分别为

$$\bar{N}_p + N_{pm} = \tau_p \left[J_0 + \frac{\bar{N}_e(r-1)}{\tau_e} \right] + \tau_p J_m \left[1 - \left(\frac{\tau_p}{\tau} \right)^2 \right], \quad (8)$$

$$t_d = \tau_p, \quad (9)$$

其中

$$N_{pm} = \tau_p J_m \left[1 - \left(\frac{\tau_p}{\tau} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

令 $n_p(t) = \frac{1}{2} N_{pm}$, 可得激光脉冲全半宽度(FWHM) Δt 为

$$\Delta t = 2\tau \sqrt{\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\tau_p}{\tau} \right)^2}. \quad (11)$$

(9)式与(11)式就是高斯电流脉冲调制下, J_0 较大时激光脉冲延迟时间和激光脉冲宽度的计算公式。利用这些公式计算的结果与图7中 $J_0 \geq 4J_{th}$ 时的结果相符合。

在高码率调制情况下, 为避免各脉冲之间的相互干扰以及由这种干扰产生的调制畸变, 在注入一个电流脉冲后, 要等待 N_p 和 N_s 基本恢复到注入前状态才能再注入下一个电流脉冲, 由此可确定脉冲调制的最高码率。从图5和图6可看出, 当 $t = -2\tau$ 时, N_p 和 N_s 都还基本为稳态值。当 $t > 0$ 时, 激光产生弛豫振荡, 其衰减时间 T_r 为^[5]

$$T_r = \left[\frac{1 + gN_s\tau_p}{2\tau_s} \left(\frac{J_0}{J_{th}} + 1 \right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

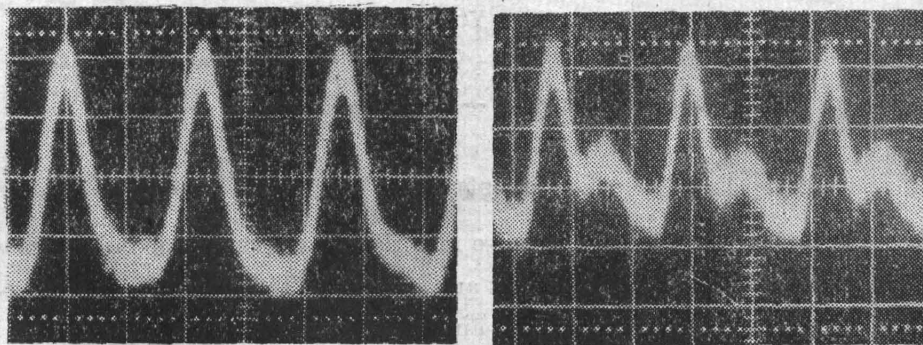
由(12)式计算得 $J_0 = 1.5J_{th}$ 时 $T_r = 0.2073$ ns, $J_0 = 2.0J_{th}$ 时 $T_r = 0.1480$ ns, 与图5、图6比较, 当 $t \geq T_r$ 时, N_p 和 N_s 都已基本恢复到了注入电流脉冲前的初始状态。因此, 脉冲调制的最高码率 f_M 为:

$$f_M = (2\tau + T_r)^{-1}, \quad (13)$$

从(12)、(13)式可看出, 为了提高调制码率, 必须提高 J_0 , 这就是在高速脉冲调制时往往加有高于阈值直流电流的原因。利用(12)、(13)式计算, $\tau = 0.05$ ns, $J_0 = 2.0J_{th}$ 时, $f_M = 3.67$ GHz; $\tau = 0.05$ ns, $J_0 = 1.5J_{th}$ 时, $f_M = 3.25$ GHz。

四、调制畸变问题

实际的脉冲电流调制总是满足条件 $J_0 > J_{th}$ 和 $f < f_M$ 的。因此, 产生调制畸变的原因往往是由于注入电流脉冲的振幅和宽度不恰当而导致多脉冲激光输出, 其中尤以振幅过大



(a)

(b)

Fig. 8 Waveforms of laser output for 90MHz sinusoidal pulse modulation ($J = 1.1J_{th}$)

(a) Average laser power: 1 mW, 2 mV/longitudinal division

(b) Average laser power: 2 mW, 5 mV/longitudinal division

为常见。图 8 是我们在脉冲调制实验时获得的激光脉冲波形。由于条件限制,本文采用的是 DHGaAlAs 激光器注入正弦电流脉冲。从图 8 可见,脉冲振幅过大就产生多脉冲激光输出,这与理论分析相一致。

多脉冲激光输出实质上是激光器弛豫振荡的结果,为避免这种畸变,可以降低注入电流脉冲的振幅,但更好的方法是控制脉冲宽度,即控制 τ 使激光脉冲宽度 Δt 小于弛豫振荡周期。弛豫振荡周期为^[5]: $2\pi \left[\frac{1}{\tau_e \tau_p} \left(\frac{J_0}{J_{th}} - 1 \right) \right]^{-\frac{1}{2}}$ 。

五、结 论

(1) 在高斯脉冲电流调制情况下,脉冲振幅 J_m 和宽度 τ 对产生的激光脉冲影响很大。特别是 J_m 和 τ 过大,都会产生多脉冲调制畸变。

(2) J_m 、 τ 以及 J_0 都影响激光脉冲的延迟时间。但当 J_0 较大时,延迟时间近似等于光子寿命。

(3) 导出了 J_0 较大时计算激光脉冲延迟时间 t_d 、宽度 Δt 和最大调制码率 f_M 的近似计算公式。这些公式对于工程计算具有参考价值。

参 考 文 献

- [1] J. P. van der Ziel *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1982, **QE-18**, No. 9 (Sep), 1340~1350.
- [2] M. S. Demokan *et al.*; *IEEE J. Q. E.*, 1984, **QE-20**, No. 9 (Sep), 1016~1022.
- [3] B. K. Garside *et al.*; «*Optics and Laser Technology*», 1983, **15**, No. 2 (Apr), 91~94.
- [4] H. Kressel; «*Semiconductor Devices for Optical Communication*», (Springer-Verlag, 1980).
- [5] 私人通讯。

Theoretical analysis of pulse modulation of semiconductor lasers

XU BAOXI, ZHAN YUSHU AND GUO SHI

(Department of Technical Physics, Northwest Telecommunications Engineering Institute, Xian)

(Received 24 July 1986; revised 25 September 1986)

Abstract

Rate equations of Gaussian shape pulse modulated semiconductor lasers are solved by Runge-Kutta method, and the results are analysed. The formulae for calculating the delay time, pulse width of laser pulse and maximum bit-rate of Gaussian shape pulse modulation are derived. The experimental results of modulation pattern effects are given.

Key Words: semiconductor lasers, pulse modulation theory