

## 由输出光脉冲选择半导体激光器泵浦电流

康 俊 陈建国

李明中 隋 展

(四川大学光电系, 成都, 610064)

(中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳, 621900)

**摘要:** 从实践的需要出发, 用速率方程组探讨了如何选择半导体激光器的泵浦电流以产生预先设定的光脉冲, 并以高斯、整形等形状的光脉冲为例, 推导了所需泵浦电流的解析表达式。

**关键词:** 半导体激光器 速率方程组 泵浦电流

## To select pump currents for semiconductor lasers according to required optical pulses

Kang Jun, Chen Jianguo

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

Li Mingzhong, Sui Zhan

(Division of Laser Engineering, Institute of Nuclear Physics and Chemistry, Mianyang, 621900)

**Abstract:** Based on practical requirements, the rate equations have been used to determine the pump currents for semiconductor lasers in order to obtain the required optical pulses. Analytical expressions of the injection currents needed to generate Gaussian and reshaped optical pulses have been deduced.

**Key words:** semiconductor lasers rate equations pump current

### 引 言

经过 30 多年的研究, 人们对半导体激光器(LD)的动态行为已经有了深刻的了解。迄今, 对这些特性的理论研究主要还是用速率方程组进行的。大量的文献报道表明<sup>[1-3]</sup>, 速率方程组的计算都是从已知电流出发的, 这种研究方式似乎已使人们形成了一种相对固定的思维模式, 即使在光脉冲已知的情况下, 也依然是通过不停地修改泵浦电流, 再检查经过速率方程组计算出的光脉冲是否满足要求。

在实践中, 如在激光惯性约束聚变(ICF)和孤子通信等领域中, 输出脉冲形状是特定的, 而且人们对形状的要求还是相当苛刻的, 上面介绍的方法难以满足对脉冲形状多样性的要求。面对这种现实需要, 有必要打破长期以来形成的思维定式, 把光脉冲作为已知量, 然后用速率方程来确定应该设置的泵浦电流。从计算的角度看, 这样处理不但大大简化了计算, 而且还可以用来解决任意形状脉冲的产生问题。在本文中, 我们考虑了一般情况下泵浦电流的选择, 并且以高斯、整形等脉冲为例, 推导了所需泵浦电流的解析表达式。

### 1 速率方程组

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  $S/\Gamma = P$ ,  $\epsilon/\Gamma = \epsilon$ ,  $\epsilon$  为增益压缩因子,  $S$  为光子数密度,  $\Gamma$  为限制因子。代入速率方程组<sup>[4]</sup>中可得

$$\frac{dN}{dt} = I/eV - D(N - N_0)P/(1 + \epsilon P) - N/\tau_e \quad (1a)$$

$$dP/dt = D(N - N_0)P/(1 + \varepsilon P) - P/\tau_p + \beta N/\Gamma\tau_e \quad (1b)$$

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,  $\tau_p$  为光子寿命,  $\tau_e$  表示载流子寿命,  $\beta$  为自发发射因子,  $D$  等于微分增益  $a$ 、介质中的光速  $u$  及  $\Gamma$  的乘积。

在由光脉冲来选择泵浦电流的情况下,  $P$  为已知量, 于是从(1b)式可得:

$$N = [dP/dt + DN_0P/(1 + \varepsilon P) + P/\tau_p]/[\beta/\Gamma\tau_e + DP/(1 + \varepsilon P)] \quad (2a)$$

在此基础上, 可以求得:  $\frac{dN}{dt} = \frac{[DP/(1 + \varepsilon P) + \beta/\Gamma\tau_e][d^2P/dt^2 + (dP/dt)/\tau_p] - [D(dP/dt)/(1 + \varepsilon P)^2][dP/dt + P/\tau_p - N_0\beta/\Gamma\tau_e]}{[DP/(1 + \varepsilon P) + \beta/\Gamma\tau_e]^2}$

$$\frac{[D(dP/dt)/(1 + \varepsilon P)^2][dP/dt + P/\tau_p - N_0\beta/\Gamma\tau_e]}{[DP/(1 + \varepsilon P) + \beta/\Gamma\tau_e]^2} \quad (2b)$$

同时, 从(1a)和(1b)两式之和有:  $I/eV = dN/dt + dP/dt + N/\tau_e + P/\tau_p - \beta N/\Gamma\tau_e$  (3)

将(2a), (2b)式代入(3)式中, 即求得所需的泵浦电脉冲的解析式。

## 2 泵浦电流

在本文中, 我们主要研究在 ICF 驱动器中有实用价值的纳秒脉冲, 换句话说, 其脉冲宽度远大于光子寿命  $\tau_p$ 。作为对方法的检验, 我们以高斯、指数脉冲为例, 推导了简化情况下的泵浦电流的解析表达式( $\varepsilon = 0$ )。为简化讨论, 可假设脉冲具有一个非零背景光  $P_{dc}$ , 这样就可以忽略自发辐射的影响(即  $\beta = 0$ )。据此, 我们可进行下面的讨论:

高斯脉冲: 对高斯脉冲, 我们有  $P = P_{dc} + P_0 \exp(-t^2/\Delta^2)$  (4)

式中,  $P_0$  为光脉冲幅度, 且满足  $P_0 \gg P_{dc}$ ,  $\Delta$  表征脉冲宽度。求导后得:

$$dP/dt = -2t/\Delta^2 P_0 \exp(-t^2/\Delta^2) \quad (5)$$

代入(2)式, 即可求得  $N = N_0 + \{1/\tau_p - [2t/\Delta^2 P]P_0 \exp(-t^2/\Delta^2)\}/D$  (6)

$$\frac{dN}{dt} = \{P[P_0(2t/\Delta^2)^2 \exp(-t^2/\Delta^2) - (2P_0/\Delta^2) \exp(-t^2/\Delta^2)] - [P_0(-2t/\Delta^2) \exp(-t^2/\Delta^2)]^2\}/DP^2 \quad (7)$$

将(4)~(7)式代入(3)式可得到  $I$  的具体表达式(8)式。

$$I = I_{th} + eV \left\{ \frac{P_{dc}}{\tau_p} + P_0 \left[ \frac{1}{\tau_p} - \frac{2t}{\Delta^2} - \frac{2t/\Delta^2}{DP\tau_e} \right] \exp(-t^2/\Delta^2) + \frac{PP_0[(2t/\Delta^2)^2 - 2/\Delta^2] \exp(-t^2/\Delta^2) - [P_0(2t/\Delta^2) \exp(-t^2/\Delta^2)]^2}{DP^2} \right\} \quad (8)$$

式中, 用到阈值电流  $I_{th} = eV[(D\tau_e\tau_p)^{-1} + N_0/\tau_e]$ , 在  $P_0/P_{dc} \gg 1$  的条件下, 可推得在高斯脉冲主要感兴趣区段内, (8)式化简为:

$$I = I_{th} + eV[P(1/\tau_p - 2t/\Delta^2) \exp(-t^2/\Delta^2) - 2t/D\tau_e\Delta^2 - 2/D\Delta^2] \quad (9)$$

对于纳秒脉冲( $\Delta \approx ns$ , 与  $\tau_e$  可比拟, 即  $\Delta\tau_e \gg \tau_p$ ,  $(\Gamma\tau_p\tau_e)^{-1} \gg 2/D\Delta^2$ ), 可得:

$$I \approx I_{th} + eV[(1/\tau_p)P - 2t/D\tau_e\Delta^2] \quad (10)$$

从(10)式可以看到, 除了直流偏置项与一高斯脉冲项外, 还存在一与时间有关的修正项, 随着脉宽变窄, 该项作用也愈显突出。在脉冲宽度降至约 400ps 以下时, 该项是不能忽略的。

图 1a 给出了产生高斯光脉冲( $\Delta = 1ns, 500ps, 300ps$ ;  $P_{dc}/P_0 = 0.01$ ) 所需输入电流脉冲随时间变化的曲线, 图 1b 给出相应的载流子数密度随时间变化的曲线。作图时所用的参数

为<sup>[1]</sup>:  $V = 250\mu\text{m} \times 0.2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$ ;  $N_0 = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ;  $\tau_p = 1.6 \times 10^{-12} \text{ s}$ ;  $\tau_e = 2.2 \times 10^{-9} \text{ s}$ ;  $a = 2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ;  $v = 7.5 \times 10^9 \text{ cm/s}$ ;  $\Gamma = 0.3$ ; 根据以上参数可以算得  $D = 5.625 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$ ;  $I_{th} = 15.4 \text{ mA}$ 。取单面输出效率  $\eta$  为 0.33, 在  $\lambda = 1.054\mu\text{m}$  的情况下, 对应于输出脉冲峰值功率  $4 \text{ mW}$ ,  $P_0$  为  $2.14 \times 10^{15} / \text{cm}^3$ 。将以上数值代入(8)式中, 可得到  $I-t$  关系曲线。

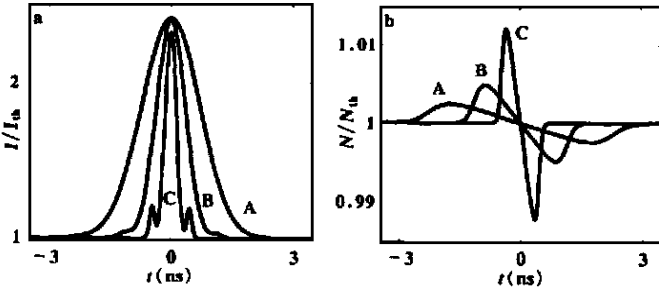


Fig. 1 a- the required currents for generating Gaussian pulses with  $\Delta$  equal to A = 1ns, B= 500ps, C= 300ps, respectively b- time variation of corresponding carrier densities

关系曲线。

由图 1a 可见, 在脉冲宽度较大时(纳秒以上), 取直流偏置  $I_{dc} = I_{th}$ , 用高斯电脉冲调制可近似生成相同脉宽的光脉冲; 随着脉宽的减小, 相应的输入电脉冲形状逐渐偏离高斯形状, 当  $\Delta$  降至约 500ps 时, 电脉冲出现两个边峰, 随着光脉冲宽度的进一步变窄, 边峰增高, 同时中央

主脉冲的峰值减小。从我们的计算可以看出, 引起脉冲变形的主要原因是: 随着脉宽的减小,  $dP/dt$  的影响变得不能被忽略。对于  $10^{-10} \text{ s}$  级脉冲, 由于要求的泵浦电脉冲波形较复杂, 为技术上电脉冲的实现带来了一定的困难。由图 1b 中可见, 载流子数密度在  $N_{th}$  附近变化,  $\Delta$  越小, 载流子数密度变化幅度越大, 变化的时间越短(即  $N/N_{th}$  变化越剧烈)。

整形脉冲: 对 ICF 中用到的整形脉冲, 可用 4 个高斯脉冲叠加来拟合, 即可用(11)式表达。

$$P = P_{dc} + A_1 P_0 \exp(-t^2/\Delta^2) + A_2 P_0 \exp[-(t - \Delta)^2/\Delta^2] + A_3 P_0 \exp[-(t - 2\Delta)^2/\Delta^2] + A_4 P_0 \exp[-(t - 3\Delta)^2/\Delta^2] \quad (11)$$

式中,  $A_1, A_2, A_3, A_4$  是常数, 我们可通过修改该常数来调整整形脉冲的形状。

类似于高斯脉冲的讨论, 利用计算机模拟运算, 我们计算了欲生成一整形光脉冲( $\Delta = 500 \text{ ps}$ ) 所应输入的电脉冲形状。图 2a, 图 2b 分别为光脉冲与电脉冲的波形图。计算中我们取  $A_1 = 0.27, A_2 = 0.24, A_3 = 0.21, A_4 = 1$ , 其它值与高斯脉冲的情况一致。从图 2 可见, 严格意义上讲, 输入电脉冲与光脉冲是不一致的, 但在整形脉冲的脉宽较宽的情况下, 可忽略其不同, 也就是说, 欲输出一个整形光脉冲, 可以将半导体激光器偏置于阈值处, 加载一相同脉宽的整形电脉冲来实现。

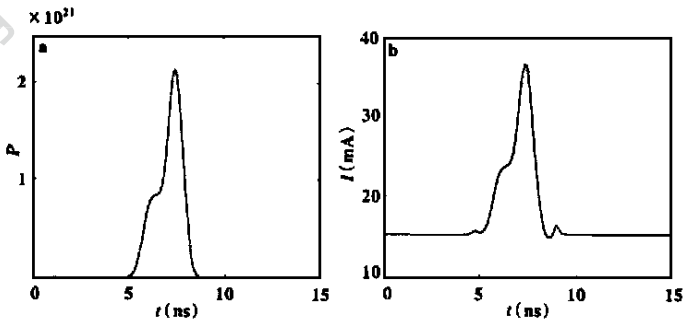


Fig. 2 a- the fitted curve of the optical pulse b- the calculated curve of the current

在上述讨论基础上, 我们采用输出波长为  $1.054\mu\text{m}$  的 LD, 将其直流偏置在阈值  $22 \text{ mA}$ , 加载一整形电脉冲调制产生光脉冲, 其输出光转换为电信号后由示波器接收。图 3a, 图 3b 分别为实际测得的调制电脉冲与输出光脉冲波形图, 因 LD 正极接地, 故电脉冲为负脉冲信号。

## 激光对金属背面含能材料的点火阈值

王伟平<sup>a, b</sup> 谭福利<sup>b</sup> 张可星<sup>b</sup> 吕百达<sup>a</sup>

(<sup>a</sup>四川大学物理系, 成都, 610064) (<sup>b</sup>中国工程物理研究院流体物理研究所, 绵阳, 621900)

摘要: 实验研究了 Nd YAG 激光束通过辐照薄金属片, 而对其后紧贴的含能材料的点火阈值。分析了激光对含能材料点火的过程和机理, 并讨论了激光光斑尺寸、激光入射角度对点火的影响。

关键词: 激光 激光加热 含能材料 点火阈值

## Ignition threshold of metal covered energetic material by laser beam

Wang Weiping<sup>a, b</sup>, Tan Fuli<sup>b</sup>, Zhang Kexing<sup>b</sup>, L Baida<sup>a</sup>

(<sup>a</sup> Department of Physics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

(<sup>b</sup> Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang, 621900)

**Abstract:** Based on experiments, the ignition threshold of metal covered energetic material by Nd YAG laser beam is investigated. Then the process and mechanism are analyzed. Finally, the effects of laser spot size and incident angle on ignition threshold are discussed.

**Key words:** laser laser heating energetic material ignition threshold

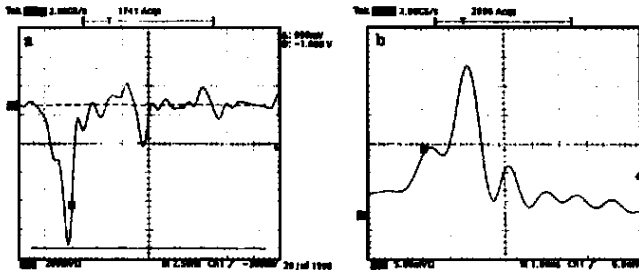


Fig. 3 a- the curve of the input current b- the curve of the optical pulse

由图 3a, 图 3b 可见, 利用电脉冲调制的方法, 在整形电脉冲的宽度较大时, 可以实现整形光脉冲的输出(图 3a 中横轴 2.5ns/格; 图 3b 中 1ns/格)。

### 3 总 结

在本文中, 我们推导了产生各种光脉冲所需的泵浦电脉冲解析式。

对于纳秒高斯、整形光脉冲, 对应的泵浦电流条件是: 直流偏置在阈值附近, 调制电流为相应的高斯、整形电脉冲; 但当光脉冲脉宽较窄时, 调制电流形状将发生偏离。同时, 我们利用整形电脉冲调制半导体激光器, 在实验上实现了整形光脉冲的输出。

### 参 考 文 献

- 1 Agrawal G P, Dutta N K. Semiconductor Lasers. New York: Van Nostrand Reinhold, 1993: 275~ 292
- 2 Way W L J Lightwave Technol, 1987; LT5: 305~ 315
- 3 Kibar O. Appl Opt, 1998; 37: 6136~ 6139
- 4 Jian H, Lee W. Casperson, 1993; 25: 369~ 390

作者简介: 康 俊, 男, 1970 年 11 月出生。硕士。从事半导体激光器的研究工作。