

磷酸盐钕玻璃板条多通放大系统时间特性的研究*

冯国英 吕百达 邵怀宗 罗时荣 蔡邦维
(四川大学激光物理与化学研究所, 成都, 610064)

摘要: 在理论和实验上研究了磷酸盐钕玻璃三通放大系统的时间特性。对闪光灯放电脉冲波形、被动调 Q 和脉冲放大了计算模拟, 实验证实了计算结果是正确的。

关键词: 磷酸盐钕玻璃三通放大系统 脉冲波形 时间特性

Temporal characteristics of the multi-pass Nd: phosphate glass slab amplifier system

Feng Guoying, L Baida, Shao Huaizong, Luo Shirong, Cai Bangwei
(Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu, 610041)

Abstract: Temporal characteristics of the three-pass Nd: phosphate glass slab amplifier system have been studied both theoretically and experimentally. Numerical calculations have been performed to simulate the discharge current pulse, passive Q-switched and amplified temporal laser pulse profiles. Our experiments have confirmed the numerical results.

Key words: Nd: glass three pass amplifier system pulse profile temporal characteristics

引 言

我们设计了一个图 1 所示三通布儒斯特角板条 MOPA 系统, 其中, 振荡级被动调 Q 工作,

* 国家高技术惯性约束聚变委员会及四川省青年科技基金资助。

3 结 论

以上的研究表明: 我们所设计的色分离相位光栅确能实现谐波的离轴分离, 实际测得基频光的分离角: $\theta_{1\omega} = 15\text{mrad}$, 二倍频光的分离角: $\theta_{2\omega} = 7.5\text{mrad}$; 测得零级衍射效率(三倍频光)为 84.8%。由于实验条件的限制, 如实验所采用的光束口径较小(为 5mm 左右)、光束质量有限、相位光栅加工存在误差(包括对位误差和刻蚀深度误差等), 这些因素导致实验存在误差, 使得衍射效率的测量值与理论值相比还有较大差距, 如果改善实验条件, 如增大光束口径, 提高光束质量, 提高相位光栅的加工精度, 则将取得更好的结果。

参 考 文 献

- 1 Dixit S N, Rushford M C, Thomas I M *et al.* SPIE, 1997; 3047: 463~ 470
- 2 Dammann H. Appl Opt, 1978; 17(15): 2273~ 2279

作者简介: 袁 静, 女, 1964 年 7 月出生。硕士, 助理研究员。现从事高功率激光技术方面的研究工作。

收稿日期: 1998-04-10

放大级采用棱镜转折光路, 光束以“之”字形光路三次通过放大介质(通过调整棱镜相对位置, 可实现 5 通或 7 通等)。对该三通放大方案, 我们从氙灯放电、被动调 Q 激光脉冲的产生到脉冲放大整个过程的时间特性作了计算模拟和实验研究, 并报道了这一研究的主要结果。

1 原理

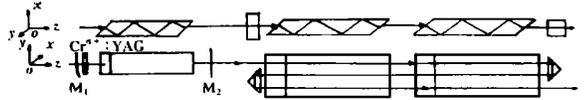


Fig. 1 A schematic diagram of the three-pass zig-zag slab amplifier

1.1 脉冲氙灯发光波形的计算模拟

脉冲氙灯的发光波形决定了激光

介质的泵浦速率随时间的变化, 对振荡级被动调 Q 脉冲的形成和放大级储能随时间分布有较大影响。脉冲氙灯的发光波形主要受流过氙灯的电流脉冲的影响, 为了得到氙灯的放电电流波形, 必须解出放电电路微分方程。实验中采用四节 LC 放电网络, 放电方程组为^[1]:

$$\begin{aligned}
 L_1 \frac{d}{dt} \left(\sum_1^4 i_m \right) + \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + K_0 \sum_1^4 i_m + R_1 \sum_1^4 i_m &= V_0 \\
 L_2 \frac{d}{dt} \left(\sum_2^4 i_m \right) + \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt - \frac{1}{C_1} \int_0^t i_1 dt + R_2 \sum_2^4 i_m &= 0 \\
 L_3 \frac{d}{dt} \left(\sum_3^4 i_m \right) + \frac{1}{C_3} \int_0^t i_3 dt - \frac{1}{C_2} \int_0^t i_2 dt + R_3 \sum_3^4 i_m &= 0 \\
 L_4 \frac{d}{dt} \left(\sum_4^4 i_m \right) + \frac{1}{C_4} \int_0^t i_4 dt - \frac{1}{C_3} \int_0^t i_3 dt + R_4 \sum_4^4 i_m &= 0
 \end{aligned} \tag{1}$$

式中, L_m, C_m, R_m 是各支路的电路参数, 支路电流为 $i_m (m = 1, 2, 3, 4)$ 。 V_0 为储能电容的充电电压, t 为时间参数。选择合适的电路参数和节数, 用龙格库塔方法解(1)式, 可得氙灯供电电流波形。 K_0 为灯的阻抗参数, 它与灯的极间距 l 、内径 d 和灯内压强 p 有关:

$$K_0 = \frac{1.3l}{d} \frac{p}{450} \tag{2}$$

利用氙灯放电电流波形, 可计算出氙灯灯光波形^[2]和氙灯辐射谱、吸收谱等随时间的变化, 再用蒙特卡洛法和光线追迹法模拟氙灯柱面朗伯辐射和光线在泵浦腔内的传输, 得到激光增益介质内泵浦速率的时间和空间分布, 用于计算振荡级被动调 Q 脉冲的形成, 以及放大级储能和增益随时间的变化。

1.2 被动调 Q 脉冲波形的计算模拟

包含增益介质、慢饱和吸收体被动调 Q 速率方程组可写为^[3,4]:

$$\begin{aligned}
 \partial N_1 / \partial t &= -cN_1 \sigma_g (lQ/l_R) \varphi + N_2 / T_a \\
 \partial N_2 / \partial t &= cN_1 \sigma_g (lQ/l_R) \varphi - N_2 / T_a \\
 \partial N_{st} / \partial t &= -\varphi N_{st} \sigma_{st} c (l_g/l_R) - N_{st} / \tau_r - N_{st} A_{21} + (n_{tot} - N_{st}) W_p \\
 \partial \varphi / \partial t &= \varphi [(\sigma_{st} c N_{st} l_g / l_R) - (a c l_a / l_R) - (\sigma_g c N_1 l_Q / l_R) - (\sigma_e c N_2 l_Q / l_R) - \ln R / \tau_R]
 \end{aligned} \tag{3}$$

式中, N_1 和 N_2 分别为饱和吸收体在吸收和弛豫过程中的基态和第一激发态的粒子数密度, $N_{1+} N_2 = N_0$, N_0 是总粒子数密度或吸收杂质中心浓度。 N_{st} 为在激光增益介质中的反转粒子数密度。 σ_{st} 为激光介质的受激发射截面(磷酸盐钕玻璃的 σ_{st} 等于 $4.0 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$)。 T_a 为饱和吸收体基态吸收的恢复时间。 A_{21} 为自发辐射速率, W_p 为泵浦速率, 与灯光波形有关。 R 为输出耦合镜的反射率。 τ_R 为光在腔内每往返一周时间(忽略光在腔中的散射和在晶体表

面的反射等其它损耗, $\tau_R = 2l_R/c$, l_R 为实际腔长, c 为光速)。 l_g 为增益介质的增益长度, a 为增益介质的吸收系数, l_a 为增益介质的吸收长度, l_Q 为慢饱和吸收体的厚度。 φ 为光子通量。在激光束方向自发辐射的光子密度可看成是初始光子密度, 有^[5]:

$$\varphi_i \approx N_{st} \Omega \tau_c / (4\pi \tau_f) \tag{4}$$

式中, Ω 为激光束的立体角, τ_f 为荧光寿命, τ_c 为谐振腔内光子衰减的寿命时间:

$$\tau_c = \tau_R / \varepsilon, \quad \varepsilon = - \ln[R \times \exp(- \sigma_g N_0 d)] \tag{5}$$

1.3 脉冲放大波形的计算模拟

激光脉冲通过放大器时, 消耗激光增益介质中的储能, 反转粒子数减少, 脉冲前沿遇到的反转粒子数比后沿多, 这样, 脉冲前面部分能量的增加较后面部分增加得大, 脉冲波形发生变化, 且随着脉冲能量的增加, 脉冲波形畸变得更明显。从 Frantz-Nodvik 方程出发, 根据脉冲波形和入射激光能量, 采用脉冲分割模型^[6-8], 将入射激光脉冲分割为 p 段脉冲, 将激光增益介质也分为 m 片, 入射激光能量为:

$$E_{in} = \sum_{k=1}^p J_{l,k} \cdot S \tag{6}$$

式中, $J_{l,k}$ ($k = 1, 2, \dots, p$) 为第 k 个脉冲的能量密度, S 为入射激光面积。

依次考虑 p 段脉冲(能量密度分别为 $J_{n,1}, J_{n,2}, \dots, J_{n,p}$) 通过第 n ($n = 1, 2, \dots, m$) 片激光增益介质的情况, 利用:

$$J_{n+1,k} = T_n J_s \ln\{ G_{n,k} [\exp(J_{n,k}/J_s) - 1] + 1\} \quad k = 1, 2, \dots, p \tag{7}$$

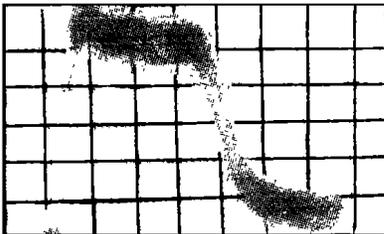
$$G_{n,k+1} = G_{n,k} \exp(J_{n,k}/J_s) / \{1 + G_{n,k} [\exp(J_{n,k}/J_s) - 1]\} \quad n = 1, 2, \dots, m \tag{8}$$

即可计算出放大后 p 段脉冲的能量密度, 亦即得到了放大后的脉冲波形。式中, $J_{n,k}$ 为第 k 个脉冲入射第 n 片介质时的能量密度, $J_{n+1,k}$ 为第 k 个脉冲出射第 n 片介质后的能量密度, $G_{n,k}$ 为第 k 个脉冲入射第 n 片增益介质时的小信号增益, $G_{n,k+1}$ 为第 k 个脉冲出射第 n 片增益介质后的小信号增益, T_n 为第 n 片增益介质的损耗。最后可得:

$$E_{out} = \sum_{k=1}^p J_{m,k} \cdot S \tag{9}$$

2 计算模拟和实验研究结果

在实验中, 采用上海光机所生产的 MODEL PT-1 激光能量计测



100µs/div

Fig. 3 Measured flashlamp pulse profile

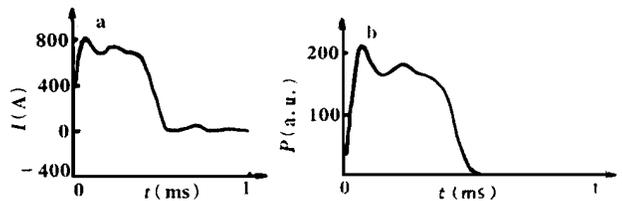


Fig. 2 Calculated a—discharge current b—light power of flashlamp vs time

量激光能量; 用 R1193U01 强流光电管探测调 Q 脉冲波形; 用雪崩二极管探测脉冲氙灯放电波形; 用 TEK7623 示波器与二维 CCD 组合记录脉冲波形。

2.1 放电网络的计算模拟及实验

由于方程组(1)中各变量相互耦合, 一般情况下难以得到解析解, 我们用四阶龙格库塔法进行数值计算。计算中, $L_1 = L_2 = L_3 = L_4 = 40\mu H$, $C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = 100\mu F$, $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 0.1\Omega$, $V_0 = 1100V$, 脉冲氙灯级间距为 100mm, 内径为 $\bar{\phi}6mm$, 充气压强

为 26660Pa。计算所得流过灯的放电电流波形和灯光波形^[8]如图 2a 和图 2b 所示。实验测得氙灯灯光波形如图 3 所示。灯光波形在相对分布及脉宽上(脉宽的理论值为 400 μ s, 实验值为 380 μ s), 理论计算与实验结果是相符的。

2.2 振荡级被动调 Q 波形的计算与测量

对方程组(3), 代入实验参数, 谐振腔型选用普通平凹腔, 平面输出镜反射率为 60%, 谐振腔长选为 0.5m, 激光介质长度为 13cm。设饱和和吸收体 Cr⁴⁺:YAG 晶体的掺杂浓度厚度乘积为 1.6 $\times 10^{17}$ ions/cm², 泵浦速率的时间分布利用图 2 的结果。计算得到的被动调 Q 脉冲波形如图 4a 所示。由图可见, 调 Q 脉冲脉宽为 100ns, 实验测得被动调 Q 激光脉冲能量为 2.82mJ, 脉冲波形如图 4b 所示, 脉宽约为 100ns。可见, 理论与实验结果是相符的。

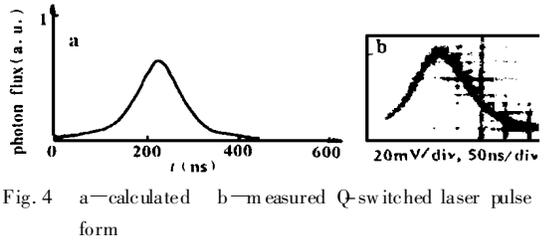


Fig. 4 a—calculated b—measured Q-switched laser pulse form

的被动调 Q 脉冲波形如图 4a 所示。由图可见, 调 Q 脉冲脉宽为 100ns, 实验测得被动调 Q 激光脉冲能量为 2.82mJ, 脉冲波形如图 4b 所示, 脉宽约为 100ns。可见, 理论与实验结果是相符的。

2.3 放大后的脉冲波形

当入射激光能量为 2.82mJ、放大级泵浦能量为 441J 时, 计算可得经一、二、三通放大后输出激光的脉冲波形(如图 5a 所示), 随着通数的增加, 脉宽略有加宽, 脉冲前沿逐渐抬高, 脉冲峰值前移。

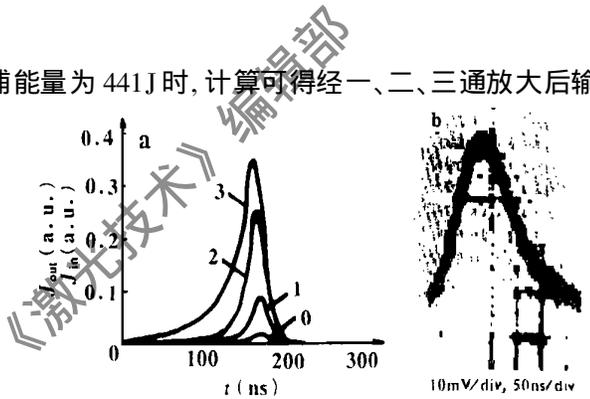


Fig. 5 a—calculated laser pulse forms from oscillator (0), one pass (1), two-pass (2), three-pass (3) amplifier b—measured laser pulse forms from three-pass amplifier

当泵浦能量为 441J 时, 实验测得三通放大脉冲波形如图 5b 所示, 脉宽为 110ns, 实验测得脉冲波形和脉宽与计算结果基本相符。

3 结 论

我们对磷酸盐钕玻璃板条三通激光放大系统的时间特性作了详细的计算模拟和实验研究, 得到了一致的结果。所编制成功并经实验校核的计算软件可用于多通放大激光系统的设计, 具有实际应用意义。

参 考 文 献

- 1 波尔科夫 N B, 巴枯连柯 B M 著, 沃新能 校. 激光器的电源. 北京: 科学出版社, 1980
- 2 Powell H T, Frlandson A C, Jancais. SPIE, 1986; 609: 78~ 94
- 3 Shimony Y, Burshtein Z, Kalisky Y. IEEE J Q E, 1995; 31(10): 1783~ 1741
- 4 Sparisou K, Chen W, Stultz R et al. Opt Lett, 1993; 18(10): 814~ 816
- 5 克希奈尔 W. 固体激光工程. 北京: 科学出版社, 1983
- 6 Fan D Y, Yu W Y. IEEE J Q E, 1981; QE17(9): 1765~ 1768
- 7 Lowdermilk W H, Murray J E. J A P, 1980; 51(5): 2436~ 2444
- 8 L B D, Zhang B. Opt Commun, 1996; 130: 279~ 282

作者简介: 冯国英, 女, 1969 年 5 月出生。博士, 副研究员。现从事高功率激光技术、光学设计等工作。

收稿日期: 1998-05-04 收到修改稿日期: 1998-06-01