

单段钕玻璃激光放大器的计算模拟*

冯国英 吕百达 郑万国**

(四川大学激光物理与化学研究所 成都 610064)

提要 进行了单段钕玻璃激光放大器(SSA)的计算模拟。该计算软件引入时间因子,可优化设计放电网络参数,能根据电容器储能直接计算出储能效率和储能密度等重要激光参数,用 LLNL 的实验结果作了校核,并具有较强的预测能力。

关键词 单段放大器,光线追迹和蒙特卡罗法,放电网络

惯性约束聚变中,主放大器是高功率固体激光驱动器的关键组成部分,并占装置造价的很大比例,优化主放大器的设计对于提高驱动器的性能价格比、激光束质量、保持功率平衡等具有重要的意义。从多程放大器结构来看,可分为多段阵列式放大器(MSA)和单段放大器(SSA)。国内外对 MSA 和 SSA 的理论及实验研究十分重视^[1-7]。SSA 作为 MSA 的简化,其设计和实验结果可为 MSA 的研究提供十分有益的参考。本文在解决从电容器储能到激光介质实际储能各个环节的主要物理问题后,又对放电网络进行了研究,进一步引入时间因子,针对 SSA 编制了计算模拟软件,可直接计算出 SSA 的储能效率和储能密度等重要参数,并用里弗莫尔实验室(LLNL)的实验参数作了校核,计算结果具有高的重复性和正确性。本文有关结果可为高功率放大器的设计和实验研究提供参考。

1 基本原理

从放大器的闪光灯泵浦到激光增益介质的储能有多个能量转换过程。编程思路如下:首先根据放电网络得到放电电流随时间的变化;其次,在不同时刻的放电电流情况下,氙灯辐射谱是不同的,我们对此进行了模拟,在每一时刻,进行光线追迹的每一根光线所包含的谱成分是不同的,当它经过氙灯等离子体或激光增益介质时,谱结构和谱能量发生变化,得到放大器的泵浦速率(时间、空间)分布;最后,为了得到激光介质内的实际储能,必须考虑放大自发辐射。概括起来可分为三个环节:脉冲氙灯的电光转换、泵浦腔的光能量传输和激光介质吸收光能转换为储能的能量转换。相应的计算模拟则可分为以下三部分。

1.1 放电网络的计算模拟

对于单回路放电网络,放电方程可表示为^[8]

* 国家高技术惯性约束聚变委员会、惯性约束聚变青年科学基金和四川省青年科技基金会资助项目。

** 中国工程物理研究院核物理与化学研究所,成都 610003。

收稿日期:1998-02-26;收到修改稿日期:1998-04-20

$$L \frac{di}{dt} + V + \frac{1}{C} \int_0^t i dt = V_0 \quad (1)$$

式中 i 为流过灯的电流, C 为储能电容, L 为电感, V_0 为储能电容的充电电压, t 为时间参数。灯在大电流情况下的电压-电流特性为 $V = \pm K_0 \sqrt{|i|}$, 正负符号表示电流的方向, 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^[2]

$$K_0 = 1.3(l/d) \sqrt{p/450} \quad (2)$$

放电网络的放电电流波形和灯的相应的辐射脉冲波形与放电回路的波阻抗 $\rho = \sqrt{L/C}$ 和灯电阻 R_{lamp} 的比值有关。 $R_{\text{lamp}} = \rho_{\text{disch.}}$ 时, 放电回路所储存的能量将在泵浦能量最大的状态下获得最充分的利用。实验证明, 灯的电阻在 $\rho_{\text{disch.}} \leq R_{\text{lamp}} \leq 2\rho_{\text{disch.}}$ 的范围内波动时, 放电脉宽和波形不发生明显变化, 泵浦能量在相当宽的范围内变化时也是如此。 $R_{\text{lamp}} \ll \rho_{\text{disch.}}$ 时, 灯中产生了交变的脉冲放电电流, 这将使灯的寿命缩短。 $R_{\text{lamp}} \gg \rho_{\text{disch.}}$ 时, 泵浦脉冲的后沿拉长, 这是所不希望的, 因为储能器中的大部分能量是在低功率泵浦状态下送到灯中去的^[8]。因此, 需根据放大器的工作参数(灯的长度、内径、灯内压强、电容、电感等)优化设计放电网络参数。

1.2 泵浦腔的计算模拟

泵浦腔中主要包含了脉冲氙灯阵列、反射器和激光介质。闪光灯辐射可看作柱面朗伯光源, 它对其辐射光的再吸收可看作等离子体厚吸收。对闪光灯辐射的模拟必须引入蒙特卡罗法, 脉冲氙灯的功率辐射谱随放电网络放电波形的变化而变化。光在泵浦腔内传输到达激光介质表面的过程必须用光线追迹法加以描述^[6], 光线在传输过程中必须包含能量、光谱等信息。

1.3 激光介质吸收储能的计算模拟

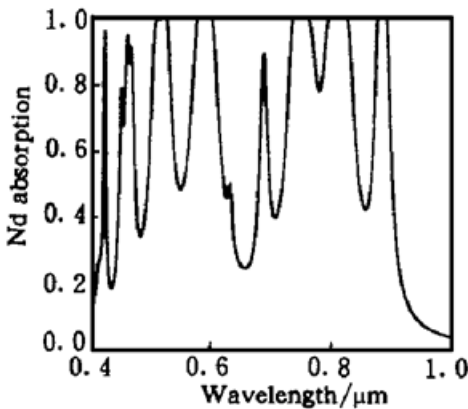


图 1 Nd 掺杂浓度厚度乘积为 1.6×10^{21} ions/cm² 的 Schott LG-660 钕玻璃的吸收谱

Fig. 1 Absorption spectrum of the Nd-doped laser glass (Schott LG-660) at a Nd doping-thickness product of 1.6×10^{21} ions/cm²

由于玻璃网格结构的近程有序、远程无序的特点, 不同的激活离子所处的配位场影响各不相同, 造成不同激活离子的能级精细分裂和位置各不相同, 从而导致跃迁谱线的明显非均匀加宽。在不同的基质玻璃中, Nd^{3+} 的主要吸收峰位置的变化不大, 但吸收峰的分裂形状和吸收跃迁截面的大小各不相同。SSA 中采用 Schott LG-660 硅酸盐钕玻璃, 尺寸为 $320 \text{ mm} \times 583 \text{ mm} \times 43 \text{ mm}$, 折射率 $n = 1.53$, 受激发射截面 $\sigma_{\text{st}} = 1.9 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ 。计算中拟合 Nd 掺杂浓度厚度乘积为 1.6×10^{21} ions/cm² 的 Schott LG-660 钕玻璃的吸收谱^[1]如图 1 所示。

激光介质在光泵过程中基态和亚稳态的粒子数变化可用下面的速率方程表示

$$\begin{aligned} N_0 &= N_1 + N_3 \\ \frac{dN_3}{dt} &= w_{14}(t)N_1 - N_3/\tau_f \end{aligned} \quad (3)$$

N_0 为泵浦前基态粒子数, N_1, N_3 为光泵过程中基态和亚稳态粒子数, $w_{14}(t)$ 为抽运速率, 它的波形等同于光泵波形, τ_f 为荧光寿命, t 为时间。且当 $t = 0$ 时, $N_3 = 0$ 。激光介质在吸收泵浦光能转换为储能的同时, 储能又以自发辐射的方式衰减能量, 当介质增益较大时产生放大自发辐射。必存在时间 t_m , 此时的亚稳态粒子数最大。激光介质吸收储能的效率与光泵脉冲宽度、形状等有密切的关系, 其中,

对泵浦光宽度的依赖比较敏感,减小氙灯发光时间有利于提高抽运效率。但是,光能量一定时发光时间越短,电流密度越大,氙灯的光效和光谱成分都要变坏。因此,需通过详细的数值计算模拟找到放大器的最佳工作参数和最佳工作时刻。

2 计算模拟结果

2.1 不同长度和不同内径的脉冲氙灯的工作特性

针对 SSA 的实验参数^[2],脉冲氙灯每支灯内径为 $\phi 15$ mm,极间距为 2340 mm,充气气压为 39990 Pa。采用 LC 单灯单网放电,储能电容值为 $100 \mu\text{F}$,电感值为 $400 \mu\text{H}$ 。氙灯的爆炸能量为 $E_x = (20000)dl^4\sqrt{LC} = 99278 \text{ J}$ 。当工作电压为 17 kV, 20 kV 和 23 kV 时,氙灯的爆炸系数分别为 0.15, 0.2, 0.27。利用我们的放电网络程序计算所得放电电流、流过灯的功率和在 $0.4 \sim 1.0 \mu\text{m}$ 光谱范围的积分能量随时间的变化如图 2 (a), (b), (c) 所示,可见,放电网络参数达到了最佳匹配。

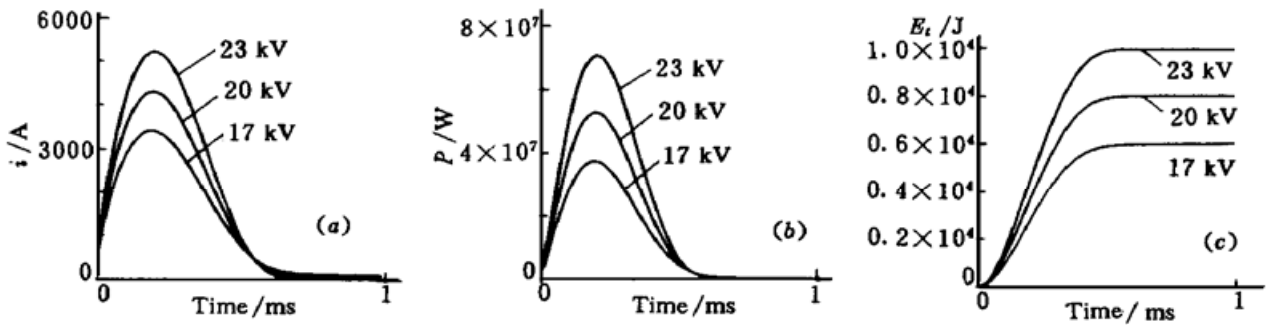


图 2 计算所得灯的放电电流 (a), 电功率 (b) 和辐射谱在 $0.4 \sim 1.0 \mu\text{m}$ 范围的积分能量 (c) 随时间的变化 (灯内径为 $\phi 1.5$ cm, 极间距为 234 cm)

Fig. 2 Calculated (a) discharge current, (b) electrical power and (c) integral energy of the output spectrum in the range from $0.4 \sim 1.0 \mu\text{m}$ versus time for a 1.5-cm bore, 234-cm-arc-length flashlamp

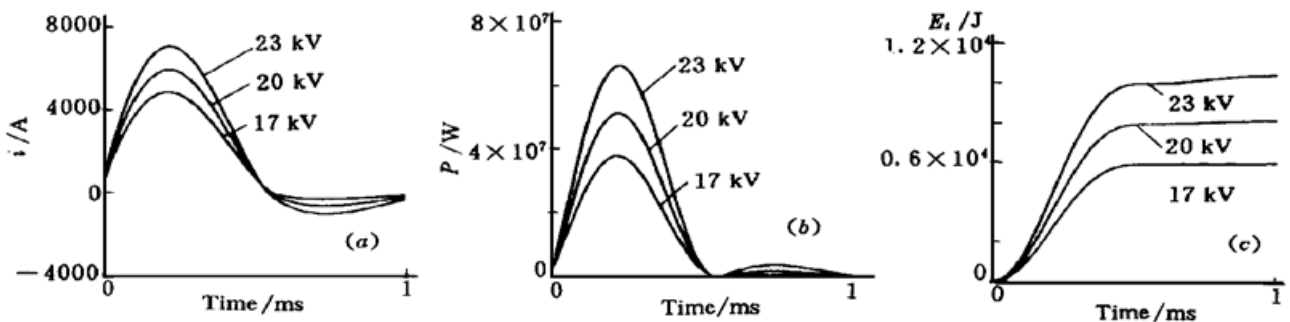


图 3 计算所得内径为 $\phi 2.5$ cm, 极间距为 234 cm 的灯的放电电流 (a), 电功率 (b) 和辐射谱在 $0.4 \sim 1.0 \mu\text{m}$ 范围的积分能量 (c) 随时间的变化

Fig. 3 Calculated (a) discharge current, (b) electrical power and (c) integral energy of the output spectrum in the range from $0.4 \sim 1.0 \mu\text{m}$ versus time for a 2.5-cm bore, 234-cm-arc-length flashlamp

若将灯内径变为 $\phi 2.5$ mm, 工作电压为 17 kV, 20 kV 和 23 kV 时,氙灯的爆炸系数分别为 0.087, 0.12, 0.16。计算所得放电电流、流过灯的功率和在 $0.4 \sim 1.0 \mu\text{m}$ 光谱范围的积分能量随时间的变化如图 3 (a), (b), (c) 所示,存在反向电流,既影响灯的寿命,又没有有效地将电能转换为光能。可见放电网络参数必须合理选择,才能得到合适的放电脉冲波形和脉宽,达到

较高的电光转换效率。

根据氙灯在不同时刻的电流强度可给出氙灯辐射光谱和吸收光谱^[4],从而可进行下一步的模拟计算。

2.2 泵浦速率分布的计算模拟

SSA 中,2组灯(每组5支)在四张片两面对称泵浦,通光口径为320 mm×320 mm。灯阵列距片最近距离为20 mm。计算所得在水平方向上灯阵列对中间片和两端头处片的泵浦速率相对分布如图4(a)和(b)所示。端头处的片由于泵浦光在端头处泄漏,两面泵浦不对称,中间片的泵浦则为对称泵浦。

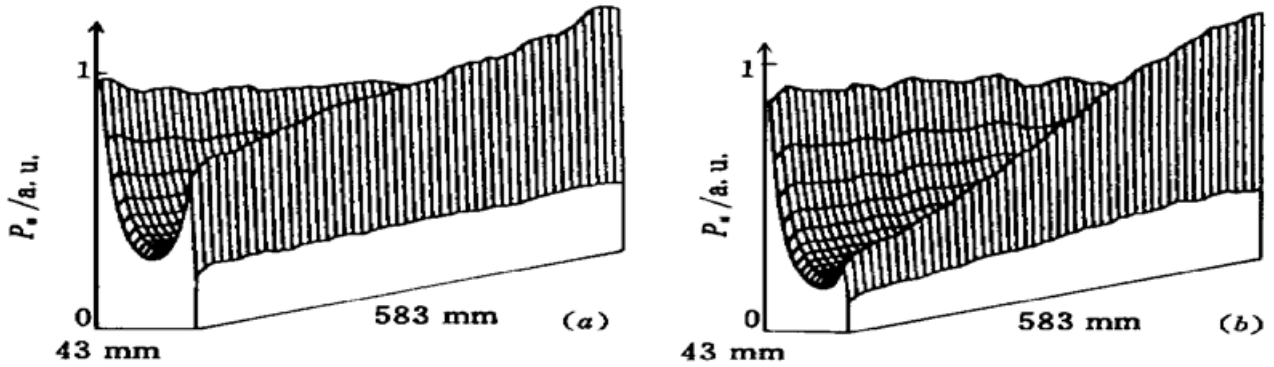


图4 计算所得灯阵列对中间片(a)和端头片(b)的泵浦速率分布

Fig.4 Calculated pumping rate in (a) the middle slab and (b) the end slab

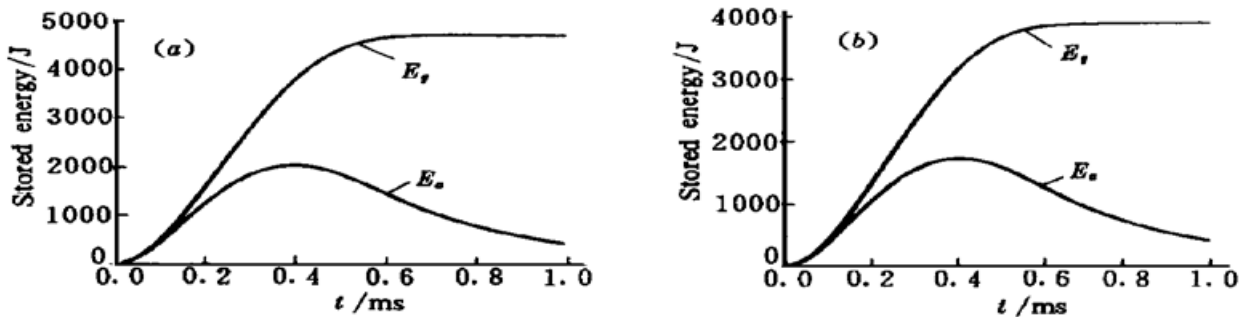


图5 中间片(a)和端头片(b)吸收到的和实际保持的储能随时间的变化曲线

($f_x = 0.2$, E_g : 被介质吸收到的储能, E_a : 介质内实际保持的储能)

Fig.5 Stored energies, which are absorbed and remain in (a) the middle slab and (b) the end slab, versus time

($f_x = 0.2$, E_g : stored energy absorbed by medium, E_a : stored energy remaining in medium)

2.3 放大自发辐射的计算模拟

在氙灯光脉冲持续时间内,氙灯的辐射功率在不同时刻是不同的,氙灯辐射谱也不同,提供的泵浦速率不同。在泵浦脉冲前沿段,泵浦速率较低时,介质内的储能密度较低,小信号增益系数较小,自发辐射(ASE)不明显,增益分布较均匀;随着泵浦时间的增加,介质内的储能也增加,小信号增益系数和增益变大,因而 ASE 也渐渐明显。计算得到,当氙灯爆炸系数 $f_x = 0.2$ 时,中间片和端头片激光介质接收到的储能和实际保存的储能随时间的变化如图5(a)和(b)所示,接收到的储能和实际保存的储能的分离反映了 ASE 对储能影响的大小。在 $t = 400 \mu s$ 时,介质内的储能和平均储能密度达到最大。

2.4 储能效率的计算

在这一 SSA 构型下,计算所得当氙灯的爆炸系数 $f_x = 0.2$ 时,中间片每片的储能密度 E_{st}

$= 0.25 \text{ J/cm}^3$, 储能效率 $\eta_{st} = 4.05\%$; 端头片每片的储能密度 $E_{st} = 0.22 \text{ J/cm}^3$, 储能效率 $\eta_{st} = 3.45\%$; 4 片长 SSA 的平均储能密度 $E_{st} = 0.23 \text{ J/cm}^3$, 储能效率 $\eta_{st} = 3.75\%$ 。

氙灯阵列分别工作在爆炸系数 $f_x = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25$ 和 0.3 时, 计算所得 4 片长 SSA 系统的储能通量及相应的储能效率示于图 6, LLNL 的实验结果^[2] 也示于图 6。由图可见, 我们的计算结果与 LLNL 的实验结果在定量上相符。

致谢 感谢中国科学院上海光机所 [邓锡铭] 院士、范滇元院士和林尊琪教授对本文工作的帮助和支持。

参 考 文 献

- 1 H. T. Powell, A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis. Characterization of high power flashlamps and application to Nd-glass laser pumping. *SPIE*, 1986, **609**: 78~ 94
- 2 J. E. Murray, H. T. Powell, B. W. Woods. Optimized flashlamp pumping of disc amplifiers. *SPIE*, 1986, **609**: 95~ 110
- 3 A. C. Erlandson, M. D. Rotter, D. N. Frank *et al.*. Design and performance of Beamlet amplifier. U-CRL-IR-105821-95-1, 1995, 18~ 28
- 4 H. T. Powell, A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis *et al.*. Flashlamp pumping of Nd-glass disk amplifiers. *SPIE*, 1990, **1277**: 103~ 120
- 5 B. M. Van Wousterghem, J. A. Caird, C. E. Barker *et al.*. Recent results of the National Ignition Facility Beamlet demonstration project. *SPIE*, 1995, **2633**: 22~ 28
- 6 Kenneth S. Jancaitis, Scott W. Haney, David H. Munro. A 3-dimensional ray-trace model for predicting the performance of flashlamp-pumped laser amplifiers. *SPIE*, 1997, **3047**: 106~ 112
- 7 Ph. Donnat, C. Treimany, N. L'hullier *et al.*. The Miro software: a brief presentation. *SPIE*, 1997, **3047**: 102~ 105
- 8 N. B. Borcof, B. M. Barculiaca. Power Supply of Laser. Beijing: Science Press, 1980 (in Chinese)

Computational Simulation of the Single-segment Nd-glass Glass Amplifier

Feng Guoying Lü Baida Zheng Wanguo

(Institute of Laser Physics and Chemistry, Sichuan University, Chengdu 610064)

Abstract A computational simulation of the single-segment Nd-glass amplifier (SSA) has been made. By introducing the temporal factor, in our numerical codes the parameters of the discharge net can be optimized, and some important laser parameters, such as the storage efficiency and stored energy etc., can be calculated out from the given stored energy of electric capacitors. The codes have been checked up in the use of the experimental data at LLNL, showing the ability of predicted performance.

Key words single-segment amplifier (SSA), ray tracing and Monte Carlo methods, discharge net

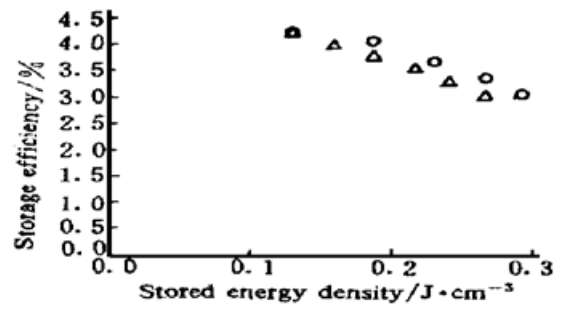


图 6 4 片长 SSA 中储能效率随储能通量的变化

△: LLNL 的实验值, ○: 我们的计算模拟值

Fig. 6 Storage efficiency versus stored energy density for the four-disk-long SSA

△: experimental results at LLNL,

○: our calculated results