

# 组合式钷玻璃片状激光放大器 增益性能的动态模拟\*

张 华<sup>†</sup>

(南通师范学院物理系,南通 226007)

范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

(2001 年 2 月 8 日收到,2001 年 4 月 2 日收到修改稿)

用随时间变化的氙灯辐射光谱模型,建立了组合式钷玻璃片状激光放大器动态增益特性的模拟程序,实现了从氙灯放电到引出激光的全过程动态模拟,可用于片状激光放大器的优化设计.研究了:1)放大器在不同的抽运条件下水平方向的增益均匀性,当氙灯爆炸系数比较高时,自发辐射放大优先使片的边缘产生消抽运作用,增益分布变得不均匀,通光口径的中央处增益较大;2)片厚度和掺杂浓度对增益性能的影响,在相同的抽运条件下,储能通量由片厚度与掺杂浓度的乘积决定,给出了储能通量和小信号增益随片厚度与掺杂浓度的乘积的变化关系.

关键词:钷玻璃激光放大器,储能密度,增益特性

PACC:4260,3280B,3380B,2588

## 1 引 言

惯性约束核聚变的研究对能源发展具有重要意义,其研究的关键在于建造具有高功率、高光束质量的激光系统.氙灯抽运的组合式钷玻璃激光放大器是国际上进行惯性约束核聚变研究的主要激光驱动器.它的技术基础是抽运源及其在激光介质中的能量沉积,它决定了增益、增益均匀性、效率及动态光学质量等关系全局的重要参量.为了获得大能量、高光束质量的激光输出,要求放大器具有优质的增益性能.

由于激光驱动器结构复杂、规模巨大,因此,用计算机程序模拟激光驱动器的性能具有非常重要的意义.美国里弗莫尔国家实验室等世界上一些著名实验室在多年的激光驱动器研究过程中不断深化对放大器增益性能的研究<sup>[1]</sup>,发展了一系列模拟放大器增益性能的程序. Alexander 等<sup>[2]</sup>首次用蒙特-卡罗和光线追迹方法完成了抽运光在放大器腔内传输的模拟计算程序 ZAP,ZAP 可以计算抽运光在激光介质内的能量沉积分布和传输效率. Hagen 等<sup>[3]</sup>在单

元激光放大器(SSA)上详细地研究了抽运腔的构形对储能效率的影响,建立了一系列模拟 SSA 能量沉积分布、边缘损耗和增益均匀性的计算程序. Murray 和 Erlandson 等<sup>[4,5]</sup>提出和发展了组合式放大器(MSA),发展了模拟 MSA 内增益性能的程序.这个程序采用简化的二维光线追迹模型,用一个无限薄的吸收平面代替有限厚度的钷玻璃片,对片上的每一个源点进行积分,平面上的每一点吸收了同样的入射到钷玻璃片的抽运光通量.1994 年里弗莫尔实验室又建立了 Beamlet 激光装置<sup>[6,7]</sup>. Erlandson 等<sup>[7]</sup>研究了 Beamlet 装置的增益特性,用在 MSA-2 上发展起来的外推方法来预估其增益特性.

本文发展了模拟氙灯抽运的组合式钷玻璃片状激光放大器动态增益特性的计算机程序,并利用国内外的实验和计算结果对程序的精度和可靠性进行校验和考核.与已有工作相比,主要的改进有:

1)物理模型精确化.运用随时间变化的氙灯辐射光谱模型,建立了放大器从电容器放电到引出激光的全过程增益特性动态模拟,可计算抽运过程中不同时刻放大器内的储能分布.

2)采用二维光线追迹方法,既可以模拟放大器

\* 国家高技术研究发展计划青年科学基金(批准号:416-98-08)和江苏省教育委员会自然科学基金(批准号:99KJB140007)资助的课题.

<sup>†</sup>E-mail:zh@nttc.edu.cn

在水平和片厚度方向的储能分布,又具有比较快的计算速度,能在 20min 左右的时间内完成一次计算.而一般的三维光线追迹程序如 ZAP<sup>[2]</sup>,完成一次储能分布计算需要几小时乃至整天的时间<sup>[5]</sup>.文献[5]模拟 MSA 内增益性能的二维光线追迹程序,由于用一个无限薄的吸收平面代替有限厚度的铍玻璃片,因此不能模拟在片厚度方向的储能分布.

3)由于端面损耗,内部片和端面片上的增益分布是不一样的.程序可以计算放大器内部和端面任一位置铍玻璃片上的储能分布,由此外推任意长放大器链的水平方向的增益分布.

4)用蒙特-卡罗方法处理自发辐射放大(ASE),可同时计算包边吸收 ASE 能量的分布,作为热畸变效应研究的依据.这些程序和方法还可以运用到大口径的固体板条激光器<sup>[8]</sup>.

## 2 原理概述

### 2.1 二维光线追迹法

组合式放大器在竖直方向具有比较好的增益均匀性<sup>[5-7]</sup>,因此在空间上将三维模型简化为二维模型.而且,实际上由于在放大器的底部和顶部安装了反射镜,把有限长度的氙灯、铍玻璃片“反映”成无限长,所以,只要二端面的反射率足够高,二维近似就是一种很好的计算方法<sup>[5,9,10]</sup>.图 1 是组合式片状放大器的结构示意图,每张铍玻璃片由侧面和中央两组氙灯进行抽运.铍玻璃对抽运光的吸收遵从比尔定律<sup>[11]</sup>

$$I(\lambda, d, t) = I_0(\lambda, 0, t) \exp[-\alpha(\lambda)d]. \quad (1)$$

铍玻璃对不同光谱成分的光线吸收的能量是不同的(1)式中  $I_0(\lambda, 0, t)$  为抽运光在波长  $\lambda$  处的初始强度(kW/ $\mu\text{m}$ ),在数值上等于所有氙灯在波长  $\lambda$  处辐射的功率除以所有取样光线数目,对时间和波长的依赖关系由随时间变化的氙灯辐射光谱确定<sup>[12]</sup>;  $\alpha(\lambda)$  为根据实验数据拟合出来的磷酸盐铍玻璃的吸收系数,与掺杂浓度成正比.实验测量了掺杂浓度为 2.2% 国产铍玻璃的吸收光谱,并对此作了经验函数的拟合,从而可以得到任意掺杂浓度下铍玻璃的吸收系数<sup>[10]</sup>;  $d$  为光线在铍玻璃片中传输的距离.

为了计算铍玻璃片内储能分布,用两组分别平行于片两个侧面的平行线将片截面分割成许多小的

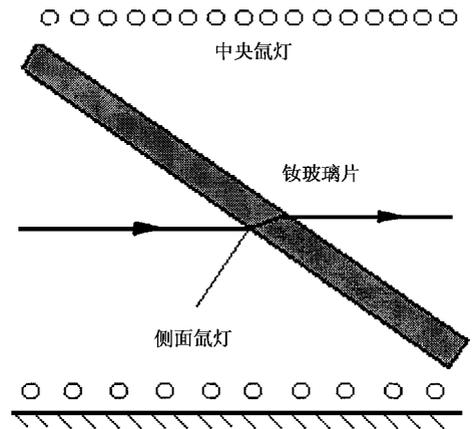


图 1 组合式片状激光放大器的结构示意图

矩形区域,计算光线在每个小区域内沉积的能量.某个小区域内沉积的能量是所有取样光线在该区域内沉积能量的总和,该小区域内的抽运功率密度为

$$P(x, y, t) = \frac{1}{\Delta V} \sum_{n=1}^N \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{\lambda}{\lambda_0} [1 - \exp(-\alpha(\lambda)d_n)] \cdot I_n(\lambda, x, y, t) d\lambda, \quad (2)$$

式中  $\sum_{n=1}^N$  表示对所有  $N$  根取样光线在该体积元内沉积能量求和;  $\lambda_0$  为铍离子的激光跃迁波长;  $d_n$  为第  $n$  根光线在该体积元内传输的距离;  $I_n(\lambda, x, y, t)$  为第  $n$  根光线进入该体积元时在波长  $\lambda$  处的强度(kW/ $\mu\text{m}$ ).

### 2.2 氙灯的辐射光谱

在氙灯对铍玻璃片的抽运过程中,放电电流随时间变化,因此,氙灯的辐射光谱也是随时间变化的.在方程(1)中  $I_0(\lambda, 0, t)$  是随时间变化的.运用精确的氙灯辐射光谱模型<sup>[12]</sup>,可得到随时间变化的氙灯辐射光谱.根据 Goncz 公式,氙灯的单发爆炸能量为  $E_x = BSd(LC)^{3/4}$ ,在一般的设计中  $B = 20$ ,把输入氙灯的能量与氙灯单发爆炸能量的比值定义为氙灯的爆炸系数,

$$f_x = \frac{CV^2}{2BSd(LC)^{3/4}}, \quad (3)$$

$S$  为氙灯长,  $d$  为氙灯内径.图 2 是内径为 2.5cm 的氙灯在  $f_x = 0.3$  时的放电波形和辐射光谱.在放电过程中氙灯的辐射光谱有很大差异,随着电流增大,波长较小的区域强度增加较快,也就是通常所说的紫移现象.

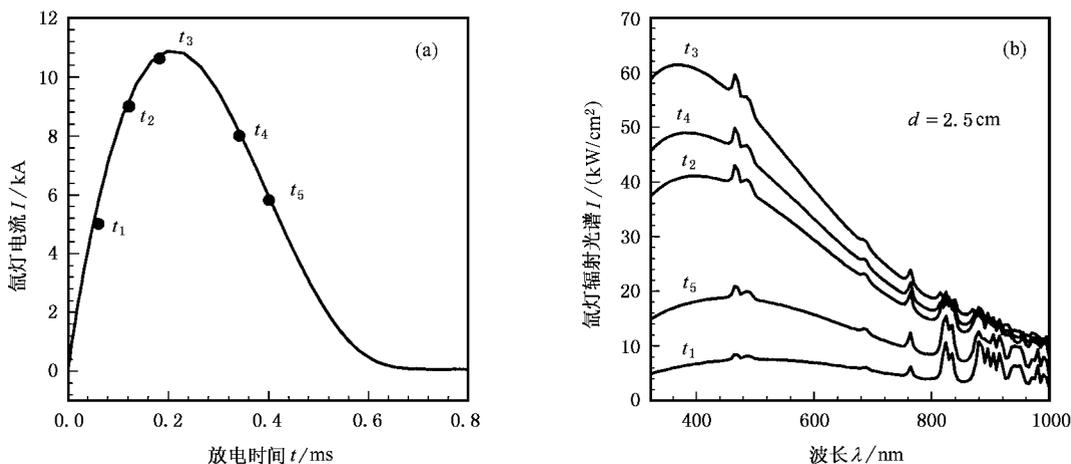


图 2 氙灯的放电波形和辐射光谱 (a)为放电波形 (b)为氙灯放电过程中几个时刻的辐射光谱

### 2.3 抽运速率方程

由激光速率方程可得到描述激光介质内随时间和空间变化的激光上能级储能密度  $E_{st}(x, y, t)$  的抽运速率方程为

$$\frac{dE_{st}(x, y, t)}{dt} = P(x, y, t) - \frac{E_{st}(x, y, t)}{\tau}, \quad (4)$$

式中  $P(x, y, t)$  是由 (2) 式确定的抽运功率密度, 它是时间和空间位置的函数;  $\tau = 1/(k_0 + k_{ASE})$ ,  $1/k_0$  为钨玻璃的荧光寿命,  $k_{ASE}$  为由于 ASE 所引起的激光上能级寿命的减少, 在大口径、高增益的片状激光放大器中尤其突出<sup>[13-15]</sup>.

方程 (4) 可用有限差分法求解, 取时间间隔  $\Delta t$ , 在  $t = (p + 1)\Delta t$ ,  $p = 0, 1, 2, \dots$  时体积元  $\Delta V$  内的储能密度  $E_{st}(x, y, p + 1)$  可表示为

$$E_{st}(x, y, p + 1) = [E_{st}(x, y, p) + P(x, y, p)\Delta t] \times \exp(-\Delta t/\tau). \quad (5)$$

### 2.4 自发辐射放大

在  $\Delta t$  时间内自发辐射能量密度为

$$E_{sp}(x, y, p) = [1 - \exp(-\Delta t/\tau)]E_{st}(x, y, p). \quad (6)$$

用蒙特-卡罗方法处理片状放大器内的 ASE<sup>[13]</sup>, 而不是用文献 [14] 中拟合  $k_{ASE}$  的方法, 这样可以研究 ASE 对片边缘区域的储能衰减及包边吸收 ASE 能量的分布. 假设自发辐射是各向同性的, 体积元  $\Delta V$  内辐射相互独立的  $M$  根光线, 每根光线的始点位置和方向由蒙特-卡罗方法随机产生, 每根光线携带的能量为

$$I_{sp}(x, y, p) = E_{sp}(x, y, p)\Delta V/M. \quad (7)$$

荧光光线在增益介质中传输时被放大, 同时消耗激光介质中的储能. 用同样的光线追迹方法计算 ASE 消耗的储能, 某体积元内的储能密度衰减为

$$E_{ASE}(x, y, p) = \frac{1}{\Delta V} \sum_{n=1}^N I_{ASE}^n(x, y, p) \times [\exp(\beta(x, y, p)t_n) - 1] \quad (8)$$

$\sum_{n=1}^N$  表示对所有  $N$  根取样荧光光线求和,  $I_{ASE}^n(x, y, p)$  为第  $n$  根荧光光线进入该体积元时的强度,  $t_n$  为第  $n$  根光线在该体积元内传输的距离,  $\beta(x, y, p)$  为随时间和空间位置变化的小信号增益系数,

$$\beta(x, y, p) = E_{st}(x, y, p)\sigma/h\nu. \quad (9)$$

## 3 水平方向增益均匀性的动态模拟

### 3.1 水平方向增益分布与氙灯爆炸系数的关系

以 Beamlet<sup>[7,8]</sup> 放大器的结构参量作为计算参量. 图 3 给出了在 5 种不同的氙灯爆炸系数  $f_x$  时一张内部片的水平增益分布计算结果, 对应的抽运时刻为 0.34 ms. 增益分布在低  $f_x$  值时相对平些, 而当  $f_x$  值升高时变得不均匀, 通光口径的中央处增益较大. 产生这种现象的原因可以归结为两个方面, 第一是由于 ASE, 它优先使玻璃片的边缘产生消抽运作用, 增加了片边缘储能的衰减速率. 而且, 随着片平均增益系数的增大, 消抽运的作用更加严重. 第二是抽运能量沉积分布随注入氙灯能量的改变而变化. 文献 [5] 的实验结果表明由类似氙灯列阵所产生的

增益分布很难随驱动氙灯能量的改变而变化,因此, ASE 的影响更为主要.

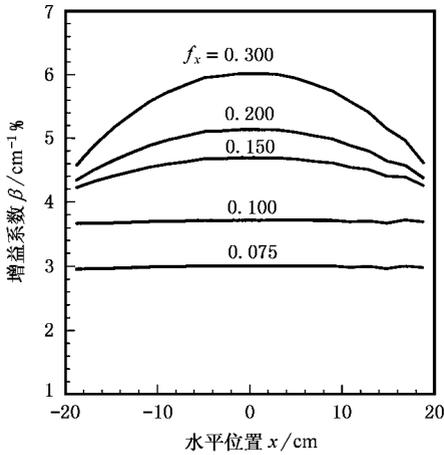


图 3 水平方向的增益分布随氙灯爆炸系数的变化

### 3.2 水平方向增益分布随时间的变化

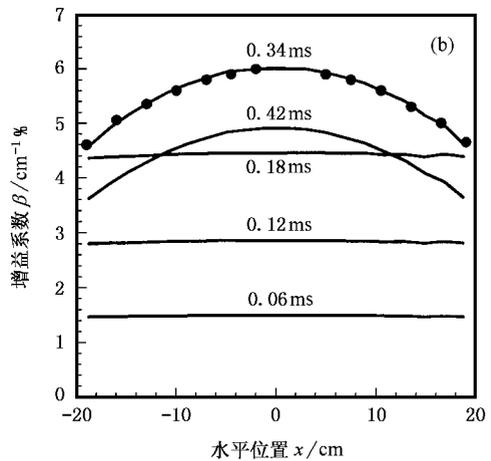
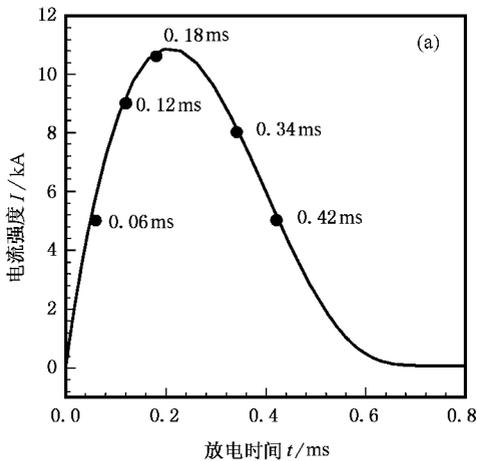


图 4 水平方向增益分布随时间的变化 (a)为氙灯的放电波形 (b)为水平方向的增益分布

## 4 钕玻璃片厚度和掺杂浓度的优化

### 4.1 单张钕玻璃片的引出激光增益

钕玻璃片内储能沿厚度方向的分布是十分不均匀的,储能沿厚度方向的相对分布与片厚度和掺杂浓度有关.设钕玻璃的损耗系数为  $\alpha$ ,利用“集中损耗近似”,由 Frantz-Nodvik 脉冲放大传输方程,厚度为  $\Delta y$  的“薄片”的增益由下式决定<sup>[16]</sup>

$$E_{out} = E_{sat} \ln[1 + \exp(\beta(y) \Delta y')]$$

在抽运过程中的不同时刻水平方向的增益分布特性也具有很大的差异.图 4(a)给出了 Beamlet 放大器氙灯在主脉冲启动后的电流波形的计算结果,氙灯爆炸系数为 0.3.图 4(b)给出了计算得到的放大器 5 个不同时刻的水平增益分布.0.06、0.12 和 0.18ms 对应于抽运脉冲前沿的三个时刻,增益分布沿水平方向比较均匀.在 0.34ms 时储能密度取得最大值,0.42ms 是抽运脉冲后沿的一个时刻,这时增益分布沿水平方向不均匀.值得注意的是,在抽运脉冲的后沿出现明显的峰值效应,即由于 ASE 的影响,在通光口径的中央处增益比较大,水平增益分布不均匀.而在抽运脉冲的前沿,即使与后沿的平均增益系数相近,这种峰值效应也不明显,这主要因为 ASE 加快片边缘储能衰减对时间的积累效应.图 4(b)中的点是文献[7]的实验结果,与程序的计算结果符合得很好,证实了程序的精度和可靠性.

$$\times (\exp(E_{in}/E_{sat}) - 1) \exp(-\alpha \Delta y'), \quad (10)$$

式中  $E_{in}$  和  $E_{out}$  分别为激光脉冲的输入和输出通量,  $\beta(y)$  是由(9)式决定的随位置变化的小信号增益系数,光线在呈布儒斯特角放置的钕玻璃片中传输的距离为  $\Delta y' = \Delta y(1 + n^{-2})^{1/2}$ ,  $E_{sat} = h\nu/\rho\sigma$  为钕玻璃的饱和通量,  $\rho$  为一系数,对于国产磷酸盐钕玻璃,  $\rho = 1.15$ .将所有“薄片”的增益相乘得到激光脉冲通过单片钕玻璃片的增益.

### 4.2 储能密度沿片厚度方向的分布

组合式放大器中每张钕玻璃片用侧面和中央两

组氙灯列阵抽运. 图 5 (a) 为在相同的抽运强度下, 储能密度沿钕玻璃片厚度方向的相对分布, 片的厚度为 4cm, 不同的曲线分别对应于不同的掺杂浓度. 可见, 储能密度沿厚度方向的分布是十分不均匀的, 随着吸收深度的增加, 储能密度很快地衰减. 钕离子

浓度越高衰减速度越快, 片中心的储能密度也越低. 图 5 (b) 为厚度为 3.5cm 的钕玻璃片的计算结果, 与图 5 (a) 相比, 在片的表面两片的储能密度相同, 但在片的中心“薄片”的储能密度要高于“厚片”.

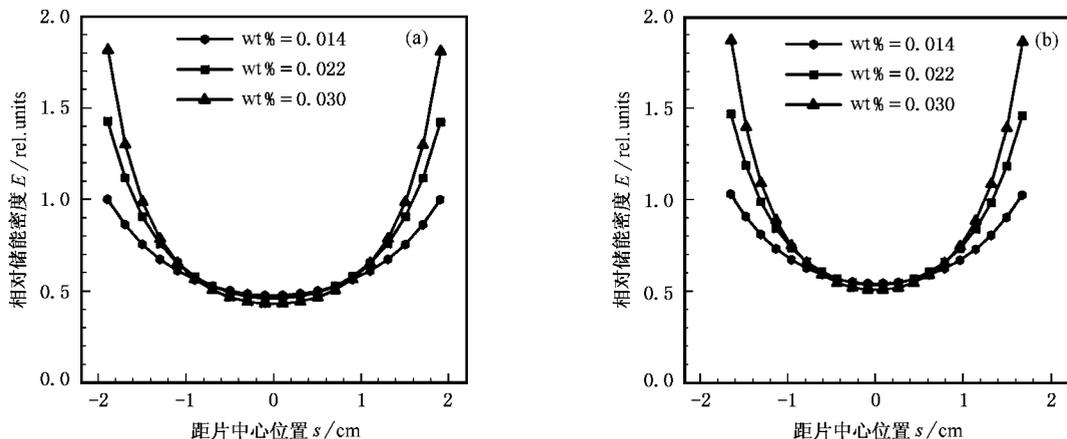


图 5 钕玻璃片内部储能密度沿片厚度方向的相对分布 (a) 为  $D = 4\text{cm}$  (b) 为  $D = 3.5\text{cm}$

### 4.3 钕玻璃片的储能通量和增益

图 6 (a) 为钕玻璃片的储能通量对片厚度与钕离子浓度乘积的关系曲线. 储能通量定义为放大器口径上单位面积内的储能<sup>[14]</sup>. 厚度为 3.5 和 4.0cm 两片的两条曲线完全重合在一起, 而与厚度无关, 即在相同的抽运条件下, 储能通量完全取决于片厚度与钕离子浓度的乘积  $N_0 D$ . 而且, 当  $N_0 D$  比较小时, 储能通量随  $N_0 D$  的增加很快地增加; 当  $N_0 D$  比

较大时, 储能通量趋于饱和, 因为钕玻璃片几乎已经吸收了吸收带内的全部抽运光. 图 6 (b) 为由 (10) 式计算得到的单片增益, 增益随片厚度和钕离子浓度的增大而增大. 对各种片厚度和钕离子浓度的计算结果均表明, 在  $N_0 D$  相等时可以得到相同的增益. 当  $N_0 D$  比较小时,  $N_0 D$  增加 1 倍时储能通量增加 1.25 倍, 相应的单张钕玻璃片增益提高 5.5%, 对于 7 片长的放大器链, 总的小信号增益将提高 45%.

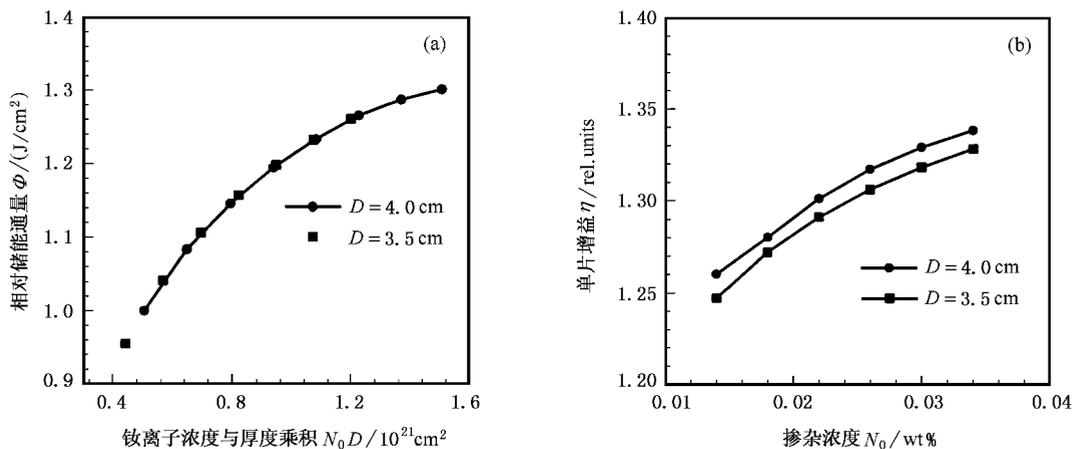


图 6 (a) 为储能通量随片厚度和钕离子浓度乘积  $N_0 D$  的变化关系 (b) 为单张钕玻璃片的增益

## 5 结 论

建立了组合式钨玻璃片状激光放大器动态增益特性的模拟程序,实现了从氙灯放电到引出激光的全过程动态模拟.研究了放大器在水平方向的增益均匀性和片厚度与掺杂浓度对增益性能的影响.结果表明:1)当氙灯爆炸系数比较高时,自发辐射放大优先使片的边缘产生消抽运作用,增益分布变得不均匀,通光口径的中央处增益较大;2)在抽运的不同

时刻增益分布特性也具有很大的差异.3)在相同的抽运条件下,储能通量和增益由片厚度与掺杂浓度的乘积  $N_0 D$  决定;当  $N_0 D$  比较小时, $N_0 D$  增加 1 倍时储能通量增加 1.25 倍,对于 7 片长的放大器链,总的小信号增益将提高 45%.当  $N_0 D$  比较大时,储能通量趋于饱和.

本文的绝大部分工作是在中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室完成的,在此表示感谢.

- [ 1 ] H. Zhang, D. Y. Fan, *Physics*, **28**( 1999 ), 79 [ in Chinese ] [ 张 华、范滇元, *物理*, **28**( 1999 ), 79 ]
- [ 2 ] J. H. Alexander, M. Troost, J. E. Welch, *The ZAP Laser Analysis Program*, System Science and Software Inc., ( 1971 ); J. M. McMahon, J. L. Emmett, J. F. Holzrichter *et al.*, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-9**( 1973 ), 992.
- [ 3 ] W. F. Hagen, K. S. Jancaitis, H. T. Powell, *Laser Program Annual Report*, **UCRL-5002K**( 1984 ), 6.
- [ 4 ] J. R. Murray, J. B. Trenholme, J. T. Hunt, *Proc. SPIE*, **1410**( 1991 ), 28.
- [ 5 ] A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis, R. W. McCracken, *ICF Quarterly Report* **3**( 3 ), **UCRL-LR-105821-92-3**( 1992 ), 105.
- [ 6 ] B. M. V. Wonterghem, J. R. Murray, J. H. Campbell *et al.*, *Appl. Opt.*, **36**( 1997 ), 4932.
- [ 7 ] A. C. Erlandson, M. D. Rotter, D. N. Frank *et al.*, *ICF Quarterly Report* **5**( 1 ), **UCRL-LR-105821-95-1**( 1995 ), 18.
- [ 8 ] Milton J. Shoup III, J. H. Kelly, D. L. Smith, *Appl. Opt.*, **36**( 1997 ), 5287.
- [ 9 ] U. Bafilo P. Mazzinghi, *Proc. SPIE*, **1021**( 1988 ), 120.
- [ 10 ] H. Zhang, S. X. Xiu, D. Y. Fan, *Acta Opt. Sin.*, **17**( 1997 ), 160 [ in Chinese ] [ 张 华、徐世祥、范滇元, *光学学报*, **17**( 1997 ), 160 ].
- [ 11 ] J. H. Kelly, D. C. Brown, J. A. Abate *et al.*, *Appl. Opt.*, **20**( 1981 ), 1595.
- [ 12 ] H. Zhang, Y. X. Gao, D. Y. Fan, *Acta Opt. Sin.*, **18**( 1998 ), 161 [ in Chinese ] [ 张 华、高艳霞、范滇元, *光学学报*, **18**( 1998 ), 161 ].
- [ 13 ] H. Zhang, D. Y. Fan, *Acta Phys. Sin.*, **49**( 2000 ), 1047 [ in Chinese ] [ 张 华、范滇元, *物理学报*, **49**( 2000 ), 1047 ].
- [ 14 ] H. T. Powell, A. C. Erlandson, K. S. Jancaitis, *Proc. SPIE*, **1277**( 1990 ), 103.
- [ 15 ] G. Le. Touze, O. Cabourdin, K. S. Jancaitis, *Proc. SPIE*, **3047**( 1997 ), 571.
- [ 16 ] D. M. Pennington, D. Milam, D. Eimerl, *Proc. SPIE*, **3047**( 1997 ), 630.

# THE DYNAMIC MODULATION FOR GAIN PERFORMANCE IN MULTI-SEGMENT Nd<sup>3+</sup> GLASS DISK LASER AMPLIFIERS<sup>\*</sup>

ZHANG HUA

( *Department of Physics , Nantong Teachers College , Nantong 226007 , China* )

FAN DIAN-YUAN

( *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics , Shanghai 201800 , China* )

( Received 8 February 2001 ; revised manuscript received 2 April 2001 )

## ABSTRACT

Based upon the instantaneous output spectra of a xenon flashlamp , we have constructed a unique dynamic modeling program to predict the gain performance of multi-segment Nd<sup>3+</sup> glass laser amplifiers. The model , which includes all the dynamic modulations from flashlamp discharging to laser output , may be used in the laser amplifier system optimization. The gain uniformity in the horizontal direction is investigated with the modeling program. The amplified spontaneous emission inside a laser slab first increases the overall decay rate and thereby decreases the stored energy at the slab edges. The stored energy density at the slab center is higher than that at the slab edges when the explosion fraction of the flashlamp becomes large. The influences of the disk thickness and Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> doping level on gain performance are also studied with the modeling program. The stored fluence is determined by the doping – thickness products ( Nd ion concentration × slab thickness ) in the multi-segment amplifiers slab , and the details are also given.

**Keywords** : Nd<sup>3+</sup> glass laser amplifiers , stored energy density , gain performance

**PACC** : 4260 , 3280B , 3380B , 2588

---

<sup>\*</sup> Project supported by the Young Science Foundation of the National High Technology Development Program of China ( Grant No. 416-98-08 ) and by the Natural Science Foundation of the Education Commission of Jiangsu Province , China ( Grant No. 99KJB140007 ).