

重频 Yb :YAG 片状激光器电光调 Q 时空演化模拟计算和实验研究

严雄伟[†] 於海武 曹丁象 李明中 郑建刚 蒋东滨 蒋新颖 段文涛 王明哲

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2008 年 12 月 22 日收到, 2009 年 1 月 13 日收到修改稿)

基于 Yb^{3+} 抽运动力学, 结合光线追迹的方法, 建立了抽运过程中的放大自发辐射模型, 得到激光介质中三维含时储能分布. 将速率方程理论和角谱传播理论结合, 对谐振腔内调 Q 脉冲的形成、传播过程进行建模计算, 得到激光脉冲的时间-空间分布和光束质量因子变化规律. 同时进行了激光二极管抽运重频 Yb :YAG 片状激光器电光调 Q 实验, 并与模拟计算的结果进行了对比校核, 印证了计算模型的正确性. 这为主动调 Q 固体激光器的设计提供了参考.

关键词: Yb :YAG 激光器, 调 Q, 时空演化

PACC: 7820, 7845

1. 引言

目前, 人们对谐振腔的数值计算多集中在空腔^[1-3]. 对于增益介质的处理也是基于平均的小信号增益系数, 不能动态地反映激光介质内增益分布和增益饱和行为. 针对激光二极管(LD)抽运重频 Yb :YAG 片状激光器, 我们基于 Yb^{3+} 抽运动力学^[4], 结合光线追迹的方法, 建立了抽运过程中的自发辐射放大模型, 得到激光介质中三维含时储能分布^[5]. 将用于描述激光产生、放大的速率方程理论和用于描述激光传输的角谱传播理论有机地结合起来, 对谐振腔内调 Q 脉冲的形成、传播过程进行建模, 并进行数值计算, 得到激光脉冲的时间-空间分布和光束质量因子变化规律^[6]. 同时我们还进行了 LD 抽运重频 Yb :YAG 片状激光器电光调 Q 实验, 与模拟计算的结果进行了对比校核.

2. 理论模型

2.1. Yb^{3+} 抽运动力学

Yb^{3+} 的能级图非常简单, 只有间距约为

10000 cm^{-1} 的 $^2F_{7/2}$ 基态和 $^2F_{5/2}$ 受激多重态, 抽运和激光跃迁发生在 Stark 分裂的子能级之间(图 1). 由于激光下能级固有的热布居以及受热后激光下能级布居数进一步增加, 因此其具有准三能级特点.

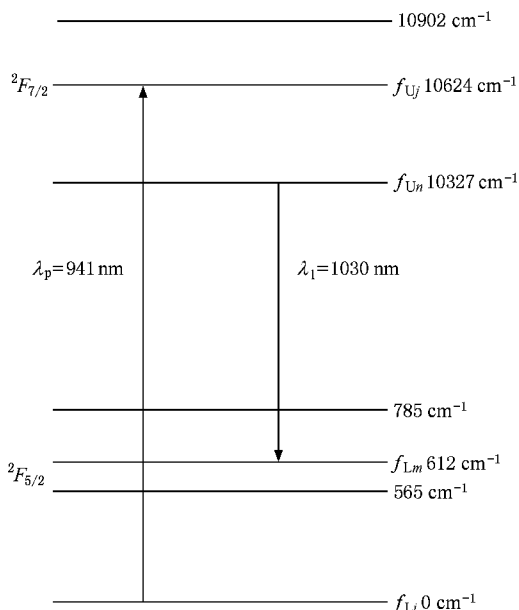


图 1 Yb^{3+} 能级示意图以及 Stark 子能级的分布系数

我们首先定义参与抽运和激光跃迁的 Stark 子

[†] E-mail: yxw130@163.com

能级的玻尔兹曼热分布因子 f_{Li} , f_{Lm} , f_{Un} , f_{Uj} , 其中下标 U 和 L 分别表示 Yb^{3+} 的上能级和下能级, 下标 i, j 表示抽运跃迁子能级, m, n 表示激光跃迁子能级. 根据 Yb^{3+} 的能级结构, 可以计算 Yb^{3+} 的上述分布系数. 因此, 抽运和激光过程对应的粒子数差为

$$\begin{aligned} \Delta N_p &= f_{Li} N_L - f_{Uj} N_U \\ &= N_{Yb} (f_{Li} + f_{Uj}) (f_p - X_U), \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \Delta N_l &= f_{Un} N_U - f_{Lm} N_L \\ &= N_{Yb} (f_{Lm} + f_{Un}) (X_U - f_l), \end{aligned} \quad (2)$$

式中, 下标 p 和 l 分别表示抽运和激光过程, N_{Yb} 表示 Yb^{3+} 粒子数密度 (单位为 cm^{-3}), N_U 和 N_L 分别表示处于上能级和下能级的 Yb^{3+} 粒子数密度, 并定义

$$\begin{aligned} f_p &= f_{Li} (f_{Li} + f_{Uj}), \\ f_l &= f_{Lm} (f_{Lm} + f_{Un}), \\ X_U &= N_U / N_{Yb}. \end{aligned} \quad (3)$$

因此, 表征激光上能级粒子数密度的速率方程为

$$\frac{dN_U}{dt} = \sigma_p c \phi_p \Delta N_p - \frac{N_U}{\tau_U} - \sigma_l c \phi_l \Delta N_l. \quad (4)$$

(4) 式等号右边三项依次表示抽运吸收、自发辐射、受激辐射. 利用 $X_U = N_U / N_{Yb}$, 方程 (4) 变为

$$\begin{aligned} \frac{dX_U}{dt} &= \sigma_p c \phi_p (f_{Li} + f_{Uj}) (f_p - X_U) \\ &\quad - \frac{X_U}{\tau_U} - \sigma_l c \phi_l (f_{Lm} + f_{Un}) (X_U - f_l), \end{aligned} \quad (5)$$

式中, ϕ_p , ϕ_l 分别是抽运和激光的光子数密度. 激光饱和强度和抽运饱和强度 (单位为 W/cm^2) 分别为

$$\begin{aligned} I_{ls} &= \frac{h\nu_l}{(f_{Lm} + f_{Un}) \sigma_l \tau_U}, \\ I_{ps} &= \frac{h\nu_p}{(f_{Li} + f_{Uj}) \sigma_p \tau_U}. \end{aligned} \quad (6)$$

进一步定义

$$I_l = I^l / I_{ls},$$

$$I_p = I^p / I_{ps},$$

式中 I^p 和 I^l 分别为物理上的激光强度和抽运光强,

$$I^p = c \phi_p h \nu_p,$$

$$I^l = c \phi_l h \nu_l.$$

这样 (5) 式就变为

$$\begin{aligned} \tau_U \frac{dX_U(t)}{dt} &= I_p (t) (f_p - X_U(t)) \\ &\quad - X_U(t) - I_l (t) (X_U(t) - f_l). \end{aligned} \quad (7)$$

2.2. 角谱传播理论及快速傅里叶变换法

在自由空间中光的传播可根据角谱理论^[7]进行

计算. 设初始光场复振幅为 $E(x_0, y_0, 0)$, 传输距离 z 后变为 $E(x, y, z)$, 则有

$$\begin{aligned} &E(x, y, z) \\ &= F^{-1} \left\{ F[E(x_0, y_0, 0)] \right. \\ &\quad \left. \times \exp \left(j \frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} \right) \right\}, \end{aligned} \quad (8)$$

式中 f_x 和 f_y 分别为光场在 x 方向和 y 方向的角谱, λ 为光波波长, F 和 F^{-1} 分别表示傅里叶变换和逆傅里叶变换.

球面反射镜的复振幅变换函数 $T(x, y)$ 可表示为

$$\begin{aligned} T(x, y) &= \rho(x, y) R(x, y) \\ &\quad \times \exp \left(-j \frac{2\pi x^2 + y^2}{2f} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $\rho(x, y)$ 为反射镜的光瞳函数, f 为反射镜的焦距, $R(x, y)$ 为反射镜的反射率函数, 对于全反镜, $R(x, y) = 1$.

2.3. 光束衍射倍率因子 M^2

我们用光束衍射倍率因子^[8] M^2 来描述激光谐振腔所产生的激光光束空域质量. M^2 的物理意义为实际光束的腰斑半径和远场发散角之积与基模高斯光束的腰斑半径和远场发散角之积的比值.

光束衍射倍率因子 M^2 利用光波场空域和频域复振幅的一阶矩、二阶矩进行计算. 下面以 x 方向的 M^2 为例给出具体的计算公式.

帕色瓦尔等式为

$$\begin{aligned} U &= \iint |E(x, y, z)|^2 dx dy \\ &= \iint |A(k_x, k_y, z)|^2 dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (10)$$

空域和时域的一阶矩分别为

$$\bar{x}(z) = \frac{1}{U} \iint x |E(x, y, z)|^2 dx dy, \quad (11)$$

$$\bar{k}_x(z) = \frac{1}{U} \iint k_x |A(k_x, k_y, z)|^2 dk_x dk_y. \quad (12)$$

空域和时域的二阶矩分别为

$$\begin{aligned} \sigma_x^2(z) &= \frac{1}{U} \iint (x - \bar{x})^2 \\ &\quad \times |E(x, y, z)|^2 dx dy, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{k_x}^2(z) &= \frac{1}{U} \iint (k_x - \bar{k}_x)^2 \\ &\quad \times |A(k_x, k_y, z)|^2 dk_x dk_y. \end{aligned} \quad (14)$$

(10)–(14) 式中, U 为光场在给定平面上的总能量,

$E(x, y, z)$ 、 $A(k_x, k_y, k_z)$ 分别为光场的复振幅和角谱. 利用函数

$$A_x(z) = \frac{\lambda}{\pi U} \iint x \times \text{Im} \left[E(x, y, z) \frac{\delta E^*(x, y, z)}{\delta x} \right] dx dy \quad (15)$$

可得束腰位置 Z_{0x} 、束腰半径 w_{0x} 、 M^2 因子分别为

$$Z_{0x}(z) = \frac{A_x(z) + 2\lambda \bar{x}(z) \bar{k}_x(z)}{2\lambda^2 \sigma_{kx}^2(z)} \quad (16)$$

$$w_{0x}(z) = 2 \sqrt{\sigma_x^2(z) - Z_{0x}^2(z) \lambda^2 \sigma_{kx}^2(z)} \quad (17)$$

$$M_x^2 = 2\pi w_{0x}(z) \sigma_{kx}(z) \quad (18)$$

同理可得 y 方向的 M^2 因子.

2.4. 数值计算及实验结果

2.4.1. 数值计算

数值计算中使用的抽运光及谐振腔参数全部采用实验条件中的数据, 列于表 1.

Yb:YAG 介质掺杂浓度为 10at%, 片厚为 1.5 mm, 工作温度为 293 K, 介质各处温度相等. Q 开关在抽运 950 μs 时刻打开. 激光器工作频率为 1 Hz.

表 1 调 Q 实验参数

参数	数值	参数	数值
抽运强度/ $\text{kW} \cdot \text{cm}^{-2}$	10	后腔镜直径/cm	2
抽运到片耦合效率/%	90	后腔镜反射率/%	99.7
抽运区域大小/ $\text{mm} \times \text{mm}$	7×7	偏振片透过率/%	99
抽运时间/ms	1	光电开关打开时的透过率/%	97
前腔镜曲率半径/cm	∞	光电开关关闭时的透过率/%	0
前腔镜直径/cm	3	谐振腔长/cm	77
前腔镜反射率/%	60	增透膜透过率/%	99.5
后腔镜曲率半径/cm	400	高薄膜反射率/%	99

我们对抽运过程进行了计算, 得到随时间变化的介质中平均储能密度和打开电光开关时刻介质口径方向平均储能密度如图 2 和图 3. 由图 2 和图 3 可见, 随着抽运时间的增加, Yb:YAG 片内的储能密度不断增大, 但由于放大自发辐射的影响, 储能密度增加的速度逐渐变慢. 而在 950 μs 时刻, 介质中心区域储能密度较低, 边上储能密度较高. 这是因为中心区域有较多的自发辐射光通过, 消耗了更多的上能级粒子数, 使中心储能密度降低.

由于调 Q 脉冲产生时间为纳秒量级, 相对于抽运过程和 Yb^{3+} 上激光能级寿命而言很短, 所以我们将 950 μs 时刻储能计算的结果作为调 Q 计算的储能初始条件, 将自发辐射作为种子光, 并在调 Q 计算过程中忽略抽运光的作用和自发辐射对储能的影响.

在计算中, 将谐振腔中激光变化过程分为增益、损耗和传播三类. 增益过程计算采用激光产生、放大的速率方程理论; 损耗计算主要体现在元件口径对光束衍射的限制和各元件的透过率和反射率上; 传播计算采用角谱传播理论. 各种过程有机地结合在腔内元件上. 比如激光通过 Yb:YAG 片时, 要同时计算激光穿过增益介质的增益、在片内的空间传播、片

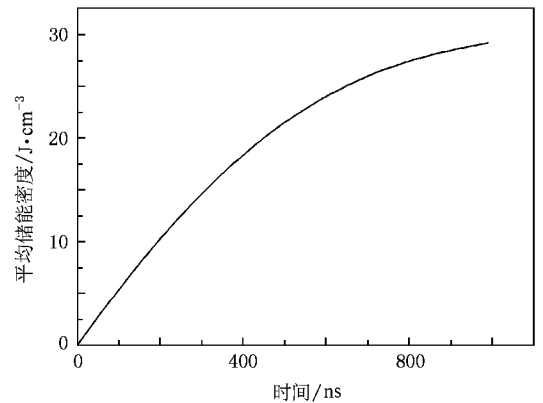


图 2 介质中平均储能密度随时间的变化

上镀膜的反射透射损耗以及抽运区域对光束的限制.

图 4 为调 Q 脉冲能量在前腔镜外 60 cm 处的分布. 由图 4 可见, 脉冲能量主要集中在中心 1 mm 见方的区域, 而光斑的正中为光强最强区.

图 5 为激光脉冲强度随时间演变的数值计算结果. 从图 5 可以看出, 脉冲上升沿较陡, 下降沿略缓, 脉冲产生时间约为 350 ns, 脉冲半高宽约为 130 ns, 激光脉冲峰值约为 1150 kW. 对脉冲积分后得到总

能量约为 180 mJ.

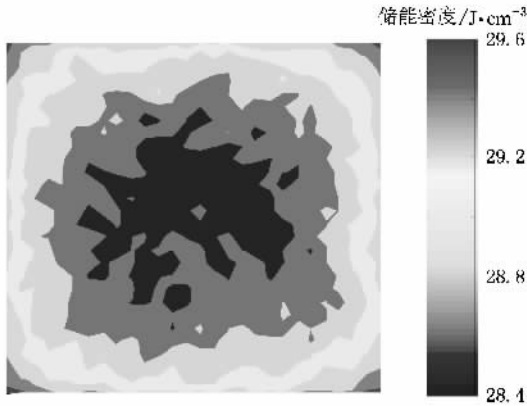


图 3 950 μs 时刻介质口径方向的储能密度分布 右侧灰度条表示储能密度,单位为 J·cm⁻³

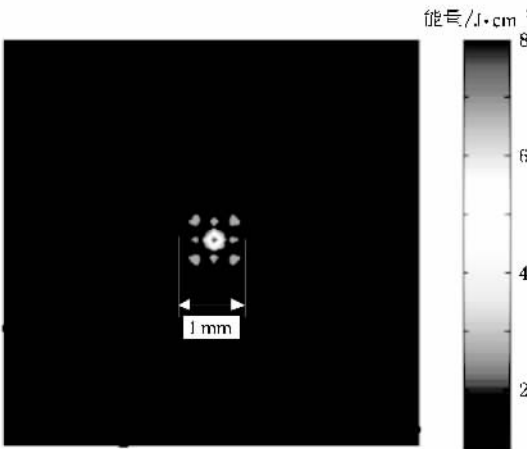


图 4 调 Q 脉冲能量在前腔镜外 60 cm 处的分布 右侧灰度条表示脉冲能量,单位为 J·cm⁻²

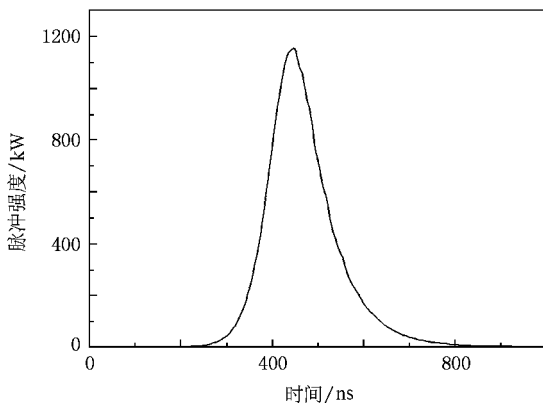


图 5 激光脉冲强度随时间的变化

化的数值计算结果.由图 6 可见,上能级粒子数消耗与激光脉冲形成过程相符.脉冲形成前上能级粒子数无明显变化,脉冲产生后上能级粒子数急剧减少,脉冲消失后上能级粒子数减小趋势减缓.

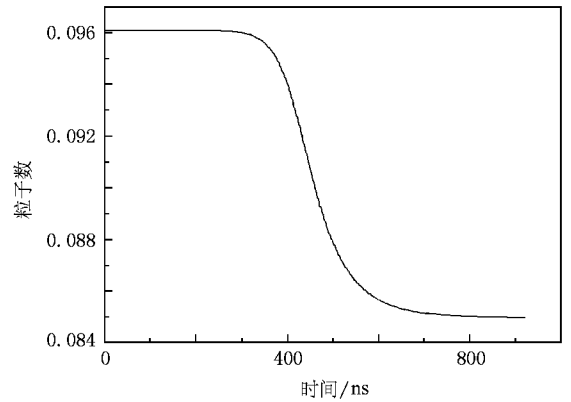


图 6 增益介质内上能级粒子数随时间的变化

图 7 给出了输出调 Q 激光脉冲在前腔镜外 60 cm 处光强的空间分布随时间的变化.由图 7 可见,在脉冲形成前,由于 Yb :YAG 片抽运区为方形,自发辐射产生的种子光近似为方形(图 7(a)).种子光在腔内振荡传播一段时间后,由于前后腔镜圆形口径对衍射的约束作用,光束近似变为高斯形状(图 7(b))(c)).随着激光振荡的加强,谐振腔的基模首先占主导地位,形成基模激光输出,同时激光脉冲开始增强(图 7(d)–(g)).由于介质增益饱和和分布不均匀的影响,基模衰减,高阶模增强,光斑中心强度下降,周围强度增大,形成高阶模激光输出,激光脉冲总强度继续增强(图 7(h)–(j)).当增益介质内的反转粒子数消耗到阈值以下后,边缘与中心的光强比进一步扩大,激光脉冲总强度开始减小,直到消失(图 7(k)–(m)).此后光强图样体现的就是剩余反转粒子数的自发辐射强度分布,其强度大小相对于激光脉冲强度可以忽略不计(图 7(n)–(r)).

图 8 给出了一个脉冲时间内光束衍射倍率因子 M² 的变化曲线.从图 8 可以看出,由于在腔中定义的种子光为平面波,所以光束衍射倍率因子 M² 起始值较小,随着自发辐射的振荡放大和增益分布的影响(四周高,中心低),四周光强比中心光强增大快,光束衍射倍率因子 M² 迅速增大.当基模占主导地位时,中心激光较强,光束衍射倍率因子 M² 略有减小.随着高阶模的起振, M² 继续增大,在脉冲的尾部达到最大.整个脉冲过程中增益分布对光束质量的影响起了决定性的作用,增益四周高,中心低的

图 6 为增益介质内平均上能级粒子数随时间演

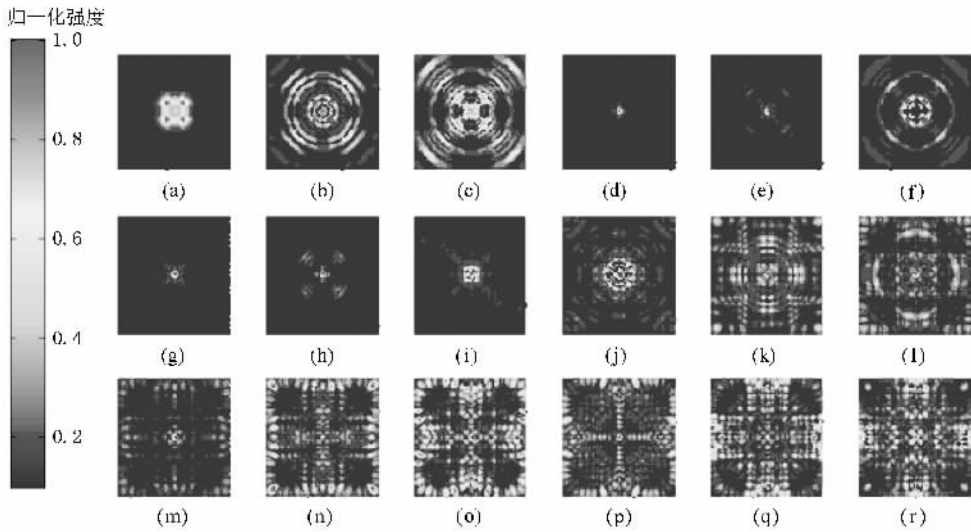


图 7 调 Q 激光脉冲在不同时刻光强的空间分布 (a) 51.3 ns (b) 102.6 ns (c) 153.9 ns (d) 205.2 ns (e) 256.5 ns (f) 307.8 ns (g) 359.1 ns (h) 410.4 ns (i) 461.7 ns (j) 513.0 ns (k) 564.3 ns (l) 615.6 ns (m) 666.9 ns (n) 718.2 ns (o) 769.5 ns (p) 820.8 ns (q) 872.1 ns (r) 923.4 ns

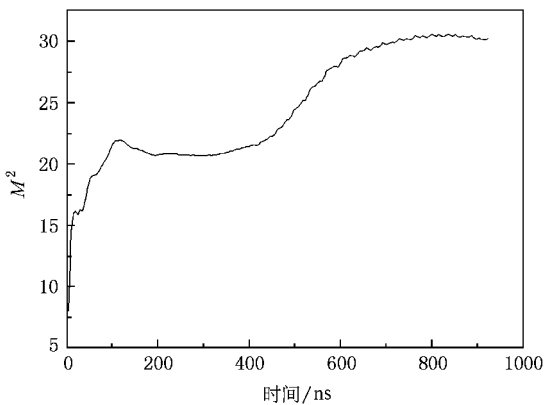


图 8 光束衍射倍率因子 M^2 随时间的演变

分布导致光束能量不能集中在中心位置,所以光束衍射倍率因子 M^2 一直偏大,无法得到好的光束质量.

2.4.2. 实验结果

我们进行了 LD 抽运重频 Yb:YAG 片状激光器电光调 Q 实验,实验参数如表 1 所列,实验光路如图 9 所示.

利用电荷耦合器件(CCD)测得抽运光场分布如图 10 所示.由图 10 可见,抽运光均匀性良好,抽运光斑大小为 7 mm × 7 mm.

利用示波器测得某一次调 Q 脉冲波形与电光开关所加电流波形,结果如图 11 所示电光开关工作波形可以近似看作平顶矩形脉冲,脉冲顶部为开关打开状态,宽度为 600 ns.调 Q 脉冲波形与计算得到波形相似,前沿陡后沿缓,波形中主脉冲之外的起伏为实验高压电源对脉冲信号的干扰.图 11 中脉冲产生时间为打开 Q 开关后 350 ns 左右,脉冲半高宽为 84 ns 左右.多次测量表明,脉冲产生时间在 330—400 ns 范围内,脉冲半高宽在 70—90 ns 范围内.

利用 CCD 测得输出镜外 60 cm 处激光光斑为口径 1 mm × 1 mm 左右的近似方形光斑,光强分布如图 12 所示.

利用能量卡计多次测得调 Q 脉冲总能量为 20—25 mJ.

2.4.3. 实验与模拟计算对比分析

实验结果中 Q 脉冲产生时间,脉冲形状,激光

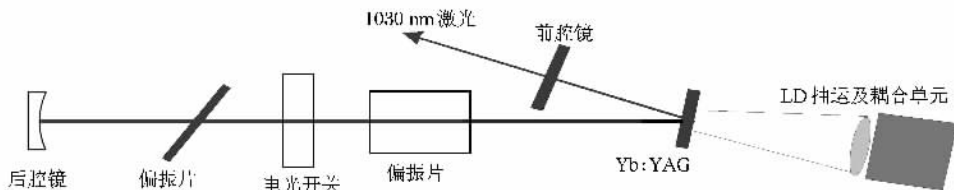


图 9 Yb:YAG 片状激光器电光调 Q 实验光路示意图

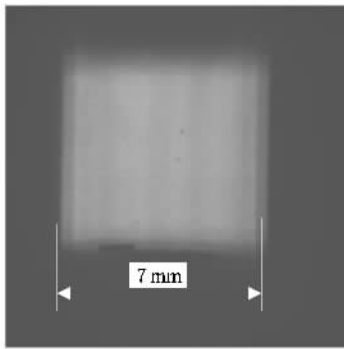


图 10 抽运光场分布

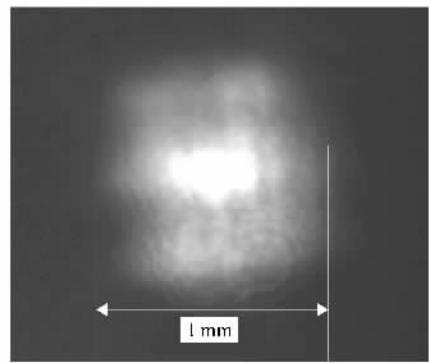


图 12 输出镜外 60 cm 处激光光斑

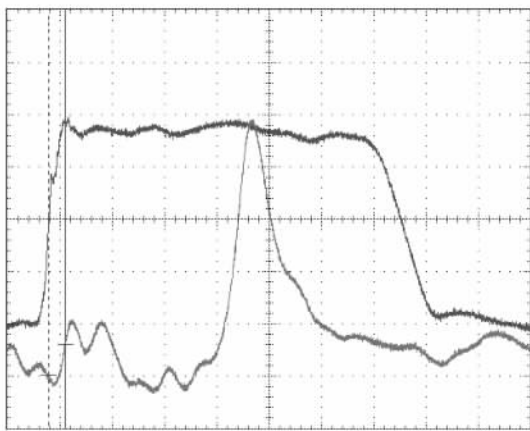


图 11 调 Q 脉冲与电光开关工作波形

光斑形状、大小、能量分布和模拟计算结果符合较好,这验证了理论模型的正确性。但脉冲能量和脉冲宽度与计算结果相差较大。究其原因,主要是来自于模拟条件中最不准确的温度条件。我们给出的 293 K 的介质工作温度条件取自室温和冷却水的温度,并未实地测量介质温度,实际上抽运会导致介质温升,介质的均匀温度近似也不够精确。根据计算,介质内

的实际温差可以达到 10 °C 以上,而 Yb:YAG 的各项参数对温度高低很敏感,导致我们对 Yb:YAG 片内的储能和增益分布计算误差增大。同时,谐振腔内的各个元件导致激光损耗的参数也不够准确,加上我们的激光器工作在阈值附近,较小的参数改变也会导致大的输出变化。综合考虑认为,以上原因导致了脉冲能量计算值和实验测量值较大的差异。

3. 结 论

模拟计算了 LD 抽运重频 Yb:YAG 片状激光器激光介质中三维含时储能分布和谐振腔内调 Q 脉冲的时间-空间分布和光束质量因子变化规律,与实验结果相互对比,印证了理论模型的正确性,同时分析了导致模拟与实验差异的原因。

模拟计算基于 LD 抽运 Yb:YAG 片状稳定腔,但计算的方法可以广泛应用于各种增益介质各种腔型构成的主动调 Q 固体激光器,为这一类激光器的设计和优化提供有益的参考。

- [1] Silvestri S D , Magni V , Svelto O , Valentini G 1990 *IEEE. J. Quantum. Electron.* **26** 1500
- [2] Kamel A A 1997 *Appl. Opt.* **20** 7809
- [3] Ishaaya A A , Davidson N , Machavariani G , Hasman E , Friesem A A 2003 *IEEE. J. Quantum. Electron.* **39** 74
- [4] Yu H W , Xu M J , Duan W T 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4158 (in Chinese) [於海武、徐美健、段文涛 2007 物理学报 **56** 4158]
- [5] Yan X W , Yu H W , Cao D X , Li W Z , Jiang D B , Jiang X Y , Duan

W T , Xu M J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4230 (in Chinese) [严雄伟、於海武、曹丁象、李明中、蒋东镇、蒋新颖、段文涛、徐美健 2009 物理学报 **58** 4230]

- [6] Cao D X , Zheng W G , Wang X F , Yu H W , He S B , Tan J C , 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1273
- [7] Born M , Wolf E 1980 *Principles of Optics* (6th ed) (New York : Pergamon Press) p561
- [8] Urschel R , Borsutzky A , Wallenstein R 2000 *Appl. Phys. B* **70** 203

Calculation and experimental research of the spatio-temporal dynamics of Q -switched rep-rated Yb :YAG disk laser

Yan Xiong-Wei[†] Yu Hai-Wu Cao Ding-Xiang Li Ming-Zhong Zheng Jian-Gang Jiang Dong-Bin
Jiang Xing-Yin Duan Wen-Tao Wang Ming-Zhe

(*Research Center of Laser Fusion ,China Academy of Engineering Physics ,Mianyang 621900 ,China*)

(Received 22 December 2008 ; revised manuscript received 13 January 2009)

Abstract

Based on the energy-level structure of quasi-three-level Yb ion ,an amplified spontaneous emission model in pumping process is set up. The stored energy density distribution and the energy that can be extracted in Yb :YAG crystal are calculated. Our calculation ,which is based on the laser rate equations and the theory of angular spectrum propagation ,can simulate time-resolved evolution of the spatial intensity distribution and M^2 factor of the laser pulses. At the same time ,an experiment in laser diode-pumped Q -switched rep-rated Yb :YAG disk laser was performed. This model was proved to be correct by comparing the results of the experiment and calculation ,which will be helpful in designing active Q -switched solid laser.

Keywords : Yb :YAG laser , Q -switched , spatio-temporal dynamics

PACC : 7820 , 7845

[†] E-mail :yxw130@163.com