

多通式飞秒激光放大系统的理论研究

章若冰 赵应桥 王清月

(天津大学精密仪器工程系, 天津 300072)

(1994 年 5 月 23 日收到)

建立了多通式飞秒激光放大系统动力学过程的物理模型, 该模型对其动力学过程中能量积累和能量抽取两个阶段的物理过程进行了理论描述, 并结合具体的实验进行了数值模拟, 获得了多通式飞秒激光放大过程中飞秒光脉冲能量、波形与各个参数之间的关系. 与实验结果进行了比较, 取得了较为一致的结果.

PACC: 4280W; 4260F

1 引 言

宽谱带飞秒染料放大系统是近几年发展起来的一种超快激光研究手段, 它广泛应用于强光与物质相互作用及物理、化学、生物等多种学科的超快现象研究. 根据各种不同应用的需要该放大系统常采用不同的抽运源, 利用铜蒸汽激光器 (CVL) 做为抽运源的放大系统, 既具有较高的峰值功率, 又具有较高的重复频率, 是应用较广泛的一种抽运源^[1]. 这种放大系统常采用分离光学元件^[2]或二、三个反射镜的多次反射^[3,4]形成在一个光脉冲持续抽运时间内多次通过放大介质的多通式放大结构.

对于这种多通式放大系统, 文献[5]中仅简单地分析了其总的特性, 并未涉及放大的自发辐射 (ASE) 以及整个放大系统的动力学过程, 对整个放大过程的系统的理论计算至今尚未见报道. 本文建立了多通式飞秒放大系统动力学过程的物理模型, 并以实验为基础进行了数值模拟, 特别是对其 ASE 以及 ASE 再放大进行了精确的数值模拟, 研究了放大的动力学过程, 给出了系统运转的各种最佳参数, 以及脉冲波形的变化.

2 实 验 简 介

本文采用的实验装置如图 1 所示, 飞秒光脉冲产生于六镜环形腔 CPM 染料激光器, 其输出脉宽为 100fs, 中心波长为 612nm, 单脉冲能量为 30pJ, 脉冲重复率为 100MHz. 放大器的抽运源为铜蒸汽激光器, 其输出脉宽为 10ns, 重复频率为 3—5kHz, 平均输出功率为 5—10W. 放大器为两个不等曲率半径反射镜组成的共焦系统. 放大介质为染料 Rh640, 溶剂为乙醇, CPM 输出的飞秒光脉冲通过 r_1, r_2 入射到由 r_3, r_4 组成的共焦放大系统, 6 次通过放大增益介质被放大. 铜蒸气激光器抽运光通过 r_4 中心小孔聚焦

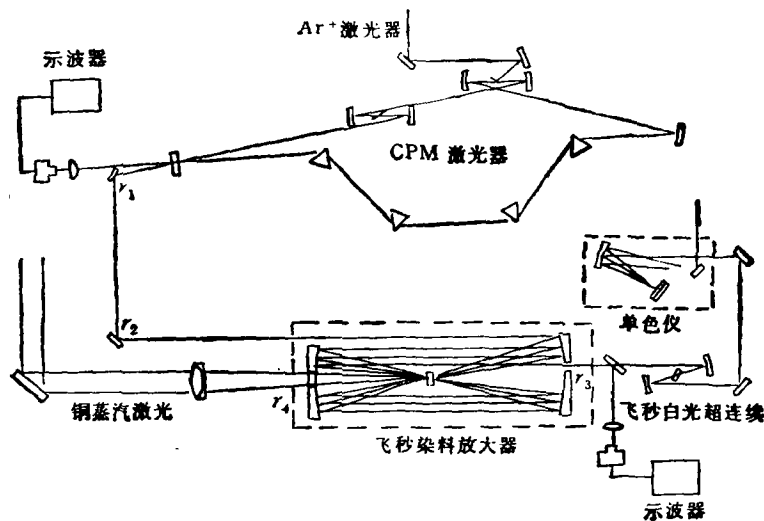


图1 飞秒激光放大器光路图

到放大介质上。被放大后的飞秒光脉冲由 r_3 上的小孔输出, 经曲率半径为 5cm 的球面镜聚焦到非线性介质上, 可产生超连续谱。该放大器的放大倍数可达到 2.6×10^5 , 产生的超连续谱的覆盖范围从红外、可见光一直到紫外。该实验的详细研究已另文发表^[6,7]。

3 理论模型

图2为多通式飞秒激光放大系统的示意图, r_3, r_4 组成共焦腔结构, 在一个抽运光脉冲持续时间内, 信号光6次通过增益介质得到放大。相邻两次的时间间隔为

$$\Delta t = (R_3 + R_4)/c,$$

式中 R_3, R_4 分别为两反射镜的曲率半径, c 为光速, 在本实验中 Δt 为 1.8ns 。

由于被放大的信号光为飞秒数量级, 而铜蒸气抽运光为纳秒数量级, 故整个放大过程中的 ASE 也应为纳秒数量级。这样便可以将一个完整的放大过程分成两个过程: 第一个过程是信号光入射以前的能量储备过程, 在此过程中, 增益介质内仅存在 ASE 和抽运光对粒子反转数的作用, 一方面, 抽运光使增益介质的粒子反转数增加, 另一方面, ASE 却要消耗粒子反转数, 信号光入射前的小信号增益是两者作用的结果; 第二个过程是信号光入射以后的能量抽取过程, 这个过程由于信号光相对于抽运光以及 ASE 来说其持续时间是短暂的, 且信号光的峰值要大得多, 故在这个过程中, 可以忽略 ASE 的作用。在我们的这种多通式飞秒激光放大系统中, 信号光通过增益介质的过程即为能量抽取过程, 相邻两次通过之间的过程即为能量积累过程, 整个放大过程就是这两个过程的多次组合。

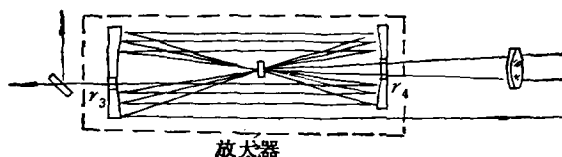


图2 共焦腔结构放大示意图

3.1 能量储备过程

在这个过程中,增益介质中仅存在抽运光和 ASE. 考虑光与物质相互作用区域为一

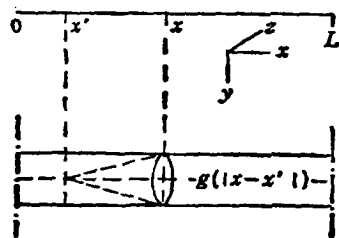


图 3 ASE 的几何模型

圆柱形区域(如图 3), 为简化起见,对横向或者纵向抽运,都认为抽运光在圆柱区内的分布是均匀的,各点的粒子数仅随 x 而变,即可简化成一维模型. 设增益介质内沿 x 正方向和负方向的 ASE 分别为 I_1, I_2 , 在任意点 x , 沿 x 正方向的 ASE I_1 是由 x 左边的所有 x' 点的自发辐射经 $|x-x'|$ 长的距离被放大而引起的, 对 I_2 则相反. 利用速率方程可写出 I_1 的表达式为

$$I_1(x, t, \lambda) = \int_0^x dx' \frac{N_1(x', t) E(\lambda)}{T} g(|x-x'|) \exp \int_{x'}^x dx'' [N_1(x'', t) \times \sigma_1(\lambda) - N_0(x'', t) \sigma_2(\lambda)], \quad (1)$$

式中 N_1, N_0 分别为激光上能级和基态的粒子数密度, N 为总粒子数密度, T 为上能级到下能级的弛豫时间, $E(\lambda)$ 为归一化成 $\int E(\lambda) d\lambda = \Phi$ 的荧光光谱, Φ 为荧光量子效率, σ_1, σ_2 分别为发射截面和吸收截面, $g(|x-x'|)$ 为自发辐射几何因子, 即从 x' 到 x 能消耗 x 点的粒子反转数的自发辐射占 x' 点发出的总自发辐射的比例, (1) 式等号右端乘积的第一项为 x' 处的自发辐射, 第二项为从 x' 发出的自发辐射到 x 点的增益. N_1 满足方程

$$\frac{\partial N_1(x, t)}{\partial t} = W(t) N_0(x, t) - \frac{N_1(x, t)}{T} - N_1(x, t) \int \sigma_1(\lambda) (I_1 + I_2) d\lambda + N_0(x, t) \int \sigma_2(\lambda) (I_1 + I_2) d\lambda, \quad (2)$$

$$N_1(x, t) + N_0(x, t) = N, \quad (3)$$

式中 $W(t)$ 为抽运速率, 对 λ 进行平均可得到

$$I_1(x, t) = \int_0^x dx' \frac{N_1(x', t)}{T} \Phi' g(|x-x'|) \exp \int_{x'}^x dx'' [N_1(x'', t) \bar{\sigma}_1 - N_0(x'', t) \bar{\sigma}_2], \quad (4)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = W(t) N_0 - \frac{N_1}{T} - N_1 \bar{\sigma}_1 [I_1(x, t) + I_2(x, t)] + N_0 \bar{\sigma}_2 [I_1(x, t) + I_2(x, t)]. \quad (5)$$

由(3)~(5)式利用数值方法可给出 N_1 的分布, 进而得到小信号增益 G_0

$$G_0 = \exp \left(\int N_1 (\sigma_1 + \sigma_2) d\lambda \right). \quad (6)$$

给出 G_0 , 也就得到信号光入射前的能量储备情况. 在这个过程中, 正确地给出几何因子 g 是很重要的, 我们从立体角角度得到了适合于本实验情况的表达式

$$g_{1,2} = (1/2) [1 \pm (x' - x) / \sqrt{r^2 + (x - x')^2}]. \quad (7)$$

3.2 能量抽取过程——信号光的放大

在这个过程中, 由于飞秒光脉冲穿过增益介质的时间很短 (10^{-12} s), 可忽略 ASE 的

作用。此时,描述信号光放大的速率方程为

$$\partial\Phi_1/\partial t + v_g\partial\Phi_1/\partial x = v_g(\sigma_{1em}N_1 - \sigma_{1abs}N_0)\Phi_1, \quad (8)$$

$$\partial\Phi_2/\partial t + v_g\partial\Phi_2/\partial x = v_g(\sigma_{2em}N_1 - \sigma_{2abs}N_0)\Phi_2, \quad (9)$$

$$\partial N_0/\partial t = v_g(\sigma_{1em}\Phi_1 + \sigma_{2em}\Phi_2)N_1 - v_g(\sigma_{1abs}\Phi_1 + \sigma_{2abs}\Phi_2)N_0 + N_1/T, \quad (10)$$

$$\partial N_1/\partial t = -\partial N_0/\partial t, \quad (11)$$

式中 $\Phi_{1,2}$ 分别为抽运光和信号光的光子流密度, v_g 为光在溶剂中的群速度, $\sigma_{1,2em}$ 、 $\sigma_{1,2abs}$ 分别为抽运光和信号光的发射截面和吸收截面, T 为上能级寿命。

对上述速率方程进行解析求解可得到

$$\begin{aligned} dG/dt = & v_g(\sigma_{2em} + \sigma_{2abs})G[\Phi_{10}(t)(1 - e^{-KNLGT}) \\ & - \Phi_{20}(t)(G - 1)] - T^{-1}G[\ln G + \sigma_{2abs}NL], \end{aligned} \quad (12)$$

式中 $G = \Phi_2(t' = t + L/v_g, x = L)/\Phi_{20}(t)$ 为光脉冲的增益, L 为增益介质长度, N 为增益介质粒子数密度,

$$\gamma = (\sigma_{1em} + \sigma_{1abs})/(\sigma_{2em} + \sigma_{2abs}),$$

$$K = (\sigma_{2em}\sigma_{1abs} - \sigma_{2abs}\sigma_{1em})/(\sigma_{2em} + \sigma_{2abs}).$$

若取如下近似 $T \rightarrow \infty$, $\Phi_{10}(t) \rightarrow 0$, 可得到关系式

$$G(t) = 1/[1 + e^{-F(t)}(G_0^{-1} - 1)], \quad (13)$$

$$F(t) = v_g(\sigma_{2em} + \sigma_{2abs}) \int_{-\infty}^t \Phi_{20}(t)dt, \quad (14)$$

能量增益为

$$G_{\text{actual}} = S^{-1} \ln[1 + G_0(e^S - 1)], \quad (15)$$

$$S = F(t = \infty) = E_{\text{sig}}(\sigma_{2em} + \sigma_{2abs})/Ah\nu, \quad (16)$$

式中 A 为信号光束截面, E_{sig} 为信号光脉冲的能量。

4 计算结果与讨论

我们的数值模拟的主要过程是这样的: 将增益介质分成许多小段, 再将抽运脉冲分成许多小的时间段, 利用(3)~(5)式进行数值求解来得到 N_1 的变化以及 ASE, 也就得到了 G_0 (这种算法的稳定性可通过将分割加倍来检验)。 G_0 作为(12)式的初始条件, 用龙格-库塔法来解之, 得到 $G(t)$, 再算出放大的脉冲形状以及能量增益, 这样就完成了第一次放大的模拟。再进行第二次放大模拟时, 由第一次算出的最后一个 $G(t)$, 由(6)式给出第二次的初值 N_1 (即考虑了信号光因放大对粒子反转数的消耗), 同时初始 ASE 不再为零(考虑了 ASE 的不断放大), 然后同样完成第二次放大模拟, 再类推进行余下四次。

计算取抽运光为高斯脉冲

$$I(t) = I_0 \exp[-4 \ln(2) \cdot t^2 \tau^{-2}], \quad (17)$$

信号光为双曲正割脉冲

$$\Phi_{10}(t) = \Phi_0 \text{sech}^2(-1.76t/\tau), \quad (18)$$

取放大介质浓度为 $5 \times 10^{-4} \text{M}$, 染料盒厚度为 2mm, 抽运光脉宽为 10ns, 信号光脉宽

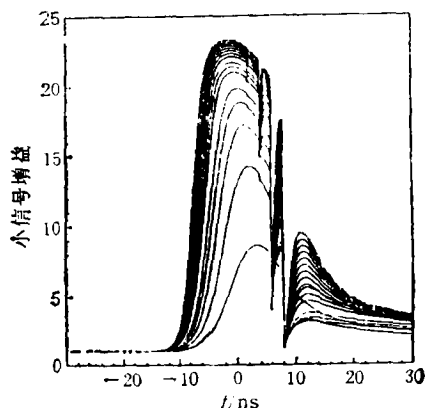


图 4 放大过程中小信号增益的变化
(抽运能量为 0.5—9W)

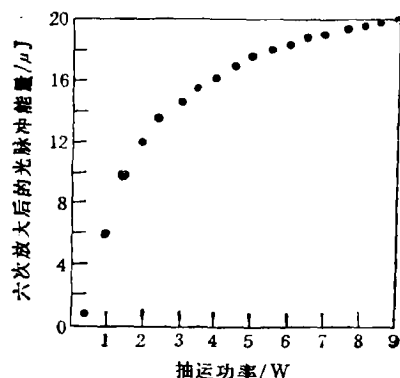


图 5 信号光放大能量随抽运
能量的变化

为 100fs。

图 4 为小信号增益在整个放大中随时间和抽运能量的变化的计算结果，右半部的突然下降是由于信号光的输入使粒子反转数倒空所致。图 5 为六次放大后的信号光能量随抽运光能量的变化的计算结果。从图 4 和图 5 都能看出，无论是小信号增益还是最后的能量增益，随着抽运能量的变化，都有一个从显著到不显著的变化过程，这说明存在饱和现象。我们认为在整个放大过程中存在两种饱和，一种是 ASE 随着抽运能量的增大而变得很大，消耗掉了大部分的粒子反转数，从而使得对于一定的染料浓度，当达到一定抽运能量时，小信号增益增加的很少，可以认为这是能量储备过程中的饱和；另一种是放大过程中因信号光能量变大而消耗了大量粒子反转数而引起的饱和，这也使得最后的放大脉冲能量饱和。这两种饱和均已为实验所证实^[6]，同时图 5 中显示的在抽运能量大于 3W 时出现显著饱和，与我们的实验还是很符合的。图 6 给出六次放大的每次的小信号增益及能量净增益在最后几次相差很多也体现了后一种饱和。图 7 给出每次放大的能量净增益的实验结果，由于图 6 中的计算结果是未涉及损耗的，若考虑损耗的因素，比较图 6 与

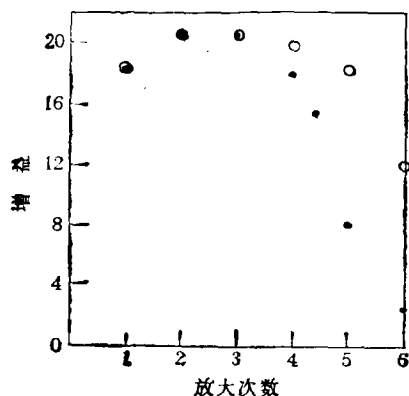


图 6 6 次放大中单次小信号增益(○)和净能量增益
(●)的计算曲线

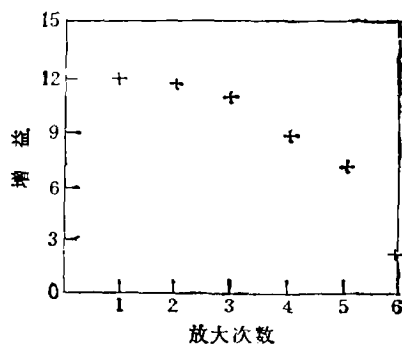


图 7 6 次放大中单次净增益的实验曲线

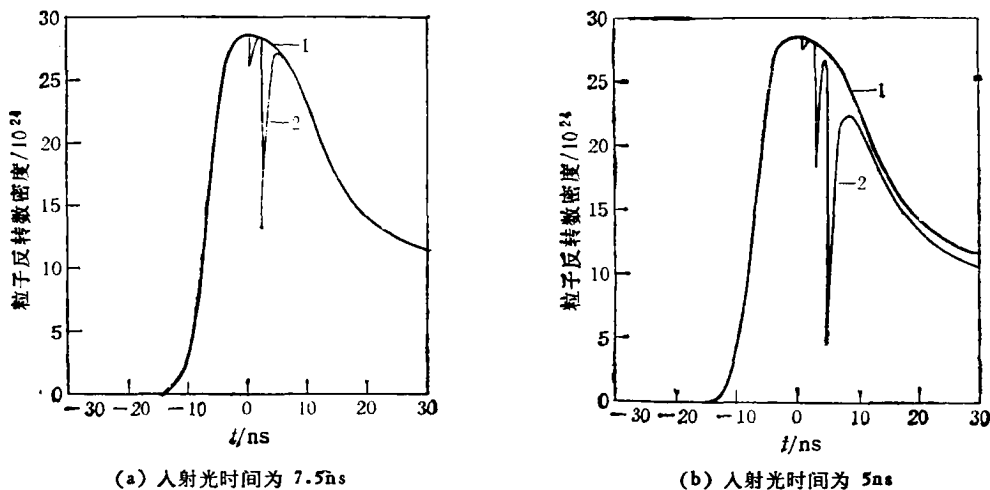


图 8 放大过程中粒子反转数的变化曲线

图 7, 可以看出计算结果与实验还是很一致的。再通过图 8 的粒子反转数变化的计算曲线便能清晰地看出整个放大的动力学过程(图 8(a), (b) 两图分别对应不同时刻入射的光信号), 图 8 曲线 1, 2 分别对应于没有信号光和有信号光入射时的粒子反转数密度, 其中下降段为能量抽取过程, 中间为能量储备过程。从图 8 中可见, 开始由于信号光能量很小, 粒子反转数消耗小, 随着信号光能量的增大, 抽取的能量增大, 越来越接近饱和。图 8 中还可以看出曲线 1 近似为曲线 2 的包络, 这说明在两次放大中间有足够的时间和抽运能量使粒子反转数恢复到没有信号光入射时的水平, 这就说明, 在我们的实验中, 利用的这种让信号光在一个抽运光脉冲持续时间内多次通过的放大结构, 可有效的利用抽运功率, 以低的抽运功率获得高的放大增益, 是一种设计优良的放大器。此外, 由图 8(a), (b) 还可见, 信号光入射的时刻不同, 所提取的能量大小也是不同的。通过图 9 中给出的放大后的能量随信号光不同入射时刻的变化的计算曲线(取抽运光与信号光脉冲中心重合为时间零点), 我们更可以清晰地看出这中间存在一个最佳入射时刻。在实验中也观察到了

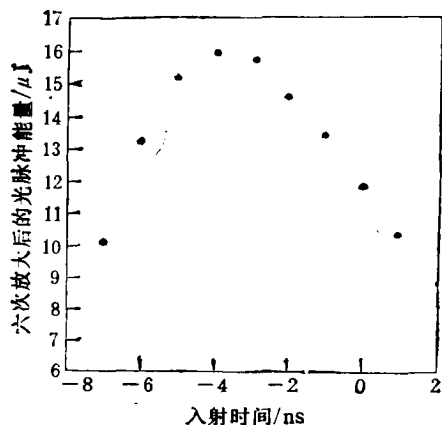


图 9 放大脉冲能量随不同入射时刻的变化曲线

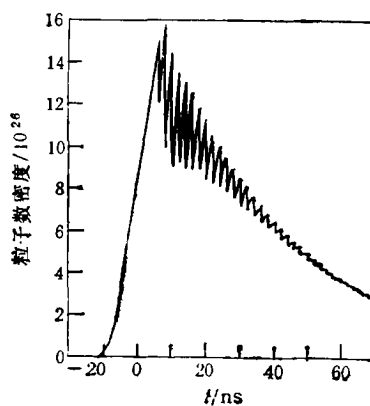


图 10 放大过程中 ASE 的变化曲线

这种现象,因而实验中适当地调整抽运光和信号光的延时是很重要的。图 10 中还给出 ASE 在整个放大过程中随时间的动态变化,在多通式放大系统中, ASE 也将随被放大的信号光的通道不停地通过增益介质得到放大。由于信号光对粒子数的消耗,使得 ASE 也出现了调制,而调制现象也将随着信号光的过去而慢慢趋于平缓。

最后,图 11 给出六次放大过程中包含增益饱和、自相位调制、群速度色散影响的脉冲

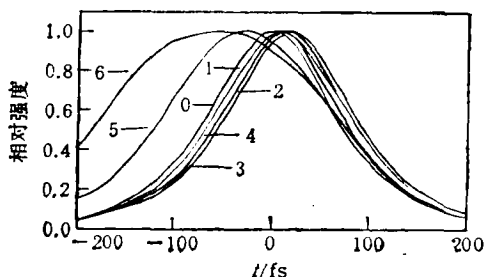


图 11 6 次放大过程中脉冲波形的变化
抽运功率为 3W; $T_p = 100\text{fs}$

波形变化。从图 11 中可见,脉冲能量愈大,可饱和效应愈显著,脉冲前后沿得到的放大不一样,前沿得到的放大倍数大,后沿得到的放大倍数小,因而前沿愈变陡。同时,由于本文所采用的放大器结构,与低重复率的调 Q YAG 激光器抽运的横向放大装置相比,小信号增益较小,故信号光放大过程中并未达到深度饱和,脉冲前沿并不十分陡峭。另外,还可以看出,自相位调制和群速度色散的共同作用使脉冲波形发生了一定的变化,脉宽有了一定的展宽。但由于我们采用的增益介质长度短(六次共 1.2cm),开始脉冲能量很小,仅在最后通过的很短的介质内,脉冲能量才很大,峰值才很高,故自相位调制和群速度色散的作用,还并不十分大,这也使得我们在实验中放大以后,并不需要进行脉冲压缩。

5 结 论

我们通过系统的理论研究及数值模拟计算,给出了各种实验参数对放大后脉冲能量和脉冲波形的影响,得到了放大中的各种最佳运转参数,获得了与实验基本一致的结果,并对我们的实验起到了指导作用。

以上的数值模拟虽然是针对染料系统的,但该理论模型同样可适用于其它的放大介质,当然 ASE 的几何因子 g 可能要具体考虑。

- [1] W.H. Knox, *IEEE. J. Quant. Electron.*, **QE-24** (1988), 388.
- [2] W.H. Knox *et al.*, *Opt. Lett.*, **9** (1984), 552.
- [3] D.C. Rodenberger *et al.*, *Opt. Lett.*, **15** (1990), 498.
- [4] I.V. Kryukov *et al.*, *Sov. J. Quant. Electron.*, **18**(1988), 830.
- [5] N.N. LL'ichev *et al.*, *Sov. J. Quant. Electron.*, **21** (1991), 1273.
- [6] 章若冰等, *光学学报*, **13**(1993), 199.
- [7] 张伟力、章若冰、王清月, *物理学报*, **42**(1993), 1938.

THEORETIC RESEARCH OF MULTI-PASS FEMTOSECOND LASER AMPLIFIER

ZHANG RUO-BING ZHAO YING-QIAO WANG QING-YUE

(Department of Precision Instrument Engineering, University, Tianjin 300072)

(Received 23 May 1994)

ABSTRACT

We present a physical model which describes the kinetic process of femtosecond laser amplifier. We analyzed energy accumulation and abstract of the mechanic process in our physical model. In dependence of this, a mathematical treatment is developed to get relations between femtosecond pulse energy pulse shape and some experimental parameters. By comparing our calculated results with our experimental results, we have gotten satisfied results.

PACC: 4280W; 4260F