

文章编号 : 0253-2239(2001)07-0820-05

激光二极管列阵抽运的单纵模激光脉冲再生放大器

王 春 陈绍和 马忠林 许世忠 沈 磊

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要: 详细研究了单纵模激光脉冲从注入到再生放大过程中脉冲的建立过程, 采用折迭驻波腔结构的再生放大器, 实现了激光二极管列阵抽运的高稳定单纵模激光脉冲的再生放大, 获得了总增益为 1.2×10^7 的高增益放大。

取出单脉冲能量为 1.2 mJ, 单程净增益为 1.5。

关键词: 激光二极管列阵抽运; 单纵模; 再生放大

中图分类号: TN722.3+2 文献标识码: A

1 引 言

为了获得高峰值功率的窄频带单纵模激光脉冲输出, 由主辅腔构成的注入锁定^[1]已经被广泛采用, 但单纵模激光的注入锁定要求注入信号的频率与副腔内最接近的纵模频率之间的失谐必须在一定范围内。后来发展起来的超短脉冲再生放大^[2]与注入锁定相比, 结构简单、运行稳定, 脉冲输出功率取决于放大器增益介质存储能量和放大器腔内光学元件能承受的功率密度, 对低强度的激光脉冲有非常高的增益。因此, 美国劳伦斯里弗莫尔国家实验室为了实现单纵模激光脉冲的高增益放大, 在对超短脉冲再生放大研究的基础上, 将单纵模激光脉冲进行频谱加宽使之在副腔内类似于超短脉冲进行再生放大。而我们发现, 只要单纵模激光脉冲宽度小于激光脉冲在腔内往返时间, 则注入的脉冲在腔内自身不发生干涉, 副腔对注入光脉冲的标准具作用消失, 同时一般固体激光介质横向弛豫时间约为皮秒量级而副腔往返时间和激光脉冲宽度都为纳秒量级, 因此增益介质在激光脉冲的放大过程中不存在瞬态相干作用, 使副腔对注入激光脉冲频谱上的相干作用消失, 它只起到来回反射的作用, 对主、副腔不存在腔长匹配的要求, 窄带单纵模激光脉冲再生放大可以实现, 且性能稳定。

本文研究了激光脉冲从注入到再生放大过程中脉冲的建立过程, 实现了激光二极管列阵抽运的高稳定、窄带单纵模激光脉冲的再生放大, 获得了总增益为 1.2×10^7 的高增益放大。

2 再生放大理论

注入种子脉冲在再生放大器中的放大过程实质上是注入光场与激活介质相互作用而进行能量交换的过程^[2,3], 由于这个相互作用过程时间非常短, 该时间范围内的光抽运作用可以忽略, 因此只需用光场的电场强度 E 、激活介质的宏观极化强度 P 和反转粒子数密度 ΔN 三个参量^[3]来描述此相互作用过程。注入光场与激活介质相互作用方程为

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \mu_0 \alpha \frac{\partial E}{\partial t} + n^2 \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} &= -\mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}, \\ \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{2}{T_2} \frac{\partial P}{\partial t} + \Omega^2 P &= -\frac{2\Omega}{\hbar} \frac{|\mu|^2}{3} \Delta N E, \\ \frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{\Delta N}{T_1} &= \frac{2}{\hbar \Omega} \frac{\partial P}{\partial t} \cdot E, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 ϵ_0 、 μ_0 为真空中的介电常数和磁导系数, n 为激活介质的折射率, α 为介质电导率, 对多数不导电介质, $\alpha = 0$, 唯象表示谐振腔的损耗; T_1 、 T_2 分别为纵向、横向的弛豫时间; Ω 为激光跃迁频率; μ 为光场与激活介质相互作用的电偶极矩。

当注入的单纵模激光脉冲宽度小于再生放大器腔内往返时间, 注入脉冲在腔内自身不发生相互干涉, 腔对注入脉冲不起作用, 注入脉冲的频率与放大器腔本征纵模频率间的差异不需考虑, 副腔对注入的信号放大过程是一种再生放大。对于固体激光器, 电场的振幅 A 、相位 ϕ 及电极化强度的振幅 ρ 、相位 φ 相对于激光跃迁频率都可以看作时间的缓变函数, 在此条件下, 可以得到如下关于光强和反转粒子数之间的运动方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{n}{c} \frac{\partial I}{\partial x} &= (\sigma N - \alpha) I, \\ \frac{\partial \Delta N}{\partial t} &= -\frac{2\sigma \Delta N}{\hbar \Omega} I. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

上式中, $I = (1/2c\epsilon_0)|A|^2$, I 代表放大器内光强, σ

为辐射截面, ϵ_0 为激活介质的介电常数。

注入种子脉冲在再生放大过程中, 在激活介质内的损耗一般很小, 可以忽略, $\alpha \approx 0$ 时, 上式有严格的解析解:

$$K(x, t) = I_0 \left(t - \frac{x}{c} \right) \left(1 - \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma \int_0^x \Delta N_0(x') dx' \right] \exp \left[-\frac{2\sigma}{\hbar \Omega} \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(x') dt' \right] \right\}^{-1} \right), \quad (3)$$

$$\Delta N(x, t) = \Delta N_0(x) \exp \left[-\sigma \int_0^x \Delta N(x') dx' \right] \left\{ \exp \left[-\sigma \int_0^x \Delta N_0(x') dx' \right] + \exp \left[-\frac{2\sigma}{\hbar \Omega} \int_{-\infty}^{t-x/c} I_0(x') dt' \right] - 1 \right\}^{-1}, \quad (4)$$

$\Delta N_0(x)$ 为 x 处初始反转粒子数密度, $I_0(t)$ 为种子脉冲进入激活介质以前的光强时间分布, 从(3)式和(4)式可以得到激光脉冲于激活介质相互作用后任何时刻和位置的光强和反转粒子数密度。但在再

生放大器里往往关心的是经过一次或多次放大后激活介质的反转粒子数和激光强度。因此把(3)式、(4)式改写为种子脉冲经过一次放大后激光脉冲的光强分布和激活介质反转粒子数分布:

$$K(t) = I_0(t) \left(1 - \left\{ 1 - \exp \left[-\sigma \int_0^L \Delta N_0(x) dx \right] \exp \left[-\frac{2\sigma}{\hbar \Omega} \int_{-\infty}^t I_0(t') dt' \right] \right\}^{-1} \right), \quad (5)$$

$$\Delta N(x) = \Delta N_0(x) \exp \left[-\sigma \int_0^x \Delta N(x') dx' \right] \left\{ \exp \left[-\sigma \int_0^x \Delta N_0(x') dx' \right] + \exp \left[-\frac{2\sigma}{\hbar \Omega} \int_{-\infty}^{+\infty} I_0(t) dt \right] - 1 \right\}^{-1}, \quad (6)$$

其中 L 为激活介质长度。再加入再生关系, 就可以计算出再生放大过程中脉冲强度的演变和激活介质内反转粒子数的衰减过程。在再生放大器里, 光强和反转粒子数的再生关系为

$$\Delta N^{n+1} = \Delta N^n(x), \quad I^{n+1}(t) = \eta I^n(t), \quad (7)$$

$1 - \eta$ 为再生放大器腔内的单程损耗。

当信号被注入到再生放大器时, 开关被打开, 在放大器腔内存在的自发辐射产生的噪声也同时得到放大。为了使再生放大后的信号主要体现注入信号的本质, 注入信号强度必须高于自发辐射噪声强度一定量级。

3 实验装置

Nd:YAG 单纵模激光脉冲再生放大器采用折迭驻波腔结构, 整个实验装置如图 1 所示。单纵模调 Q 激光器的工作介质与再生放大器相同为 Nd:YAG 输出调 Q 脉冲脉宽为 35 ns、幅度起伏小于 5%。为了研究纳秒量级单纵模激光脉冲的再生放大, 调 Q 脉冲在输入到再生放大器前利用单块普克尔盒 PC_1 和一对正交的洛匈棱镜 P_1 、 P_2 构成的高压

脉冲削波器对振荡器输出的单纵模激光脉冲进行削波。在本实验中采用了脉宽为 1 ns、幅度为 3 kV 高压脉冲源产生的高压斜波脉冲直接作用于普克尔盒进行削波, 削波的同步靠 90% 的反射镜分出的部分光触发 PIN 管 PD_1 产生的电脉冲触发高压脉冲源来实现。洛匈棱镜 P_1 的偏振方向与振荡器输出的激光偏振方向一致, 为 s 偏振, 与之正交的洛匈棱镜 P_2 允许削波后得到的相位改变 $\pi/2$ 、偏振方向变为 p 。脉宽为 1 ns 的脉冲通过, 同时将基底脉冲及经再生放大器反馈回来的 p 偏振光偏折出去, 因此 P_1 、 P_2 和 PC_1 一起还起到隔离器的作用。单纵模激光脉冲经过高增益的再生放大器后达到很高的峰值功率。在设计驻波腔的再生放大器时, 为了防止放大后的脉冲部分返回主振荡器破坏主振荡器腔内的元件和运行的稳定性, 必须在主腔与再生放大器之间插入一个或多个法拉第隔离器, 由于 P_1 、 P_2 和 PC_1 一起可以起到隔离器的作用, 因此在实验装置注入系统中没有另外加入法拉第隔离器。 p 偏振的削波脉冲作为种子脉冲通过 TFP 透射注入再生放大器, TFP 为对 s 偏振光高反射、对 p 偏振光高透射的偏

振分光镜。由于高 Q 激光器输出脉冲的功率密度远高于再生放大器所要求的最低注入功率密度,为研究低强度单纵模激光脉冲的再生放大,在削波后得到的种子脉冲注入到再生放大器之前通过一个 $1/2$ 波片,转动 $1/2$ 波片可以改变种子脉冲的偏振方向,从而改变 p 偏振分量的大小起到连续改变注入脉冲功率密度的作用。再生放大器中的抽运源为 SDL 公司生产的准连续、峰值功率为 100 W 的二极管阵列,中心输出波长通过 TEC_1 的温度调节控制在 808 nm,脉宽设为 $300 \mu s$,增益介质为 $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$ 的 Nd:YAG 棒。激光二极管阵列紧靠激光晶体侧面直接耦合进入介质,全反射镜 M_5 、 M_6 与薄膜偏振镜 TFP 共同构成线性折叠再生放大器腔, M_5 、 M_6 为对 $1.064 \mu m$ 全反射的平面镜,削波得到的 p 偏振纳秒脉冲经 $1/2$ 波片、模式匹配透镜 L_2 后由两个全反射镜 M_3 、 M_4 反射至偏振镜 TFP,然后穿过 TFP 注入到再生放大器,再生放大器整个腔长为 1.5 m,在腔的中部插入焦距为 1 m 的透镜将平面-平面介稳腔改变为 $g_1 g_2 = 1/16$ 的稳定腔,其中的可变光阑用以限制空间模式,整个腔的往返时间为 10 ns,腔内采用了两个普克尔盒 PC_2 、 PC_3 ,分别用于在脉冲注入前使腔处于低 Q 值状态和光脉冲的注入及倒出。 PC_2 在光脉冲注入前加 $1/4$ 波

电压使腔处于低 Q 值状态,注入的光脉冲由反射镜 M_2 反射回来再次通过 PC_2 后立即退掉 $1/4$ 波电压,此时注入的 p 偏振的光脉冲变为 s 偏振被陷在腔内。 PIN 管 PD_2 、 PD_3 分别用于接收从 M_1 、 M_2 后漏出的光, PD_2 接示波器用于监测腔内激光振荡波形, PD_1 用于触发 PC_3 ,在激光脉冲被放大到接近峰值时在 PC_3 上加 $1/4$ 波电压,激光脉冲由 s 偏振变成 p 偏振,从偏振镜 TFP 透射倒出,完成一个再生放大过程。

再生放大器延时系统方框如图 2 所示,两路触发延时器输出的两路触发信号,一路用来触发再生放大器的抽运源,另一种触发振荡器,振荡器输出的调 Q 脉冲触发 PIN 管 PD_1 ,调整两路延时器的相对延时,通过两路示波器分别监视再生放大器抽运源同步输出的电脉冲信号和 PD_1 输出的触发信号使两者的相对延时为 $280 \mu s$, PD_1 输出的电信号触发高压脉冲削波电源,再由高压脉冲削波电源的同步输出延时 5 ns (为削波得到的注入光脉冲从 PC_1 传输至 M_2 经 M_2 反射后透过 PC_2 的时间减去普克尔响应时间)触发加在 PC_2 上的高压放电电源来实现脉冲的注入。 PD_3 用来监视再生放大器内往返脉冲,在放大至峰值时取出。

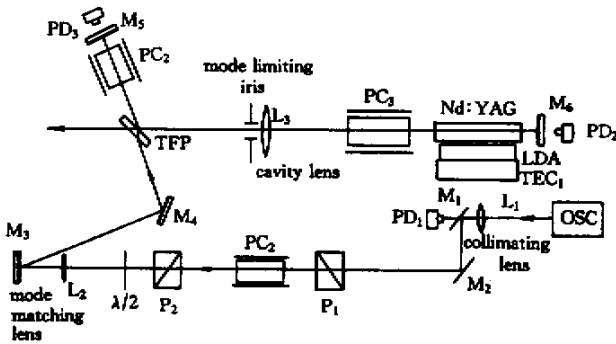


Fig. 1 Optical layout of the LDA pumped single longitudinal mode Nd:YAG regenerative amplifier

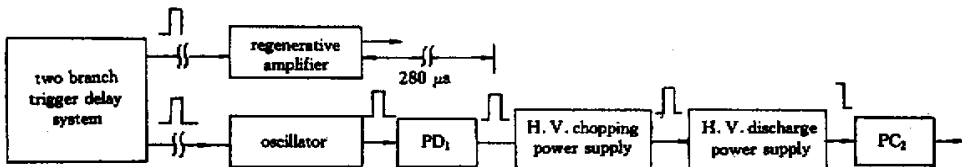


Fig. 2 The schematic diagram of the regenerative amplifier delay system

4 实验结果与分析

工作时,激光二极管阵列每秒触发一次,在抽运功率为 60 W 时用阈值法测得其单程净增益为 1.5。

图 3 为注入 1 ns 、 5 ns 种子脉冲时再生放大器腔不倒空 PD_2 监测到 M_6 漏光的脉冲序列,序列中脉冲间隔为 10 ns ,脉冲序列是放大过程中被注入的种子

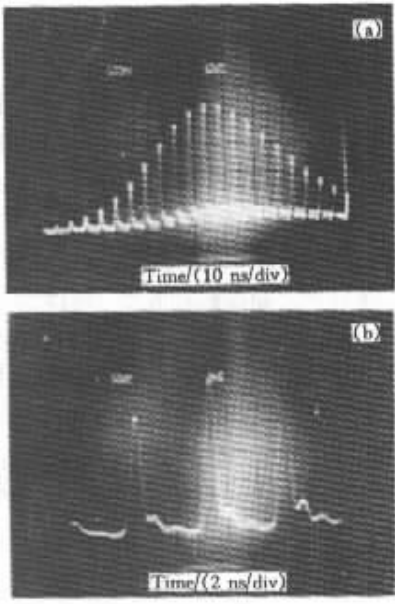


Fig.3 Oscilloscope trace of the simultaneous buildup and release of the seed pulse(undumped)

脉冲经过多次往返放大形成的,脉冲每经过一次往返放大便漏出一个光脉冲。图 4 为腔倒空时 PD₂ 监测漏光的脉冲序列。激光脉冲被放大到峰值附近时,在 PC₃ 上加 1/4 波电压,腔内激光脉冲被倒出,倒出后 M₆ 镜后的输出脉冲序列截止。图 5 为倒出单脉冲波形。可以看出,放大后倒出的单脉冲在形状和宽度上都保持了注入脉冲的特征,只是形状比注入脉冲光滑,脉宽比注入脉冲有少量压缩,后沿底脉冲放大倍数低于主脉冲放大倍数,这是由放大时增益饱和所致。只要注入种子脉冲宽度短于在副腔内的往返时间,且注入脉冲与副腔振荡模在空间上的匹配条件得到满足,注入信号在 Q 开关打开后迅速在腔内建立起振荡并得到放大。脉冲注入副腔后的建立过程如图 6 所示。当注入信号与再生放大器腔模在空间没有很好匹配时,注入脉冲通过空间滤波器(腔内小孔)滤波后便能与腔模在空间上很好匹

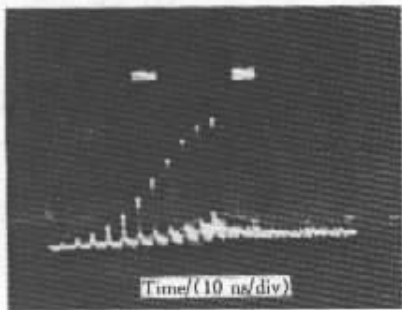


Fig.4 Oscilloscope trace of the simultaneous buildup and release of the seed pulse(dumped)

配,但注入脉冲衰减后在腔内往返形成放大,如图 6 (a)所示;当注入信号与再生放大器腔模在空间很好匹配时,注入脉冲在腔内往返立即形成放大,如图 6 (b)所示(图中前面的干扰信号经过 5 ns 延时和普克尔盒 3 ns 开关时间即为普克尔盒打开时间)。

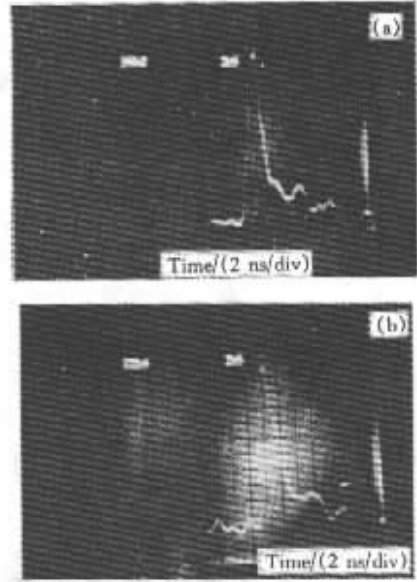


Fig.5 Oscilloscope trace of the seed pulse and the amplified pulse. (a) The seed pulse ;(b) The amplified pulse

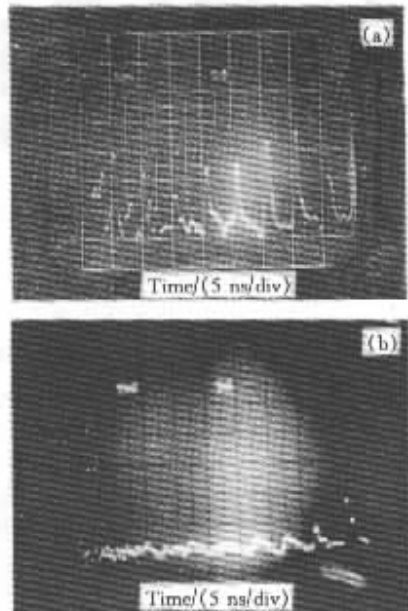


Fig.6 The build-up process of the injected pulse in the slave cavity. (a) Illustrated the build-up process when the injected pulse is not well matched to the slave cavity mode in space, during which the injected pulse is attenuated through the iris and then matched to the slave cavity mode ,(b) Illustrated the build-up process when the injected pulse is well matched to the slave cavity mode in space

只在注入信号强度大于再生放大器腔内自发辐射噪声的强度,再生放大器输出光的特征就主要重复注入光的特征。再生放大器在 Q 开关打开之前处于低 Q 值状态,腔内自发辐射噪声只有 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ 量级,因此注入光强可以非常低。在实验中,保持抽运功率为 60 W 不变,通过旋转 $1/2$ 波片调节注入光的偏振方向,改变注入光的 p 分量使注入光的光强发生改变。当注入光强改变几个量级时,倒出脉冲强度并无明显变化,但脉冲从注入到放大再到峰值的时间却有明显改变。图 7 为注入脉冲脉宽为 1 ns、能量为 0.1 nJ 时,注入信号在再生放大器腔内建立的整个过程,脉冲从注入到放大再到峰值的时间为 200 ns,注入脉冲在腔内往返 20 次经过 40 次放大,经再生放大器放大以后在注入脉冲放大到最高能量时倒出的脉冲能量为 1.2 mJ,再生放大器的总增益为 1.2×10^7 ,注入放大后的信噪比为 10^5 。设单程净增益为 G_{net} 、总增益为 G_{total} ,则 $(g_{\text{net}})^{\times 20} = G_{\text{total}} = 1.2 \times 10^7$,于是可求得单程净增益为 G_{net}

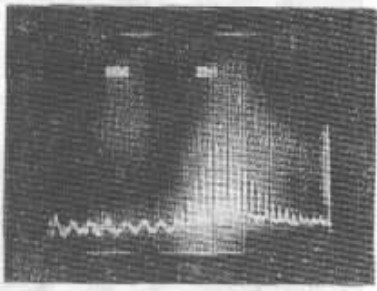


Fig. 7 The oscilloscope trace of the whole build-up process with the injected pulse energy of 0.1 nJ

$= 1.5$,与前面用阈值法测得的单程净增益一致。

为了验证单纵模激光脉冲的再生放大及其与注入锁定的区别,我们用法布里-珀罗标准具测量放大器输出激光的频谱,标准具自由光谱宽度为 2000 MHz,分辨率为 50 MHz,单纵模激光器(主腔)腔长为 0.5 m,其纵模间隔为 300 MHz,放大器(副腔)腔长为 1.5 m,其纵模间隔为 100 MHz。用压电晶体分别调节主腔和副腔的长度。当调节主腔的长度时,从副腔输出的激光干涉条纹随压电晶体上的电压调节连续移动,而当调节副腔长度时,副腔输出的干涉条纹不发生移动,且与主腔输出的单纵模的一套干涉条纹一致,从而说明此再生放大器输出的激光频率不受副腔腔长影响,保持了主腔单纵模的特征,从而证实本实验的结果为单纵模激光脉冲的再生放大。

结论 研究了激光脉冲从注入到再生放大脉冲的建立过程,实现了激光二极管阵列抽运的高稳定单纵模激光脉冲的再生放大,获得了总增益为 2×10^7 的高增益放大。

参 考 文 献

- [1] Park Y K, Giuliani G, Byer R L. Single axial mode operation of a Q -switched Nd:YAG oscillator by injection seeding. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**(2): 117 ~ 125
- [2] Murray J E, Lowdermilk W H. Nd:YAG regenerative amplifier. *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**(7) 3548 ~ 3555
- [3] Pantell R H, Pathoff H E. *Fundamentals of Quantum Electronics*. New York: Wiley, 1969.

LDA Pumped Nd:YAG Regenerative Amplifier of Single Longitudinal Mode Laser Pulse

Wang Chun Chen Shaoh Ma Zhonglin Xu Shizhong Shen Lei

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 18 April 2000; revised 2 June 2000)

Abstract: By using a regenerative amplifier with folded standing-wave resonator, laser diode array (LDA) pumped regenerative amplification of single-longitudinal-mode laser pulse with high stability is realized. The build-up process of single-longitudinal-mode laser pulse from injection to regenerative amplification is studied in detail. The total gain of 1.2×10^7 is obtained in the regenerative amplification. The single-pass net gain is 1.5, and the dumped energy of single pulse is 1.2 mJ.

Key words: laser diode array; single longitudinal mode; regenerative amplification