

# 用钛宝石再生放大器产生高重复率 啁啾脉冲列<sup>\*</sup>

冯伟伟<sup>1)†</sup> 林礼煌<sup>1)‡</sup> 王文耀<sup>1)</sup> 李儒新<sup>1)‡</sup> 汪丽春<sup>1)</sup>

1) 中国科学院上海光学精密机械研究所强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

2) 中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2006 年 10 月 26 日收到, 2006 年 11 月 16 日收到修改稿)

针对啁啾脉冲放大技术建成的钛宝石激光装置, 提出一种获得高重复率激光脉冲列的方法. 通过改变钛宝石再生放大器中泡克耳斯盒电光开关的传统工作模式, 使得腔内放大的脉冲从某特定时刻起, 每当在腔内往返一次就以一定的倒出比例(倒出率)倒出腔内脉冲能量的一部分, 从而可以在有限的时间段内产生高重复率的啁啾激光脉冲列. 基于 Franz-Nodvik 放大理论, 建立了该高重复率再生放大器的理论模型, 通过数值计算, 系统地分析了初始增益、倒出时刻、倒出率对输出的脉冲序列的影响. 在抽运功率为 35 mJ、倒出率为 1/2 的实验条件下, 通过腔外的脉冲数量选择器, 在一个抽运周期内的有限时间段内已获得了 14 个幅度相近、单脉冲能量约为 0.02 mJ、重复率为 100 MHz 的啁啾脉冲序列. 从此啁啾脉冲列中选取数个脉冲, 通过 10 TW 级的激光系统放大和压缩, 已获得 100 MHz 重复率的飞秒太瓦级脉冲列.

关键词: 高重复率, 多通放大, 啁啾脉冲放大, 钛宝石激光器

PACC: 4260, 4260B, 4260F, 4280W

## 1. 引 言

啁啾脉冲放大(CPA)技术是一种对激光系统光学器件无损伤的超短光脉冲放大技术<sup>[1]</sup>. 迄今为止, 利用该技术建成的 CPA 激光系统可以产生峰值功率从几太瓦(1 TW =  $10^{12}$  W)到数拍瓦(1 PW =  $10^{15}$  W)的飞秒激光<sup>[2-5]</sup>. 这使得人们研究强场( $> 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>)物理现象、高次谐波以及软 X 射线的产生成为可能. 在这些应用领域取得的持续性进展大都受益于 CPA 激光系统性能不断的改善与提高, 包括更短的脉冲宽度、更高的峰值功率、更大的平均功率和更大的脉冲能量. 此外, 由于在一些诸如白光超连续谱的产生<sup>[6]</sup>、长寿命等离子体通道的获得等应用领域对重复率也有较高的要求, 因此 CPA 激光系统的高重复率运转也是人们一直追求的目标.

钛宝石再生放大器是飞秒钛宝石激光系统的重要单元之一, 它非常适合放大弱信号光(nJ 量级),

能够获取高的增益( $> 10^6$ ), 并且其结构紧凑, 输出光束质量好, 因此在 CPA 系统中经常做为第一级放大装置<sup>[7-8]</sup>. 一般来说, 信号光经过再生放大器不仅脉冲能量得到了放大, 其重复率也发生了改变. 再生放大器的腔倒出模式有两种, 一种为电光脉冲倒出法<sup>[9,10]</sup>, 输出的脉冲运转在 10 Hz—20 kHz, 脉冲能量为 ~ mJ; 而另一种以声光脉冲倒出法的再生放大器<sup>[6,11]</sup>, 输出的脉冲重复率可以达到 100 kHz—250 kHz, 脉冲能量为 ~  $\mu$ J. 前者重复率主要受限于抽运光的重复率及泡克耳斯盒的工作频率. 本文提出一种利用再生放大器在有限时间段内产生高重复率脉冲列的方法. 此方法主要是改变了电光法脉冲倒出的传统工作模式, 使得在 10 Hz 绿光抽运下的钛宝石再生放大器能够在一个抽运周期内的有限的时间段内输出重复率高达 100 MHz 的啁啾脉冲序列. 这列啁啾脉冲经后续的脉冲数量选择器选出适当个数的脉冲列, 再由 10 TW 级一定规模的激光器的放大器链放大并用光栅压缩器压缩后, 激光系统能输出一列有限数目、重复率为 100 MHz 飞秒太瓦

<sup>\*</sup> 国家重点基础研究发展计划(973 计划)批准号 2006CB806000 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: fww@siom.ac.cn

级激光脉冲. 本文着重介绍该再生放大器的工作原理, 并进行了理论分析与实验研究.

## 2. 再生放大器的实验装置及工作原理

实验装置是在本实验室现有的 23 TW CPA 钛宝石激光系统<sup>[12]</sup>基础上建成的, 主要包括钛宝石激光振荡器、Faraday 隔离器、脉冲展宽器、钛宝石再生放大器、脉冲数量选择器、钛宝石放大器链和脉冲压缩器. 由功率为 5 W 的半导体激光器 Verdi-V5 (Coherent, Inc) 抽运的自锁模钛宝石激光振荡器<sup>[13]</sup>输出约 80 MHz 的 15 fs 激光脉冲, 经 Faraday 隔离器进入无像差全反射式脉冲展宽器——Öffner 脉冲展宽器<sup>[1]</sup>, 将飞秒激光脉冲展宽成 370 ps、能量约为 1 nJ 的啁啾激光脉冲.

啁啾激光脉冲首先进入钛宝石再生放大器进行能量放大和脉冲重复率的变换. 图 1 为钛宝石再生放大器的结构. 钛宝石晶体由 10 Hz、脉宽为 9 ns 的 532 nm 激光抽运. 图 2 给出了腔内泡克耳斯盒 PC 上所施加的电压波形示意图. 抽运时, 在 PC 盒上加有  $V_\lambda/4$  工作电压 ( $V_\lambda$  是 PC 对 790 nm 光的全波电压), 此时 PC 相当于一  $1/4$  波片, 钛宝石再生放大器腔内不能形成激光自由振荡和放大. 当一啁啾激光种子脉冲通过 Faraday 旋光器 FR、透过偏振片  $P_2, P_3$  进入到钛宝石再生放大器腔内, 在两次通过 PC 后的某一特定时刻  $t_1$  (此时刻光未通过工作介质, 光通数  $n = 0$ ), 由同步触发电路触发高压脉冲发生器使 PC 盒上的电压快速降至为 0, 该种子脉冲被再生放大器俘获, 在腔内多次往返得到放大. 在另一某特定时刻  $t_2$  (此时, 光通过工作介质  $m$  次, 光通数  $n = m$ ) 给 PC 盒加电压  $V'$ , 使得经过  $m$  次放大后的线偏振脉冲两次通过 PC 盒后, 偏振态发生了变化, 变为椭圆偏振光  $e_1$ , 此椭圆偏振光的  $p_1$  分量被倒出腔外, 而  $s_1$  分量继续滞留在腔内往返通过钛宝石得到剩余的增益, 而被放大. 放大的  $s_1$  脉冲再次通过 PC 盒两次后, 变为椭圆偏振光  $e_2$ , 其中  $p_2$  分量被导出腔外,  $s_2$  分量继续滞留在腔内. 这样反复几次, 直到腔内损耗大于腔内的增益, 脉冲得不到放大, 从而慢慢衰减. 其中脉冲之间的间隔时间由脉冲在腔内往返一次所用的时间决定, 通过调节腔长, 可以连续调节重复率在 80 MHz 以上. 倒出时刻  $t_2$  决定了种子脉冲在腔内的放大次数, 从而决定了倒出脉冲的能量大小, 腔的倒出率  $d$  即每次倒出的  $p_i$  分量占腔

内椭圆偏振光  $e_i$  总能量的比值 ( $i$  为倒出的第  $i$  个脉冲), 由  $V'$  的大小决定即  $d = \sin^2[2\pi V'/V_\lambda]$ .

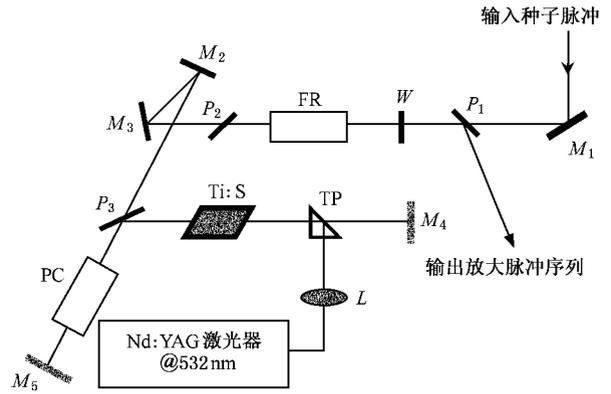


图 1 钛宝石再生放大器结构 (FR 为法拉第旋光器; L 为聚焦透镜;  $M_1-M_5$  为反射镜; PC 为泡克耳斯盒;  $P_1-P_3$  为偏振片; Ti:S 为钛宝石晶体; TP 为棱镜; W 为半波片)

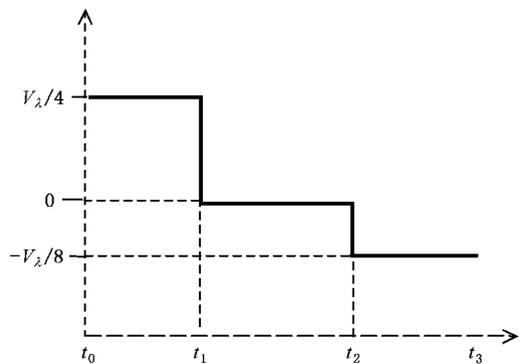


图 2 腔内泡克耳斯盒上所施加的电压信号示意图

## 3. 理论数值计算与分析

按照光场与物质的相互作用原理, 当激光脉冲在被激发的增益介质中传播时, 能够提取储存于介质中的能量而自身得以放大. 基于 Franz-Nodvik 模型推导的 Franz-Nodvik 方程可以很好地描述以钛宝石作为放大介质的光脉冲的放大传播过程<sup>[14-18]</sup>, 采用跟随种子脉冲运动的坐标系  $\xi = x, \eta = t - n_e x/c_0$ , Franz-Nodvik 方程可以表示为

$$J(l, \eta) = J_s \ln \left\{ \alpha(l) \times [\exp(J(l, \eta) J_s - 1) + 1] \right\}, \quad (1)$$

其中,  $\alpha(l) = \exp \left[ \int_0^l \mathcal{N}(\xi, 0) d\xi \right]$  表示放大器的单程总增益 (小信号增益),  $J_s = \hbar\omega/\sigma$  为饱和光通量.

$J, \sigma, N, \omega$  和  $l$  分别为放大光脉冲的光通量、受激发射截面、反转粒子数密度、受激发射的中心频率和放大介质长度。

对于再生放大器和多程放大过程,都需要光多次通过增益介质. 如果将一程放大作为一个整体,那么当放大的激光脉冲第二次通过放大介质时,由于第一次通过时消耗了部分介质储能,所以介质的增益发生了变化. 设单程放大的损耗为  $L, n$  表示放大程数,则由(1)式,可以得到第  $n + 1$  程和第  $n$  程光通量的关系为

$$J_{n+1}/J_s = T \ln \left\{ G_n \left[ \exp(J_n/J_s) - 1 \right] + 1 \right\}, \quad (2)$$

其中  $G_n(\eta) = \exp \left[ \sigma \int_0^l N_n(x, \eta) dx \right], T = 1 - L$ .

忽略自发衰减和横向弛豫,即将增益的衰减完全看作是由于种子脉冲不断从放大介质中抽取能量消耗反转粒子数引起的,这样,介质增益的变化就可以由能量守恒(粒子数守恒)关系式求出,即

$$\begin{aligned} G_{n+1} &= \exp \left[ \sigma \int_0^l N_{n+1}(x) dx \right] \\ &= \exp \left[ \sigma \int_0^l N_n(x) dx \right] \exp \left[ -\Delta J_n/J_s \right] \\ &= G_n \exp \left[ -\Delta J_n/J_s \right], \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\Delta J_n = J_{n+1}/T - J_n$ .

输入的光脉冲在腔内得到放大,在倒出腔外之前,放大后种子脉冲的光通量与放大介质的增益随放大程数的变化分别满足(2)和(3)式. 当注入的光脉冲在腔内经过  $m$  程放大后,开始倒出脉冲. 此时,种子脉冲光能量被放大到  $J_m$ ,放大介质的增益为  $G_m$ . 放大的光脉冲能量按倒出率  $d$  倒出第一个脉冲,剩余能量为  $J_m(1 - d)$ 的光脉冲继续滞留在腔内,经过增益介质两次,继续得到放大,光能量及放大介质的增益满足(2)(3)式. 如此反复,直到腔内总损耗(从腔内倒出脉冲引起腔内损耗  $d$  与单程放大损耗  $L$  之和)大于增益介质提供的增益,腔内脉冲得不到进一步放大,而从此慢慢衰减.

利用以上迭代关系,我们对不同的参数进行了数值模拟分析. 首先模拟计算了在不同的增益情况下,腔内脉冲光能量  $J_n$  与光通数  $n$  之间的对应关系. 如图3所示,很显然,在高增益情况下,脉冲放大快,且腔内的放大脉冲能量随着放大程数的变化不再是一个平滑的包络,在放大了  $m$  程后,包络上出现了一些阶梯,这是由于在倒出脉冲时腔的损耗骤

然增大而后又得到了部分剩余增益而引起的. 图4给出了在相同的倒出率  $d$  和相同的增益情况下,不同的倒出时刻  $m$  对腔内脉冲包络的影响. 显然, $m$  越小,为21时,腔内能量可以在很长的时间段内维持在较低的能量水平. 当  $m$  较大时,腔内的峰值能量很大,但当输出一个脉冲后,能量急剧衰减,在很短时间内消耗为0.

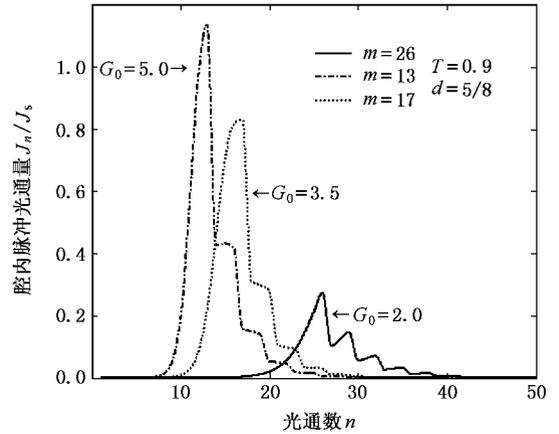


图3 不同的增益情况下,腔内光通量与光通数的关系曲线

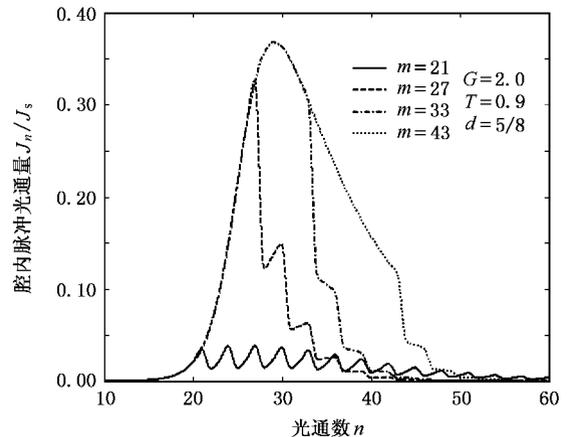


图4 相同的增益,不同的腔倒出时刻( $m$ 分别为21,27,33,43)情况下,腔内归一化通量与光通数的关系曲线

图5给出了倒出腔外脉冲的光能量  $J$  在不同的倒出率  $d$ 、不同的倒出时刻  $m$  下的演化过程图. 腔内和腔外光能量的变化规律是由对应的腔内增益变化规律所决定的,如图(a)和(b)所示,分别给出了在不同的倒出时刻  $m$  下,倒出率  $d$  对腔内增益的影响. 当倒出率  $d = 0$  时,即光脉冲不被倒出,可以看出在光通数为20至30的这段区间内,腔内的增益显著地减少,即在这段区间内放大介质的储能消耗最大,积累的反转粒子数消耗最大,腔内的光脉冲的

放大主要在这个光通数区间内实现,光脉冲能量接近饱和状态.当  $d = 1$  时,就是传统的再生放大器的工作模式,即再生腔把放大的光脉冲一次倒空.通常情况下,光脉冲得到足够放大后,才把腔内光脉冲倒空,倒出脉冲后的腔内的增益很小且不再变化,我们称之为残余增益.在倒出率  $d$  ( $d \neq 0, 1$ ) 相同的情况下,  $m$  较小,如  $m = 21$  (此时,腔内脉冲未放大到峰值能量),腔内脉冲经过 21 程放大,消耗反转的粒子数较少,增益介质的剩余增益较大,倒出第一个脉冲后,剩余的脉冲继续滞留在腔内,经过增益介质后,得到较大的增益,从而继续得到放大,如此反复几次,直到腔内损耗大于增益介质的增益,腔外脉冲能量衰减缓慢,输出的脉冲能量水平低,放大介质的残余增益大.当  $m$  较大,如  $m = 29$ ,腔内脉冲在通过增益介质 29 次后,光能量得到了足够的放大,同时增益也迅速减小,且几乎被耗尽,如此倒出第一个脉冲能量大,但随后的脉冲由于得不到增益且腔内存在着巨大损耗从而急剧衰减,因此倒出腔外的脉冲快速地衰减.

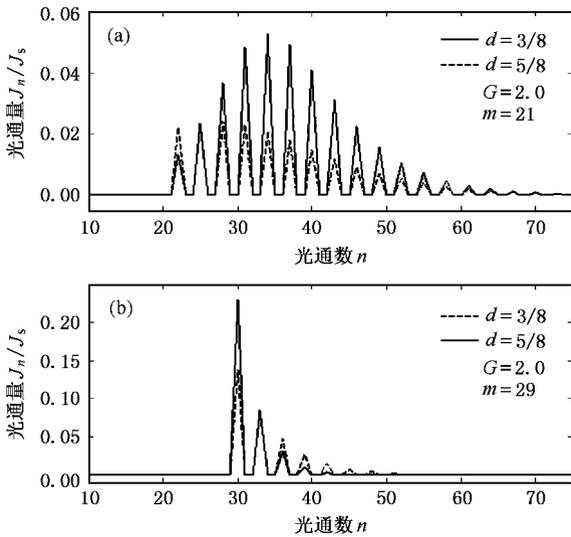


图 5 相同的增益情况下,倒出率  $d$  与倒出时刻  $m$  对输出脉冲列光通量的影响

在倒出时刻  $m$  相同的情况下,倒出率  $d$  ( $d \neq 0, 1$ ) 对腔内的增益及输出的脉冲序列的能量分配也有决定作用.当  $m$  较小,为 21 时,从如图 5(a)和图 6(a)所示的脉冲列光通量及腔内增益的变化曲线可以看出:倒出率  $d$  越小,增益曲线衰减越快,腔内脉冲得到的增益大且可以较快地得以放大,输出脉冲序列幅度差距较大,残余增益小; $d$  越大,增益曲线衰减慢,腔内脉冲得到的增益小不能很快得以放大,

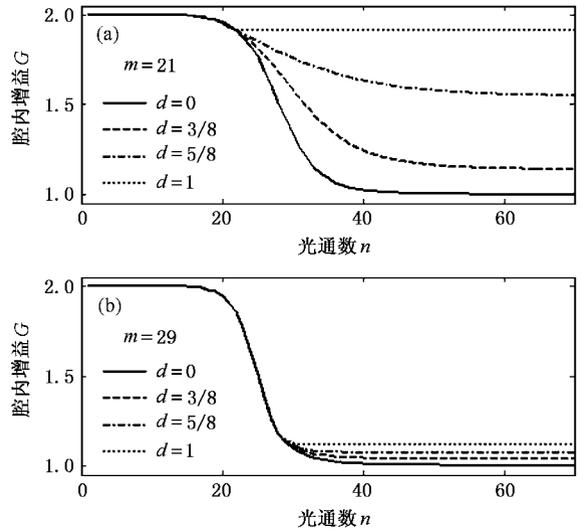


图 6 相同的增益情况下,倒出率  $d$  与倒出时刻  $m$  对腔内增益的影响

输出脉冲序列幅度差距小,残余增益较大.当  $m$  较

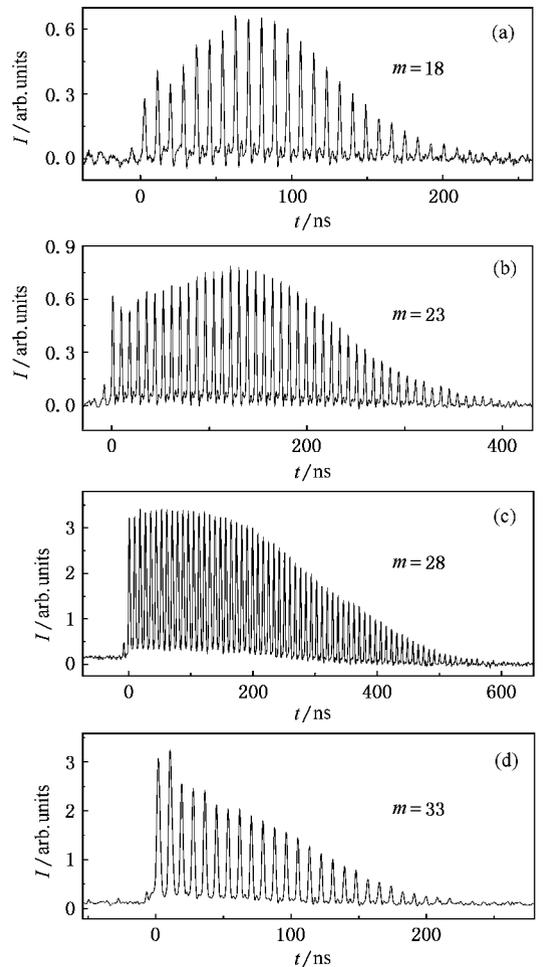


图 7 (a)(b)(c)(d)分别为当倒出时刻  $m = 18, 23, 28, 33$  时,对应得到的腔外脉冲序列

大,为 29 时,倒出率对腔内的增益作用不显著,如图 6(b)所示.腔内脉冲经过 29 次放大后,增益被耗尽,残余增益小接近于最小值 1.因此倒出率  $d$  决定了输出脉冲序列的能量分配,如图 5(b)所示.

## 4. 实验结果及分析

根据数值计算和理论分析结果,选定抽运能量为 32 mJ,倒出率  $d$  为 1/2.钛宝石再生放大器腔长为 1.4 m,脉冲在腔内往返一次所用的时间约为 9 ns.通过控制腔脉冲不同的倒出时刻(仍然用光通数  $m$  表示),可以在示波器上观测到不同的倒出脉冲序列,

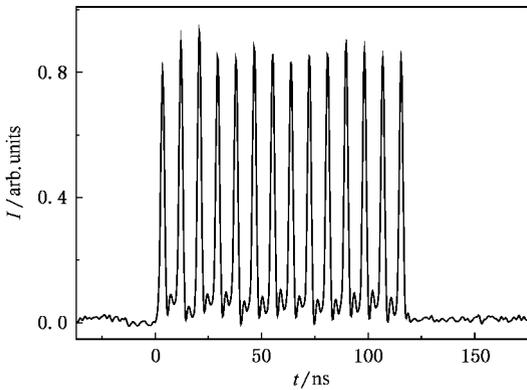


图 8 采用脉冲数量选择器获得的 14 个强度接近的啁啾脉冲

图 7 给出了  $m$  分别为 18, 23, 28, 33 时在示波器上观测到的四种不同的脉冲序列.

当注入 1 nJ 的信号光进行放大时,可以获得 2—3 mJ 的多脉冲能量,总增益大于  $10^6$ .观察分析光斑模式接近  $TEM_{00}$  模.实验中,采用一个腔外的激光脉冲数量选择器可以对输出的脉冲序列进行选择,挑出所需数量的脉冲,同时提高了脉冲列的信噪比,如图 8 所示,获得了 14 个强度相近的脉冲序列.

## 5. 结 论

通过理论与实验验证,我们发现,在产生高重复率多脉冲过程中,选择一个合适的抽运能量,最佳的腔倒出时刻,以及腔倒出率可以输出高重复率、能量近相等的多个脉冲.目前已经成功地在一定时间段内产生了包含有 14 个、重复率达 100 MHz、单脉冲能量达 0.02 mJ 的啁啾脉冲序列.本文提出的用钛宝石再生放大器产生高重复率啁啾脉冲列的方法可用于其他工作介质的再生放大器.我们已经将 100 MHz 的啁啾激光脉冲列选取数个脉冲在 23 TW 级的激光系统上进行放大和压缩,获得了 100 MHz 的飞秒太瓦级脉冲列,有关结果将另文报道.

感谢上海光机所信息光学实验室曲伟娟博士在 Matlab 编程上的有益讨论.

- [ 1 ] Barty C P J, Korn G, Raksi F, Rose-Petruck C, Squier J, Tien A C, Wilson K R, Yakovlev V V, Yamakawa K 1996 *Opt. Lett.* **21** 219
- [ 2 ] Yamakawa K, Aoyama M, Matsuoka S, Kase T, Akahane Y, Takuma H 1998 *Opt. Lett.* **23** 1468
- [ 3 ] Aoyama M, Yamakawa K, Akahane Y, Ma J, Inoue N, Ueda H, Kiriya H 2003 *Opt. Lett.* **28** 1594
- [ 4 ] Chambaret J P, Le Blanc C, Chériaux G, Curley P, Darpentigny G, Rousseau P, Hamoniaux G, Antonetti A, Salin F 1996 *Opt. Lett.* **21** 1921
- [ 5 ] Chai L, He T Y, Gao F, Wang Q Y, Xing Q R, Zhang Z G 2004 *Chin. Phys.* **13** 1487
- [ 6 ] Norris T B 1992 *Opt. Lett.* **17** 1009
- [ 7 ] Wu Q Y, Wang W Y, Yang X D, Zhang Z Q, Xu Z Z 1999 *Chin. J. Laser* **26** 869 (in Chinese) [ 吴秋阳、王文耀、杨晓东、张正泉、徐至展 1999 中国激光 **26** 869 ]
- [ 8 ] Yang X D, Zhang Z Q, Xu Z Z 1998 *Acta. Opt. Sin.* **18** 1170 (in Chinese) [ 杨晓东、张正泉、徐至展 1998 光学学报 **18** 1170 ]
- [ 9 ] Zhavoronkov N, Korn G 2004 *Opt. Lett.* **29** 198
- [ 10 ] Yu L J, Cheng G H, Wang Y S, Chen G F, Zhao W 2004 *Acta. Phot. Sin.* **33** 1 (in Chinese) [ 于连君、程光华、王屹山、陈国夫、赵卫 2004 光子学报 **33** 1 ]
- [ 11 ] Hong K H, Kostitsa S, Yu T J, Sung J H, Noh Y C, Ko D K, Lee J 2006 *Opt. Express* **14** 970
- [ 12 ] Lin L H, Xu Z Z, Li R X, Wang W Y, Jiang Y H, Yang X D, Leng Y X, Zhang Z Q, Wang Y M, Zhang W Q 2004 *Chin. J. Laser* **31** (Suppl.) 134 (in Chinese) [ 林礼煌、徐至展、李儒新、王文耀、江云华、杨晓东、冷雨欣、张正泉、王益民、张文琦 2004 中国激光 **31** (增刊) 134 ]
- [ 13 ] Xing Q R, Zhang W L, Lu W, Yoo K M and Lueng J 1996 *Chin. Phys.* **13** 39
- [ 14 ] Franz L M, Nodivik J S 1963 *J. Appl. Phys.* **34** 2346

- [ 15 ] Tian J R , Sun J H , Wei Z Y , Wang Z H , Ling W J , Huang X J , Liu L T , Wei X F , Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1200 ( in Chinese ) [ 田金荣、孙敬华、魏志义、王兆华、令维军、黄小军、刘兰亭、魏晓峰、张 杰 2005 物理学报 **54** 1200 ]
- [ 16 ] Zhang S K , Wen G Q , Zhou P Z , Man Y Z , Peng H S , Wang Q Y 1996 *High Power Laser and Particle Beams* **8** 500 ( in Chinese ) [ 张树葵、文国庆、周丕璋、满永在、彭翰生、王清月 1996 强激光与粒子束 **8** 500 ]
- [ 17 ] Ling W J , Wang Z H , Wang P , Jia Y L , Tian J R , Wei Z Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1208 ( in Chinese ) [ 令维军、王兆华、王鹏、贾玉磊、田金荣、魏志义 2005 物理学报 **54** 1208 ]
- [ 18 ] Zhang S K , Wen G Q , Zhou P Z , Wang X D , Man Y Z , Peng H S , Wang Q Y 1997 *Acta Phys. Sin.* **46** 908 ( in Chinese ) [ 张树葵、文国庆、周丕璋、王晓东、满永在、彭翰生、王清月 1997 物理学报 **46** 908 ]

## Generation of chirped pulses at high repetition rate with a Ti :sapphire regenerative amplifier<sup>\*</sup>

Feng Wei-Wei<sup>1,2)†</sup> Lin Li-Huang<sup>1,2)</sup> Wang Wen-Yao<sup>1)</sup> Li Ru-Xin<sup>1,2)</sup> Wang Li-Chun<sup>1)</sup>

1 *State Key Laboratory of High Field Laser Physics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800 , China )*

2 *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China )*

( Received 26 October 2006 ; revised manuscript received 16 November 2006 )

### Abstract

We present a method to obtain a laser pulse train at high repetition rate for the Ti :sapphire laser system based on the chirped pulse amplification technique. The conventional working mode of the Pockels cell in the Ti :regenerative amplifier is modified. At a certain dumping time , a portion of the amplified seed pulse is dumped out of the cavity by a certain dumping ratio every time the pulse runs around the cavity. Thenceforward , the chirped pulses at high repetition rate are generated. Based on the Franz-Nodvik amplification theory a theoretical model of the regenerative amplifier is established and the analysis of the dependence of the pulse sequence on the dumping time and dumping ratio is given by numerical computation. With a pumping energy of 35 mJ and a dumping ratio of 1/2 , a fourteen-pulse sequence at 100 MHz with pulse energy of 0.02 mJ is obtained at a finite period of time in a pumping cycle.

**Keywords :** high repetition rate , multi-pass amplifier , chirped-pulse amplification , Ti :sapphire laser

**PACC :** 4260 , 4260B , 4260F , 4280W

<sup>\*</sup> Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2006CB806000 ) ( 973 Project ).

<sup>†</sup> E-mail : fww@siom.ac.cn