

# 输出能量 4 mJ 的 1 kHz 飞秒掺钛蓝宝石激光再生放大研究\*

沈忠伟<sup>1)</sup> 王兆华<sup>1)†</sup> 范海涛<sup>1)</sup> 秦爽<sup>1)</sup> 滕浩<sup>1)</sup> 何鹏<sup>2)</sup> 魏志义<sup>1)‡</sup>

1)(中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

2)(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710126)

(2013年12月27日收到; 2014年1月23日收到修改稿)

针对高能量千赫兹重复频率飞秒激光的应用需求, 设计了一套采用线性再生腔结构的高效率飞秒掺钛蓝宝石激光啁啾脉冲放大系统. 通过优化腔型设计, 在重复频率为 1 kHz、单脉冲能量为 20 mJ 的 527 nm 激光抽运下, 将展宽后的 800 nm 啁啾脉冲激光的能量放大到 5.8 mJ, 对应斜效率达到 30.7%. 进一步通过色散补偿压缩脉冲宽度, 获得了单脉冲能量为 4 mJ、脉冲宽度为 45.7 fs 的输出, 稳定性测量表明激光的能量抖动仅为 0.18% (均方根值).

**关键词:** 啁啾脉冲放大, 再生放大, 飞秒激光, 线性腔

**PACS:** 42.60.Da, 42.60.-v, 42.60.By, 42.65.Re

**DOI:** 10.7498/aps.63.104211

## 1 引言

20 世纪 80 年代, 飞秒激光的问世给激光技术的发展带来了一场深刻的变革. 特别是啁啾脉冲放大 (CPA) 技术<sup>[1]</sup> 与飞秒激光技术<sup>[2]</sup> 的结合奠定了超短超强激光研究领域的里程碑. 目前采用最新的 CPA 技术, 人们已能获得峰值功率超过拍瓦的超强激光<sup>[3,4]</sup>, 聚焦后的功率密度达  $10^{21}$ — $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>, 相应的电场比原子内库仑场强几个数量级<sup>[5]</sup>. 飞秒强激光所创造的这种极端条件为物理学的发展提供了良好的机遇, 极大地推动了 X 射线激光<sup>[6]</sup>、实验室天体物理<sup>[7]</sup>、惯性约束核聚变<sup>[8]</sup>、激光粒子加速器<sup>[9]</sup> 等研究领域的发展. 但是由于这种超强激光系统的重复频率太低、体积庞大、价格昂贵, 极大地限制了其应用领域.

根据不同的应用需求, 采用 CPA 技术的飞秒

激光放大器除了可工作在低重复频率 (如 10 Hz, 1 Hz, 单发) 外<sup>[4]</sup>, 还可以工作在高重复频率 (如千赫兹甚至更高的重复频率)<sup>[10]</sup>. 当工作于高重复频率时, 虽然激光的峰值功率相对较低 (很难达到太瓦量级), 但其平均功率较高, 稳定性更好. 在阿秒激光的产生<sup>[11]</sup>、超快光谱学<sup>[12]</sup>、飞秒微加工<sup>[13]</sup> 等大量应用领域中往往需要这些高重复频率的飞秒激光. 如在微加工领域, 由于在一定的时间内高重复频率的飞秒激光可以发射大量的激光脉冲, 因此可以实现更效率的加工. 并且由于飞秒激光脉冲与材料相互作用具有积累效应, 可以采用能量相对较低的脉冲实现对材料的加工和改性, 很大程度上避免了加工过程中裂纹等缺陷的出现和光学击穿的发生<sup>[14]</sup>.

飞秒激光放大器主要有再生放大和多通放大两种结构<sup>[15]</sup>. 再生放大器是从种子脉冲序列中选出一个脉冲, 注入到已有的谐振腔中, 使其多次往

\* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB922402)、国家重大科学仪器设备开发专项基金 (批准号: 2012YQ120047) 和国家自然科学基金 (批准号: 11174361) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhwang@iphy.ac.cn

‡ 通讯作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

返通过增益介质, 当放大到足够的能量后从腔中倒出. 再生放大器对种子光的放大效率高、运行稳定、输出光束质量好, 所以被广泛应用于高重复频率的飞秒激光放大器中<sup>[16]</sup>. 腔型方面, 再生放大器主要有环形腔和线性腔两种结构<sup>[17]</sup>. 环形腔再生放大器结构复杂、调节繁琐, 其稳定性也不如线性腔的稳定性好, 因此再生放大器一般都采用线性腔的结构.

本文报道了一种采用线性再生放大方案的高能量、高效率千赫兹飞秒钛宝石激光 CPA 系统. 通过优化腔型设计, 在重复频率为 1 kHz、单脉冲能量为 20 mJ 的 527 nm 激光抽运下, 获得了 5.8 mJ 的 800 nm 啁啾脉冲激光, 对应斜效率达到 30.7%. 经过色散补偿后, 得到了脉冲宽度为 45.7 fs、单脉冲能量为 4 mJ 的 1 kHz 重复频率的飞秒激光. 该设计不仅可为超快光谱学、飞秒微加工等实验提供稳定可靠的光源, 而且也可以作为优良的前级系统, 进一步进行啁啾脉冲激光的超高能量放大.

## 2 实验装置

图 1 为本文整体系统的实验光路示意图, 由飞秒钛宝石激光振荡器、脉冲展宽器、线性腔再生放大器以及脉冲压缩器四部分组成. 其中飞秒钛宝石激光振荡器采用棱镜对补偿色散<sup>[18]</sup>, 稳定锁模

输出光谱半高全宽为 48 nm、脉冲宽度为 25 fs、重复频率为 82 MHz、单脉冲能量为 4 nJ 的飞秒激光, 为整套系统提供种子脉冲. 种子光经过由格兰棱镜 P1、法拉第旋转器 FR、半波片组成的光学隔离器后进入脉冲展宽器. 展宽器的设计采用马丁内兹型结构<sup>[19]</sup>, 由光栅 G1、凹面镜 C1、平面镜 C2 以及爬高镜 C3 组成, 其中光栅的刻线密度为 1200 线/mm, 入射角度为 22°, 凹面镜的曲率半径为 609.6 mm, 光栅距离凹面镜 400 mm. 展宽器能提供  $1.6 \times 10^6$  fs<sup>2</sup> 的二阶色散, 可将 25 fs 的种子脉冲在时域上展宽为 200 ps. 线性再生腔由四片腔镜 M1—M4, 布儒斯特角切割的 4 mm × 4 mm × 20 mm 钛宝石晶体 Ti:Sa、格兰棱镜 P3 和普克尔盒 PC 构成. 这里腔镜 M1, M3 为平面镜, M2, M4 分别为曲率半径  $R = 2, 1$  m 的凹面镜, 再生腔总腔长为 2.25 m.

再生放大器的抽运源为光谱物理公司生产的 Empower 型商用 527 nm 绿光激光器, 其重复频率为 1 kHz, 最大输出能量为 20 mJ. 抽运光扩束准直后经焦距  $f = 350$  mm 的透镜聚焦到钛宝石晶体中, 聚焦后的光斑直径为 750  $\mu$ m, 最大抽运能量密度为 4.5 J/cm<sup>2</sup>, 小于钛宝石晶体的损伤阈值 (10 J/cm<sup>2</sup>). 聚焦透镜放置在一个光学平移台上, 可以前后移动透镜的位置, 以便于抽运光与腔内光斑在晶体处大小相匹配.

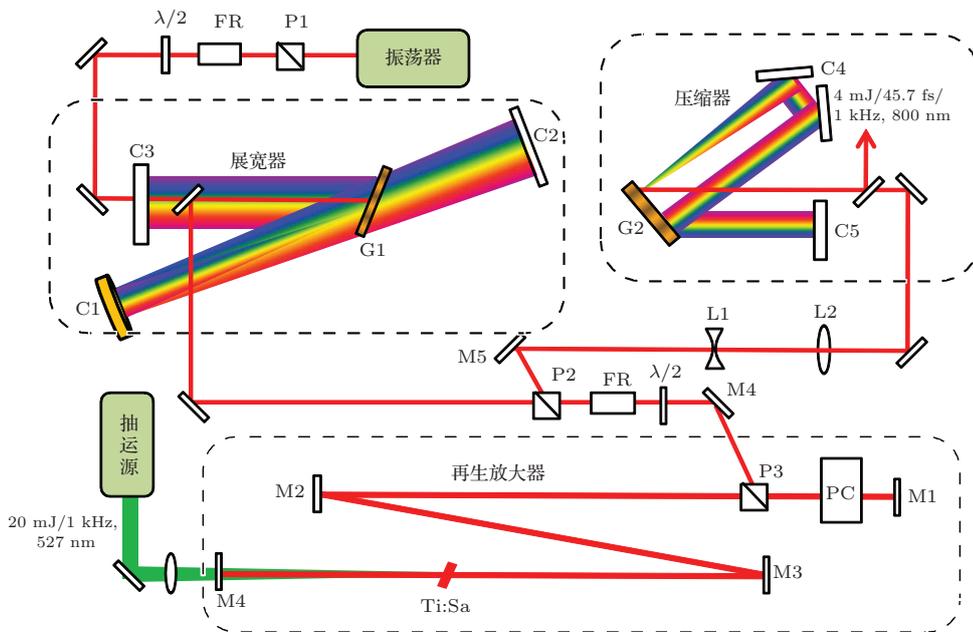


图 1 (网刊彩色) 再生放大系统光路示意图

在高平均功率端面抽运下, 钛宝石晶体的折射率随着温度的变化而呈梯度分布, 出现热透镜效应, 从而影响放大激光的光束质量和放大效率. 在端面抽运、侧面冷却下, 热透镜焦距的经验公式如下 [20]:

$$f_{\text{thermal}} = \frac{\pi\kappa\omega_{\text{pump}}^2}{P_{\text{pump}}(dn/dT) 1 - \exp[-\alpha_{\text{abs}}L]},$$

其中,  $f_{\text{thermal}}$  为热透镜的焦距,  $\omega_{\text{pump}}$  为抽运激光在晶体中的束腰半径,  $\kappa$  为晶体的热导率,  $P_{\text{pump}}$  为入射的抽运激光功率,  $dn/dT$  为晶体折射率对温度的导数,  $\alpha_{\text{abs}}$  为晶体对抽运激光的吸收系数,  $L$  为晶体的长度. 由该经验公式可知, 在抽运光参数不变的情况下, 为了减小热透镜效应的影响 (增大热透镜焦距), 需要将晶体进行低温制冷, 低温下钛宝石晶体具有更大的热导率且晶体折射率对温度的导数更小. 实验中, 我们采用制冷功率为 50 W 的半导体制冷片 (TEC) 对钛宝石晶体进行低温制冷, 同时用水冷方式将 TEC 产生的热量带走, 钛宝石晶体的温度通过 TEC 温控电路控制在  $-20\text{ }^\circ\text{C}$  左右. 另外, 为了避免低温下水蒸气凝结在钛宝石晶体上, 将晶体置于真空室中.

我们利用 ABCD 矩阵计算模拟了晶体温度为  $-20\text{ }^\circ\text{C}$  时不同热透镜焦距下再生腔内的光斑分布, 结果如图 2 所示. 当抽运功率为零时, 无热效应 (热透镜焦距无穷大), 钛宝石晶体处的光斑半径为  $352\text{ }\mu\text{m}$ . 当逐渐增加抽运功率, 热透镜焦距为  $3200\text{ mm}$  时, 钛宝石晶体处的光斑半径为  $343\text{ }\mu\text{m}$ . 当抽运功率为最大值 (20 W) 时, 热透镜焦距为  $800\text{ mm}$ , 此时钛宝石晶体处光斑半径为  $338\text{ }\mu\text{m}$ , 在 PC 处光斑半径为  $754\text{ }\mu\text{m}$ . 对于钛宝石放大系统, 为了保证获得较高的转换效率和较好的稳定性, 将放大后的激光能量密度设计在  $2\text{ J/cm}^2$ , 即是钛宝石晶体饱和能流的两倍. 此时理论上最大可获得  $7.2\text{ mJ}$  的放大能量, 而在 PC 处能量密度仅为  $0.4\text{ J/cm}^2$ , 远低于它的损伤阈值 ( $5\text{ J/cm}^2$ ). 另外, 腔内镀膜镜片的损伤阈值高达  $6\text{ J/cm}^2$ , 说明其也处于安全范围.

通过上述分析可知, 对于我们设计的线性再生腔, 无论是抽运光还是放大光均不会损伤放大器中的元件, 如钛宝石、PC 和腔镜. 另外, 当抽运光功率在  $0\text{--}20\text{ W}$  之间变化 (对应的热透镜焦距  $f_{\text{thermal}}$  为  $\infty\text{--}800\text{ mm}$ ) 时, 谐振腔都是稳腔, 且束腰处的光斑大小变化不大, 因此其热稳定性好. 此外, 抽

运光和腔内光斑在钛宝石处大小匹配较好, 可获得高效率的放大激光输出.

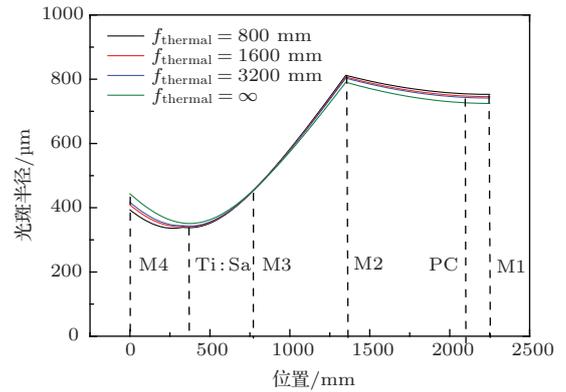


图 2 (网刊色彩) 当晶体温度为  $-20\text{ }^\circ\text{C}$  时, 不同热透镜焦距  $f_{\text{thermal}}$  下再生腔内的光斑分布

从展宽器出来的 p 偏振脉冲经过由格兰棱镜 P2, FR 和半波片组成的隔离器后, 偏振态旋转  $90^\circ$ , 转为 s 偏振脉冲, 再由镜片 M4 和格兰棱镜 P3 导入再生腔内. PC 作为一个光开关放置在靠近腔镜 M1 的位置, 利用 PC 中的磷酸二氧钾晶体的自然双折射, 将晶体的晶轴与腔的光轴放置成一定的角度, 使得在不加电压时 PC 相当于一个  $\lambda/4$  波片. 这样 s 偏振的种子脉冲由格兰棱镜 P3 反射后先经过 PC 一次, 再经过端镜 M1 反射后第二次经过 PC, 其偏振态转为 p 偏振, 种子光将透过格兰棱镜 P3 进入钛宝石晶体. 此时给 PC 加上  $\lambda/4$  电压, 加上高压后的 PC 相当于一个  $\lambda/2$  波片, p 偏振的种子光再次往返经过 PC 时偏振方向不发生改变, 这样种子光被“关”在再生腔内, 往复通过钛宝石晶体, 迅速振荡放大, 直到能量被放大到最大饱和值时去掉 PC 上的高压, 则放大脉冲再次往返经过 PC 后偏振态转为 s 偏振, 被格兰棱镜 P3 反射导出腔外.

当 PC 处于加电压状态时, 被格兰棱镜 P3 反射进入腔内的其他种子脉冲在回到格兰棱镜 P3 处时, 因其已通过 PC 两次, 偏振态不发生变化, 仍为 s 偏振, 将被格兰棱镜 P3 直接反射出腔外, 未经过钛宝石晶体, 不会参与再生放大过程. 因此在放大过程中只有一个种子脉冲在谐振腔内得到了放大.

由格兰棱镜 P3 反射导出腔外的 s 偏振放大激光脉冲经过隔离器时其偏振状态不变, 被格兰棱镜 P2 反射, 再通过透镜组扩束准直后注入压缩器中以补偿色散, 从而将脉冲宽度压缩回飞秒量级. 压缩器由光栅 G2、左右  $90^\circ$  导光镜 C4 和爬低镜 C5 组成, 其中光栅的刻线密度为  $1500\text{ 线/mm}$ , 入射角度

为 $53^\circ$ , 光束四次通过光栅.

### 3 实验结果及分析

我们将一个光电二极管置于腔镜M1后, 采集镜片后的漏光以观察种子光在再生腔内的演变过程. 初始阶段增益大于损耗, 种子脉冲会不断地被放大直至达到最大值, 随后损耗大于增益, 光脉冲不断损耗直至消失. 当种子脉冲能量放大到最大值时, 去除PC上的高压, 放大激光脉冲被倒空, 经格兰棱镜P3反射出腔外. 图3中红线为腔倒空时再生腔内脉冲建立过程, 通过观察此波形可以判断腔倒空是不是在脉冲被放大到最大时发生; 黑线为用另外一个光电二极管探测得到的从腔内倒空后的放大激光脉冲, 可以看出导出的放大脉冲前沿没有可见的小脉冲, 纳秒时间尺度内对比度较高. 优化谐振腔以及抽运激光和种子光的注入方向, 使得倒空后的放大激光脉冲的建立时间尽可能提前, 建立时间最佳可达到180 ns左右.

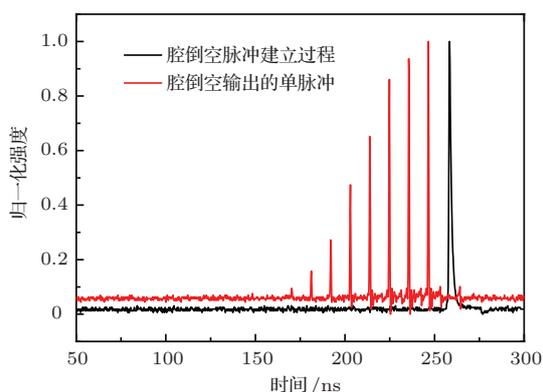


图3 (网刊彩色) 腔倒空时再生腔内脉冲建立过程以及腔倒空输出的单脉冲

将钛宝石晶体置于真空室内, 采用TEC制冷至 $-20^\circ\text{C}$ , 放大输出能量随抽运能量的增加呈现线性增大的趋势, 结果如图4所示. 在最大抽运能量(20 mJ)下, 放大输出能量为5.8 mJ, 斜效率达到30.7%. 这里限制最大放大能量获得的主要因素是有限的抽运激光能量, 如果采用更大能量的抽运源以及采用更强的制冷系统, 如浸入式冷却或液氮冷却将有望获得更大的放大能量输出. 图5给出了满功率抽运下放大输出能量的稳定性, 在5 h内能量的抖动为0.18% (均方根(RMS)值), 已达到甚至优于一些同类商用放大器的指标.

从再生放大器中倒空出来的放大激光脉冲经透镜组扩束准直后注入到压缩器中进行色散补偿, 以压缩脉冲宽度. 经过压缩器后, 单脉冲能量为4.0 mJ, 压缩器的效率为69%.

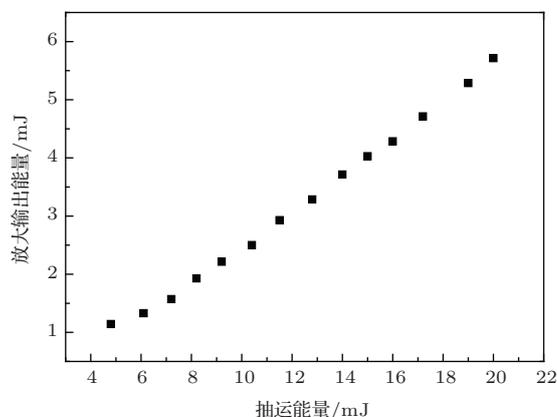


图4 放大输出能量随抽运能量的变化

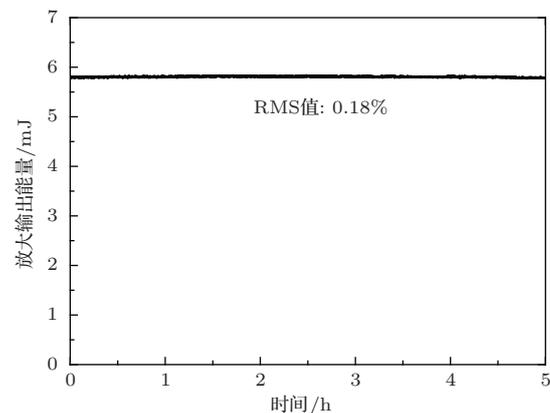


图5 最大输出能量运转下放大输出能量的稳定性

我们采用海洋光学公司生产的HD 4000型光纤光谱仪测量了种子光的光谱和再生放大后激光的光谱, 结果如图6所示. 由图6可知, 种子光光谱的半高全宽为48 nm, 再生放大后激光光谱的半高全宽为36 nm, 其可支持26 fs傅里叶变换极限脉冲. 放大后的激光光谱的半高全宽比种子光光谱的半高全宽窄了约12 nm, 主要是再生放大过程中的增益窄化效应造成的. 采用大恒光电技术公司生产的Eversmter SSA II型商用单次自相关仪对激光压缩后的脉冲宽度进行测量, 通过调节光栅入射角以及光栅与左右导光镜的间距使得色散补偿最优化, 测量得到最窄的脉冲宽度为45.7 fs, 结果如图7所示. 这一结果已经接近傅里叶变换极限的脉冲宽度, 但仍有一定的差距, 其原因可能是压缩过程中存在难以完全补偿的高阶色散. 在后续的实验

中将使用声光可编程色散滤波器对种子光谱的强度和相位进行调制,抑制放大过程中的增益窄化效应,并优化整体系统的色散,有望得到更窄的脉冲宽度.

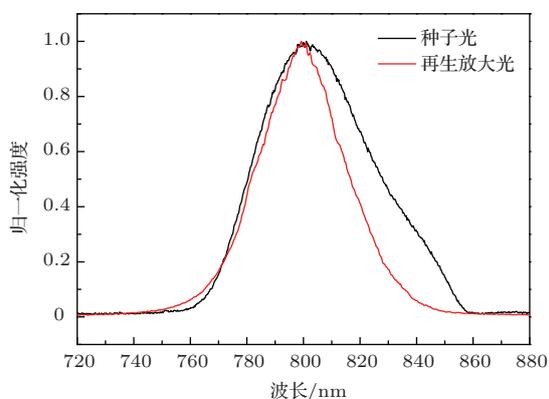


图6 (网刊彩色) 种子光光谱和再生放大后激光的光谱

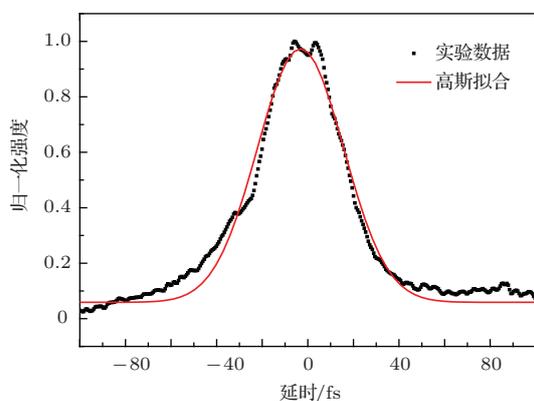


图7 压缩后的放大激光脉冲的单次自相关曲线

## 4 结 论

本文报道了一种采用线性再生腔结构的高能量、高效率千赫兹飞秒钛宝石激光CPA系统.通过优化腔型设计,在重复频率为1 kHz、单脉冲能量为20 mJ的527 nm激光抽运下,将展宽后的800 nm啁啾脉冲能量放大到5.8 mJ,对应斜效率达到30.7%.经过压缩器色散补偿后,得到了脉冲宽度为45.7 fs、单脉冲能量为4 mJ的1 kHz重复频率飞秒激光脉冲.测量表明,5 h内能量抖动为0.18% (RMS值).通过采用更高功率的抽运源和在光路中加入声光可编程色散滤波器,可以利用

再生放大器直接获得能量大于5 mJ、脉冲宽度小于30 fs的超短激光脉冲.这将为阿秒脉冲产生、超快光谱学、飞秒微加工等领域提供非常有效的研究工具.

## 参考文献

- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
- [2] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
- [3] Perry M D, Pennington D, Stuart B C, Tietbohl G, Britten J A, Brown C, Herman S, Golick B, Kartz M, Miller J, Powell H T, Vergino M, Yanovsky V 1999 *Opt. Lett.* **24** 160
- [4] Wang Z H, Liu C, Shen Z W, Zhang Q, Teng H, Wei Z Y 2011 *Opt. Lett.* **36** 3194
- [5] Umstadter D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1774
- [6] Murnane M M, Kapteyn H C, Rosen M D, Falcone R W 1991 *Science* **251** 531
- [7] Remington B A, Drake R P, Takabe H, Arnett D 2000 *Phys. Plasmas* **7** 1641
- [8] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth C, Woodworth J, Campbell M E, Perry M D, Mason R J 1997 *Phys. Plasmas* **4** 1626
- [9] Clark E L, Krushelnick K, Zepf M, Beg F N, Tatarakis M, Machacek A, Santata M, Watts I, Norreys P A, Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 1654
- [10] Zhang X S, Schneider E, Taft G, Kapteyn H, Murnane M, Backus S 2012 *Opt. Express* **20** 7015
- [11] Hentschel M, Kienberger R, Spielmann C, Reider G A, Milosevic N 2001 *Nature* **414** 509
- [12] Cerullo G, Lanzani G, Nisoli M, Priori E, Stagira S, Zavelani-Rossi M, Svelto O, Poletto L, Villoresi P 2000 *Appl. Phys. B* **71** 779
- [13] Zhu J F, Wei Z Y 2006 *Physics* **35** 679 (in Chinese) [朱江峰, 魏志义 2006 物理 **35** 679]
- [14] Gattass R R, Mazur E 2008 *Nat. Photon.* **2** 219
- [15] Koechner W 2005 *Solid-State Laser Engineering* (6th Ed.) (Berlin: Springer) p156
- [16] Wang Q S, Cheng G H, Liu Q, Sun C D, Zhao W, Chen G F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 87 (in Chinese) [王屹山, 程光华, 刘青, 孙传东, 赵卫, 陈国夫 2004 物理学报 **53** 87]
- [17] Yanovsky V, Felix C, Mourou G 2002 *Appl. Phys. B* **74** 181
- [18] Wei Z Y, Yu Z X, Li R J, Yang J, Li Q 1996 *Chin. J. Lasers* **23** 198 (in Chinese) [魏志义, 余振新, 李荣基, 杨杰, 李麒 1996 中国激光 **23** 198]
- [19] Song Y R, Zhang Z G, Wang Q Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 581
- [20] Clarkson W A 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 2381

# A 4 mJ femtosecond Ti : sapphire regenerative amplifier at 1 kHz repetition rate\*

Shen Zhong-Wei<sup>1)</sup> Wang Zhao-Hua<sup>1)†</sup> Fan Hai-Tao<sup>1)</sup> Qin Shuang<sup>1)</sup>  
Teng Hao<sup>1)</sup> He Peng<sup>2)</sup> Wei Zhi-Yi<sup>1)‡</sup>

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710126, China*)

( Received 27 December 2013; revised manuscript received 23 January 2014 )

## Abstract

To meet the application requirements for high energy kHz repetition rate femtosecond laser, a high-efficiency femtosecond Ti : sapphire linear regenerative amplifier is designed. By optimizing the parameters of the cavity, 5.8 mJ chirped pulses at 800 nm are obtained, under pump energy of 20 mJ with wavelength of 527 nm at 1 kHz repetition rate, corresponding to a slope efficiency of 30.7%. By compensating for the dispersion, 4 mJ laser pulses at 800 nm with pulse duration of 45.7 fs are achieved. The energy fluctuation is 0.18% (RMS) in 5 h.

**Keywords:** chirped-pulse amplification, regenerative amplifier, femtosecond laser pulse, linear cavity

**PACS:** 42.60.Da, 42.60.-v, 42.60.By, 42.65.Re

**DOI:** [10.7498/aps.63.104211](https://doi.org/10.7498/aps.63.104211)

---

\* Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 2013CB922402), the Special Foundation of State Major Scientific Instrument and Equipment Development of China (Grant No. 2012YQ120047), and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11174361).

† Corresponding author. E-mail: [zhwang@iphy.ac.cn](mailto:zhwang@iphy.ac.cn)

‡ Corresponding author. E-mail: [zywei@iphy.ac.cn](mailto:zywei@iphy.ac.cn)