

# 神光 II 全链路脉冲波形的高精度反演

张军勇<sup>1</sup> 张艳丽<sup>1</sup> 马伟新<sup>2</sup> 朱 俭<sup>2</sup> 刘德安<sup>1</sup> 杨 琳<sup>1</sup> 朱健强<sup>1</sup> 林尊琪<sup>1</sup>

<sup>1</sup>中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800

<sup>2</sup>中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800

**摘要** 物理实验对神光 II 装置的输出脉冲波形有很高的精度要求。对于单色光, 通常做法是利用增益通量曲线反演激光链路获得注入波形, 该方法在求解高通量或复杂波形时的精度比较差, 甚至对宽带脉冲失效。针对不同输出通量, 提出了智能算法和增益通量曲线的分层使用策略并应用于神光 II 全链路的波形反演, 混合算法的计算精度理论上取决于采样点数目。通过模拟仿真验证了混合算法具有稳定性好、精度高和收敛快的特点。

**关键词** 激光光学; 逆问题; 脉冲波形; 多程放大; 频率变换; 混合算法

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0414004

## High-Precision Inversion Method of Pulse Shape at SGII Facility

Zhang Junyong<sup>1</sup> Zhang Yanli<sup>1</sup> Ma Weixin<sup>2</sup> Zhu Jian<sup>2</sup> Liu De'an<sup>1</sup> Yang Lin<sup>1</sup>  
Zhu Jianqiang<sup>1</sup> Lin Zunqi<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Laboratory on High Power Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

<sup>2</sup>Shanghai Institute of Laser Plasmas, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China

**Abstract** The temporal shape of laser pulse is very important for most physical experiments at the SGII facility. For monochrome laser, a general approach is to calculate the injected pulse shape by using gain-fluence curve (GFC). But it doesn't work well under the condition of high fluence or especially complex pulse shape. For different output fluences, a new hybrid algorithm, based on GFC and intelligent algorithm, is applied to solve the inversion problem of pulse shape at the SGII facility. The calculation accuracy is only decided by the number of sampling points in theory. Hybrid algorithm is proved to be robust, high precision and rapid convergent by numerical calculation.

**Key words** laser optics; inverse problem; pulse shape; multi-pass amplification; frequency conversion; hybrid algorithm

**OCIS codes** 140.3280; 140.3580; 190.2620; 160.4330

## 1 引言

在高功率激光系统中, 数字化运行控制模块(LPOM)已成功应用于仿真、控制、反馈和调整全激光链路<sup>[1-6]</sup>。以美国 NIF 为例, 科研人员于 2001 年着手研发这一关键技术, 于 2004 年 10 月首次调试运行, 2005 年实现 NIF 装置的 8 路激光自动调整, 之后成功实现 192 束激光束的稳定输出与束间精密平衡控制。LPOM 已成功发展成为新一代聚变级激光装置稳定运行及束间能量功率平衡的核心平台。相比之下, 法国兆焦耳激光项目(LMJ)开发的 DPARC 程序功能类似于美国的 LPOM 模块, 在 2011 年的 LIL 原型上进行了近远场、能量、脉冲同步及时间波形等若干指标的测试<sup>[7]</sup>, 实现了模型预测与运行数据的基本吻合, 一定程度上满足工程需求, 为后续建 LMJ 的奠定了坚实基础。

收稿日期: 2014-08-19; 收到修改稿日期: 2014-11-26

基金项目: 国家自然科学基金(61205212, 11104296)

作者简介: 张军勇(1982—), 男, 博士, 副研究员, 主要从事超分辨聚焦成像和激光传输方面的研究。

E-mail: zhangjin829@163.com

神光II<sup>[8-9]</sup>作为我国第一台有能力输出二倍频(SHG)、三倍频(THG)以实施靶物理实验的高水平运行实验装置,其升级装置于2011年7月已成功开展终端靶场第二阶段验证实验。在接下来两年里陆续取得阶段性的成果,在2013年底成功实现单路8.05 kJ、3.4 ns基频无损伤、远场95%能量集中度优于8倍衍射极限的输出。这标志着神光II取得突破性进展,与NIF的1.8 MJ、500 TW、 $3\omega$ 换算后的基频通量(或能流密度)和光强(或功率密度)基本相同,与大口径高通量激光驱动器实验平台<sup>[10]</sup>16 kJ、5 ns的基频输出相比,通量虽小但光强仍然相当。对于光学玻璃,高功率密度下高阶非线性效应表现显著,当光强超过元件的损伤阈值时,对光学元件造成永久性破坏。在高功率激光装置中,光强比通量更容易受限,强度增长控制显得更重要。

神光II正在实现8路激光的全链路贯通,比起单路激光,装置对束间的能量和功率平衡、光场的空间分布和时间波形等指标提出了更高要求。高功率激光传输过程中的非线性效应,导致输出参数的控制难度更高。光场的空间分布主要取决于主放大器的增益函数,而放大是一个非线性过程,增益饱和和增益窄化使得脉冲的前后沿非同比例增长,脉冲波形发生畸变,严重影响激光等离子体相互作用(LPI)<sup>[11-12]</sup>,这对物理实验是灾难性的。寻找一种有效快捷的方法用于神光II装置的时间波形反演就显得尤为迫切和重要。

对于准单色激光的束间能量和功率平衡,增益通量曲线(GFC)<sup>[13-14]</sup>是一个行之有效的方法。对于宽带激光,该方法失效。在宽带激光放大中,相比于短时傅里叶方法<sup>[15-16]</sup>,本课题组提出极化强度时域解析法,通过混合智能算法(HIA)的迭代能够高精度的实现数皮秒脉冲波形的反演<sup>[17-20]</sup>,该方法也适用于准单色激光。迭代通常耗费更长机时,因此在装置的实际运行中,本文以通量偏离饱和通量的大小程度,对增益通量曲线和智能算法采用分层使用策略,以此减少反演的耗时,同时保证工程的需求精度。在终端靶场,频率变换逆问题的求解通常通过迭代求解<sup>[21-23]</sup>,非迭代算法<sup>[24]</sup>能够更快捷实现基频、倍频和三倍频之间相互转换的评估,以及对期望光场的能量大小、时空分布等参数的计算分析。本文通过神光II全链路仿真验证了该算法的可靠性与有效性。

## 2 神光II装置全激光链路概述

神光II装置单激光链路如图1所示,装置采用了和美国NIF相同的主放大器构型,终端采用KDP晶体实现倍频和三倍频的高效转换。前端(FE)的光纤种子光经再生放大器输出后进入预放端(PreA,由可控可调的四级棒放大器构成),焦耳级的输出激光注入到主放大器(MA),主放由四程腔放大器(CA)和双程助推器(PA)组成,分别对应8张和5张钼玻璃片,最终实现数千焦耳的基频输出。基频光经终端靶场(FOA)完成三倍频的转换后聚焦投送到目标靶上。

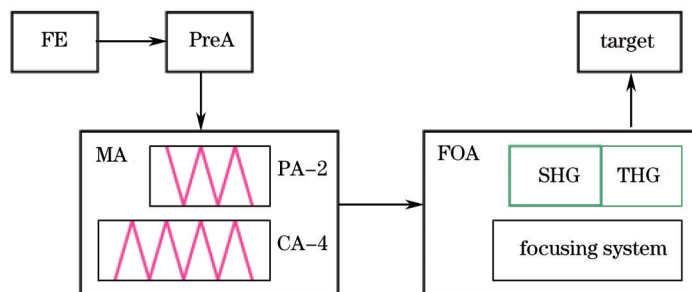


图1 神光II装置单激光链路示意图

Fig.1 Schematic diagram of single beamline in SGII facility

主放大器采用N31钼玻璃,南北各4路,采用2×2构型,片厚4.4 cm。通光口径:助推器为29 cm×29 cm,腔放大器为31 cm×31 cm。频率变换晶体的通光口径为31 cm×31 cm,其中倍频晶体厚12.5 mm,三倍频晶体10.5 mm,分别采用I类和II类位相匹配<sup>[25-26]</sup>。三倍频光的聚焦由楔形透镜完成,最终投送到物理实验的靶材上。

## 3 单链路脉冲时间波形反演

物理实验对三倍频光的时空分布有十分苛刻的要求,NIF公布的数据多是台阶脉冲输出换算后的等效平顶脉冲(平均光强相等),神光II装置目前的物理实验大多是平顶脉冲,因此主要以平顶脉冲为例。兼顾

到后续物理实验的其他需求,附加了对台阶脉冲的讨论。

神光II装置设计点为单路3 ns脉冲5 kJ基频和3 kJ三倍频输出(输出台阶脉冲时)。实际情况是,不同的物理实验要求需要能量输出在几百焦耳到数千焦耳之间变化。神光II装置采用的N31钽玻璃的饱和通量约为4.95 J/cm<sup>2</sup>,基频5 kJ对应的通量为5.2 J/cm<sup>2</sup>,远没有达到深度饱和(大于3.5倍饱和通量)。NIF主放大器采用LG-770和LHG-8钽玻璃<sup>[27-28]</sup>,1.8 MJ、3 $\omega$ 换算成基频的通量为8.56 J/cm<sup>2</sup>,是神光II装置饱和通量的1.65倍<sup>[29]</sup>。参考实际运行的实验数据和大量仿真结果,以偏离饱和通量的大小程度为依据,分“三区四点”验证算法的有效性,即5.0~3.5 kJ,3.5~2.0 kJ,2.0~0.5 kJ。详细考察在设计点5 kJ、3 ns、1 $\omega$ 的全链路能流分布和时间波形,监控点分别在预放输入、主放注入、基频输出、频率变换后的三倍频光,而对于其他的基频输出能量篇幅有限仅做简要讨论。

### 3.1 基频5 kJ、3 ns输出, 3 $\omega$ 平面波大于3 kJ的平顶分布

以“三区四点”讨论全链路激光的反演,给出三倍频的能量和时空分布,同时要求系统的基频输出满足设计点,就可以通过三倍频反演基频光,再由基频输出反演主放大器的注入,由注入反演前端输出,上述过程依次对应“四点”。不同的是,频率变换对应的是三波耦合,而其他点对应基频光的放大过程计算。放大后的波形畸变和通量有关,依据通量偏离饱和通量的程度在反演过程中可以采用不同的策略以加快计算与分析。

#### 3.1.1 由三倍频反演基频光

从主放输出到进入倍频晶体的能量有一定损耗,以无损耗计算出三倍频能量,将这个能量在时空分布上作平顶处理,通过反演得到基频光的能量和波形分布,给出转换效率曲线,具体步骤参见文献[24]。

要求基频光时空上六阶超高斯分布,束腰对应1.5 ns和15.5 cm,半峰全宽(HWHM)并不严格等于定义的束腰值。进行反演的转换效率曲线如图2所示,三倍频效率为78.9%,倍频效率为66.1%。期望得到基频能量为5 kJ,算法反演的三波总能量偏差+0.34%,满足输出要求。

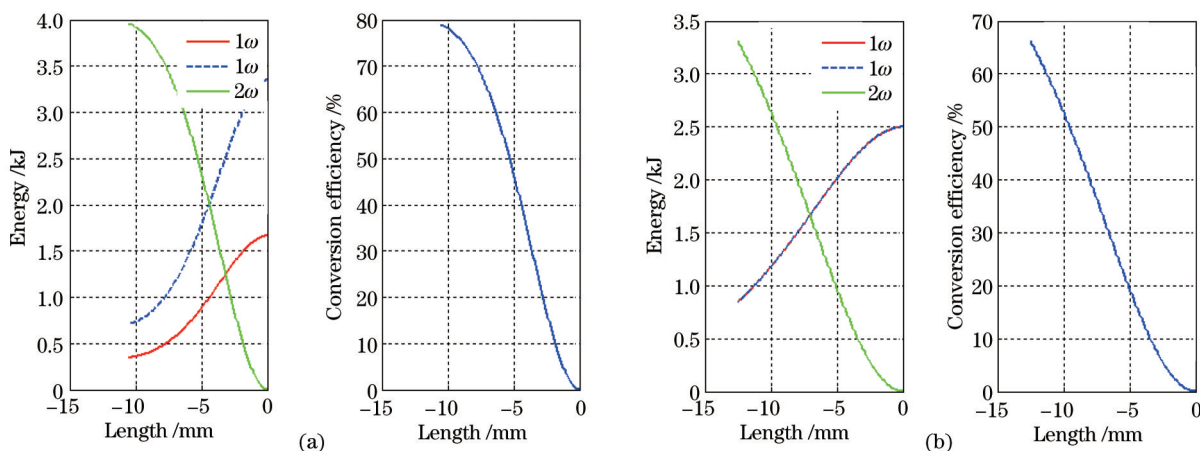


图2 终端组件的频率变换反演(期望基频能量为5 kJ)。(a)三倍频;(b)倍频

Fig.2 Inversion of frequency conversion in FOA (expected fundamental beam energy of 5 kJ). (a) THG; (b) SHG

计算表明,对于准单色光,神光II要求不小于60%转换效率的条件下,三倍频光获取了基频光的分布。图3(a)是三倍频光的期望输出光场,图3(b)是根据三倍频光的输出要求反演的基频光分布,图3(c)和图3(d)分别为基频光的时间波形和空间分布沿x、y轴的强度分布。

反演的基频光脉宽大于三倍频10 ps,HWHM保持一致,这种细微差异有可能是离散计算或样点不足导致的(所使用的32 bit 4 G内存计算机所能产生完成运算的数组量级为256×256×128)。随着基频能量和转换效率的降低,基频光的脉宽和HWHM大于三倍频的趋势会增加,从百焦耳到5 kJ的基频输出,脉宽差最大在100~200 ps,HWHM差不超过1 cm,采样分辨率为30 ps和1 mm。

假定基频输出到进入倍频晶体损耗18%的能量,即要求进入KDP晶体的基频光能量为4.1 kJ。反演结果如图4所示,三倍频效率为83.0%,倍频效率为60.2%。对应的总能量:基频为4.1 kJ,倍频反演前为4.102 kJ,三倍频反演前为4.107 kJ。

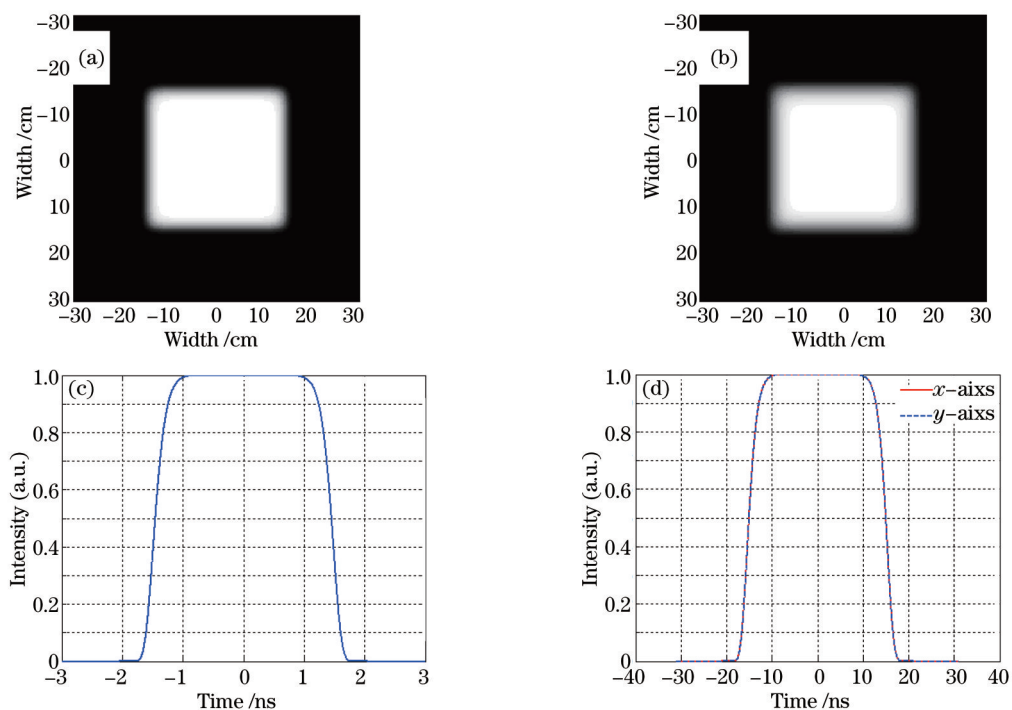


图3 反演的基频光。(a)  $3\omega$ 光强;(b)  $1\omega$ 光强 (c)  $1\omega$ 波形;(d)  $1\omega$   $x,y$ 轴光强

Fig.3 Inversion of fundamental beam. (a)  $3\omega$  intensity; (b)  $1\omega$  intensity; (c)  $1\omega$  pulse shape; (d)  $1\omega$  intensity on  $x,y$  axis

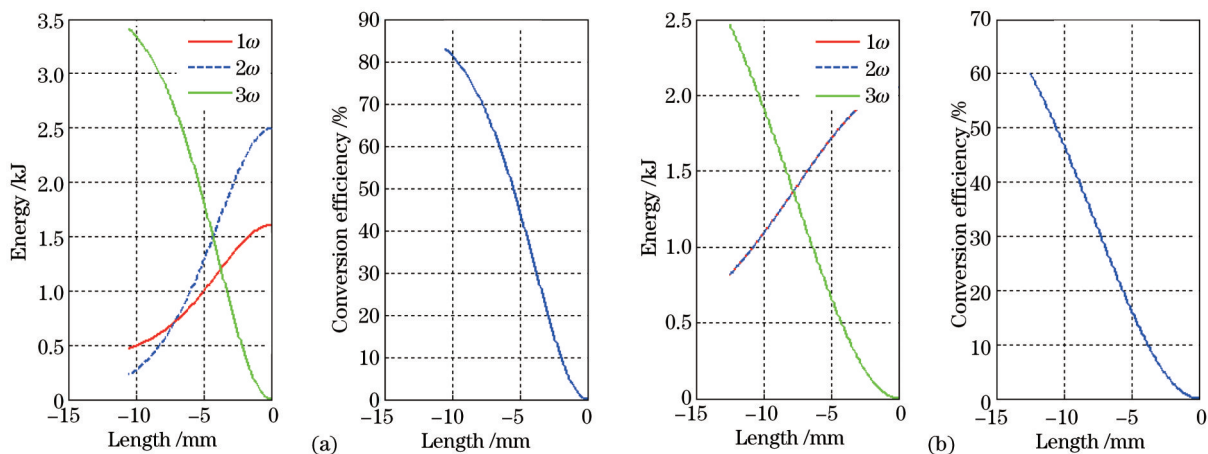


图4 终端组件的频率变换反演(期望基频能量为4.1 kJ)。(a)三倍频;(b)倍频

Fig.4 Inversion of Frequency conversion in FOA (expected fundamental beam energy of 4.1 kJ). (a) THG; (b) SHG

从上面的计算可以看出,对于准单色激光,基频和三倍频光保持了分布的一致性,可以直接通过正向传输的耦合波求解,但需要优化脉宽和束腰这两个参数。特别要指出:对于畸变波形或宽带光,该方法失效,须参考文献[24]中的方法。

### 3.1.2 由基频输出反演主放大链的注入

主放大器包括反射镜、等离子体开关(PEPC)、腔空间滤波器、传输空间滤波器等,为方便计算,除钹玻璃片外的光学元件损耗通过空间滤波器的等效透射率替代,使用参数经过2013年底实验数据的考核(见表1)。

主放大器设计的小信号增益系数为  $5.0 \text{ m}^{-1}$ ,实验测量值为  $4.42 \text{ m}^{-1}$ ,实验数据拟合后的腔放大器为  $4.6 \text{ m}^{-1}$ 、助推器为  $4.4 \text{ m}^{-1}$ 。注入波形通过GFC和HIA两种逆向计算方法求解,GFC算法的核心在于寻求平顶输出的指数波形,通过增益通量曲线换算出等能量等宽度的脉冲分布。基于HIA的高精度算法的缺点是迭代计算较为耗时,在线实时性较差。而GFC算法的指数波形求解本身也是需要反复测试或迭代实现的,为了方便比较,HIA的结果直接应用于GFC算法,相应的波形并非真正严格的指数分布。此时两者的计算结果偏差



要小于指数波形的 GFC 算法,这一结论将在下文的台阶脉冲中进行验证。

表 1 2013 年实验数据

Table 1 Experimental data in 2013

Shot	FE / $\mu$ J	PreA	Beamline-5 $1\omega$ /J	Beamline-6 $1\omega$ /J	Beamline-7 $1\omega$ /J	Beamline-8 $1\omega$ /J
2013113001	103.2	Mode-1	388.2	369.55	402.44	383.11
2013120501	511.5	Mode-1	1687	1628	1736	1610
2013122102	223.2	Mode-2	4187.131	4180.823	4488.93	4306.336
2013122301	343.5	Mode-2	5287	5248	5580	5362
2013122702	702.3	Mode-2	—	6805	—	—
2013122703	86.1	Mode-3	—	7971	—	—

两种算法的波形和增益通量曲线如图 5 所示。图 5(a)和图 5(b)是主放注入端的时间波形及其对应的残差(计算值和期望值的差),波形残差小于 0.04,最大偏差小于 5%。如图 5(a)所示,此时的注入波形并非严格指数分布,但基频的输出满足六阶超高斯分布。如果采用指数波形的 GFC 算法,其结果必然变差。图 5(c)和图 5(d)是增益通量曲线对比,两种算法计算的最大偏差小于 0.1%。不同通量的放大倍率不同,其放大程度取决于通量偏离饱和和通量的大小。只要脉冲前沿经过增益介质放大后剩余的反转粒子数富裕,等通量的脉冲后沿的放大倍率就等于前沿。实际情况是,介质增益不可能做到绝对均匀,这就使脉冲不同时刻对应不同的通量,最终导致放大后的波形畸变。这表明,即使是前端和预放端的低通量放大过程,仍然会发生波形畸变。因此对于有放大器的激光链路,脉冲整形不可或缺。注入脉冲经过主放大器的输出分别为 4992 J 和 5011 J,与期望的基频 5 kJ 输出偏差小于 0.2%。

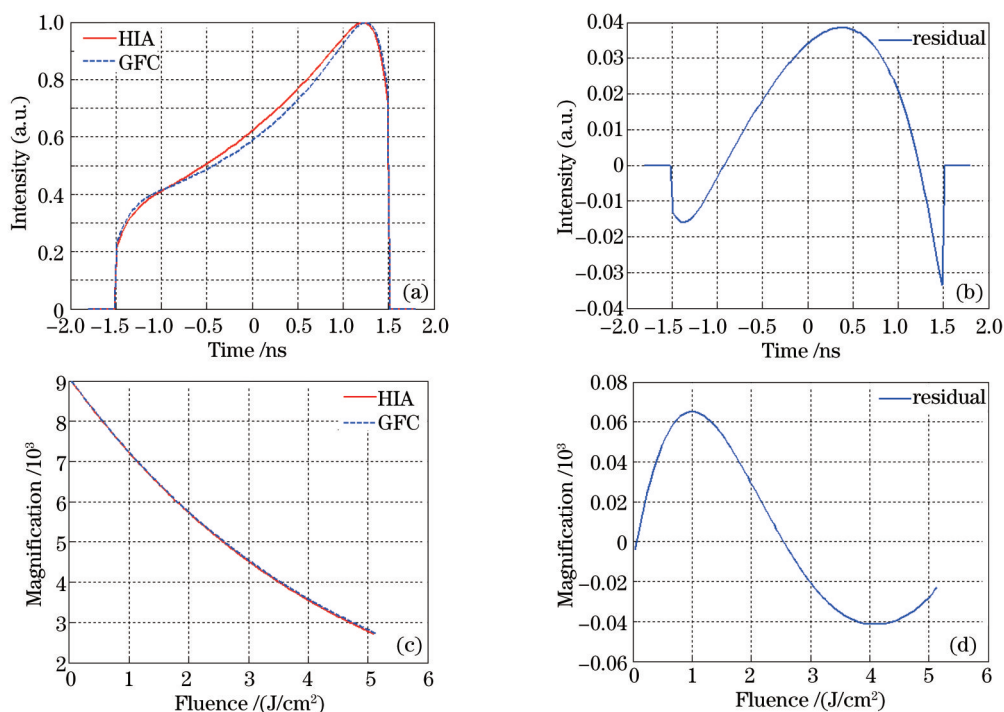


图 5 主放大器的注入。(a)~(b)时间波形及残差;(c)~(d)增益通量曲线及残差

Fig.5 Injection of master amplifier. (a)~(b) Pulse shape and residual; (c)~(d) gain-fluence curve and residual

### 3.1.3 从注入反演再生输出

神光 II 升级的预放端采用两类棒放大器,分别支持 20 mm $\times$ 20 mm(一级)和 40 mm $\times$ 40 mm(三级联)的激光束,通过控制 PreA 实现基频不同能量输出下的注入能量调节。图 6 是基频 5 kJ 输出 HIA 算法求得注入波形后反演的预放输入波形,与主放注入波形相比,光强归一化后的残差小于  $5 \times 10^{-9}$ ,两者的波形几乎重合。基频 5 kJ 对应的预放端输出通量小于  $0.1 J/cm^2$ ,再生输出在百微焦耳量级,预放大系统的最大通量仅仅达到

饱和通量的2%左右,如图5(c)所示,0~0.1 J/cm<sup>2</sup>区间近似线性放大,预放端可认为波形无畸变输出。由于在线性放大区,GFC算法在预放端求解的波形可保持同样的反演精度。

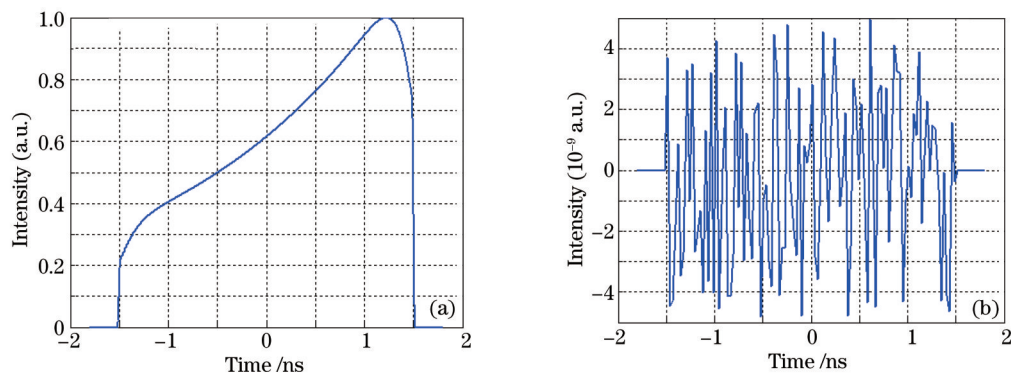


图6 预放大器端的输入脉冲。(a)时间波形;(b)波形残差

Fig.6 Input pulse of pre-amplifier. (a) Temporal shaping; (b) residual

### 3.2 脉宽3 ns 小于5 kJ基频平顶输出对应的注入波形残差

不同基频3 ns输出能量下GFC和HIA计算的注入波形残差如图7所示,随着输出能量的降低,两种算法求解的注入波形残差越来越小。不同基频输出能量的残差曲线保持了类似的轮廓,这间接证明了两种算法的稳定性。另外近似相同的残差曲线可认为对应的能量区间内近似线性放大。在3.1节5 kJ基频输出下两种算法的主放注入波形的残差小于 $5 \times 10^{-9}$ ,与图5(b)相比,图7表明低于5 kJ的基频输出所对应的注入波形残差优于 $5 \times 10^{-9}$ 。将反演的注入波形经主放大器,其输出能量和期望值的偏差如图8所示,多次测试表明,两种算法下基频0.5~5 kJ区间所对应的计算值和期望值的能量最大误差小于0.8%。

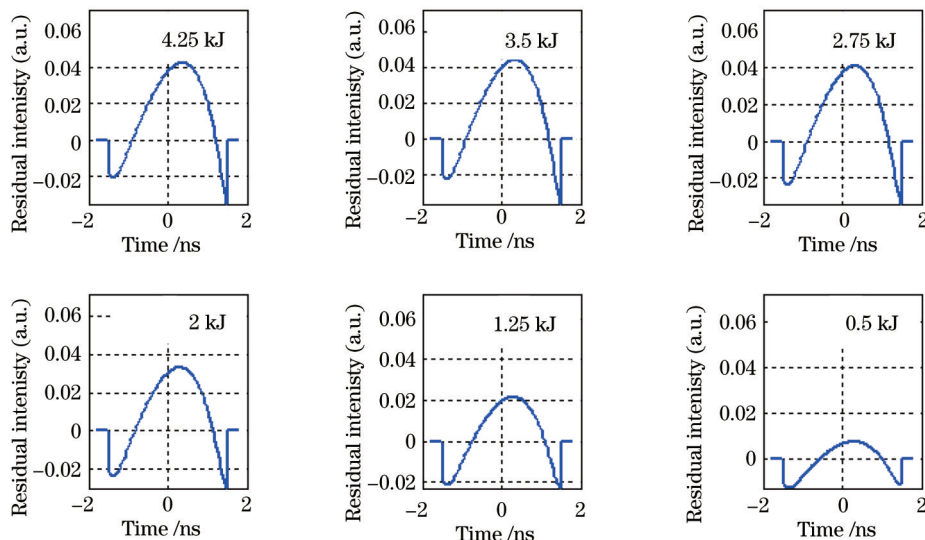


图7 主放注入的波形残差

Fig.7 Residual of injected pulse shape of MA

### 3.3 对比度1:5的台阶脉冲5 kJ、10 ns基频输出

期望输出5 kJ台阶脉冲,对比度1:5,两个台阶宽度各5 ns,六阶超高斯。通常GFC算法的输入波形反演步骤如下:等能量等宽度的指数脉冲能够输出平顶脉冲,再计算出增益通量曲线,然后根据用户的输出波形和总能量并结合GFC直接求解出输入波形。

#### 3.3.1 参考平顶脉冲的GFC反演台阶脉冲的注入波形

反演主放的注入波形如图9所示,采用输入10 ns指数波形时输出10 ns平顶脉冲的GFC对5 kJ、10 ns台阶脉冲反演,归一化强度分布的波形残差小于0.22,这一精度远小于5 kJ平顶脉冲的注入波形残差(小于 $5 \times 10^{-9}$ )。图10为反演的预放输入波形,台阶脉冲和平顶脉冲的结论一样:通量远小于饱和通量,预放端能够波

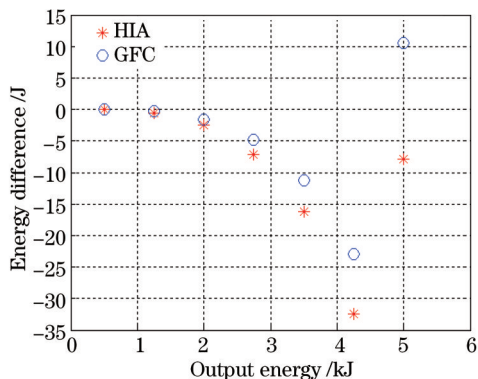


图8 基频输出的能量差

Fig.8 Energy difference of  $1\omega$

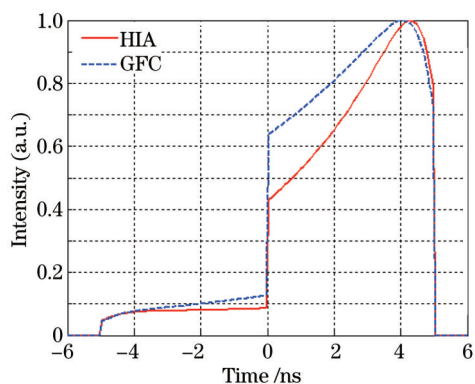


图9 主放大器的注入波形

Fig.9 Injected pulse shape of MA

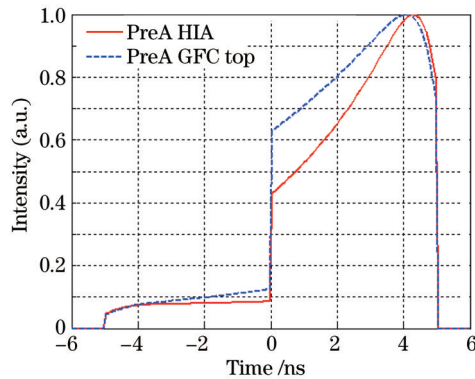


图10 预放大器的输入波形

Fig.10 Input pulse shape of PreA

形无畸变输出。两种算法求得的反演输入波形保持各自反演前的分布。

将求得的输入波形重新注入到全激光链路中,放大后的基频输出波形如图11所示。HIA算法的计算输出与期望波形略有偏差,这是采样点不足导致的(当前使用的计算机硬件有限,计算样点不能过大),不是算法不完善的问题。理论上HIA算法的反演能够满足任意精度,但过高的精度要求耗时巨大。基于输出平顶脉冲的GFC反演期望输出台阶脉冲所对应的前端注入波形,再经激光放大链路后的波形输出与期望值偏差较大,脉冲第一台阶的前沿偏小,脉冲第二台阶的后沿偏小,这种差异是不同通量的放大程度不同所造成的。

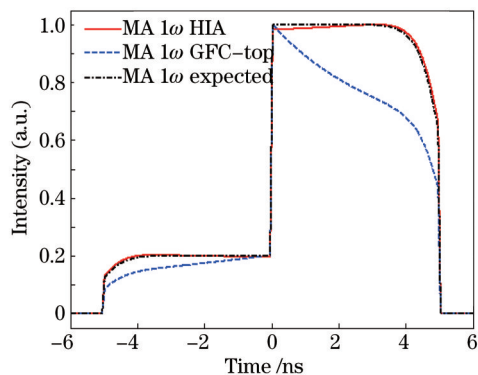


图11 基于反演数据全链路放大后的波形

Fig.11 Output pulse shape of beamline based on inverse data

从图10中对应的注入波形来看,基于输出平顶脉冲的GFC对台阶脉冲反演的注入波形在第二台阶前沿明显偏高,使得放大后的前沿过多地消耗反转粒子数,导致后沿没有得到有效放大,脉冲第二台阶的后沿偏小太多。

### 3.3.2 输出台阶脉冲的GFC分段处理

GFC对单一平顶分布脉冲能够在低通量下实现和HIA算法一样的反演精度,将台阶脉冲分割作为分段

函数处理,不同台阶使用不同的指数参数以期达到对应台阶的平顶脉冲输出。根据分段 GFC 思想,重新用两种方法计算了主注入波形的反演,结果如图 12 所示。两种算法几乎在同一精度,残差较之 3.3.1 节中的处理方式下降了两个数量级,以此验证了上述思想的正确性。

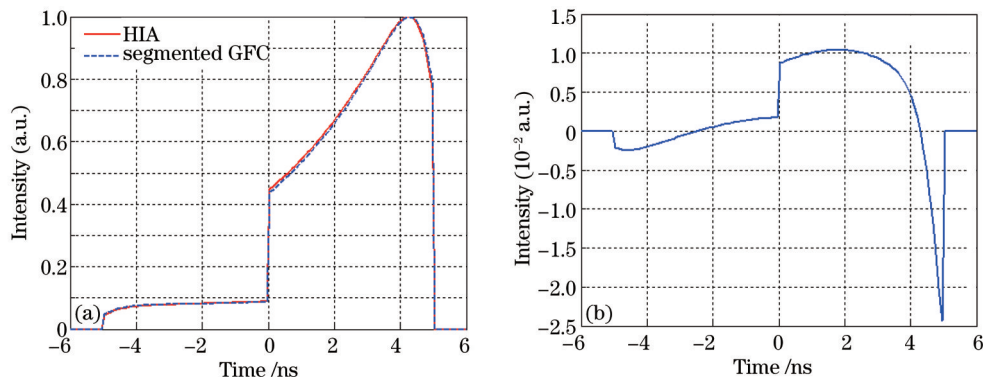


图 12 采用分段 GFC 时的主放大器注入。(a)时间波形;(b)波形残差

Fig.12 Injection of master amplifier with segmented GFC. (a) Pulse shape; (b) residual

#### 4 反演注入波形的 GFC 算法局限性

在 3.1.1 节中 GFC 求解中,使用了 HIA 的部分结果作为 GFC 算法的初始条件,严格来讲注入是类指数波形。本节将讨论一阶近似的严格指数波形注入下的 GFC 算法的使用条件,以 3 ns 平顶输出为例,由 GFC 反演不同输出能量下的注入波形,通过全激光放大链路的基频实际输出与期望输出的偏差来标定算法的使用条件。

对于物理实验要求的平顶波形,注入脉冲形式上满足指数分布,实验上通常采用一阶指数  $\exp(a_1 \times t)$ ,其中  $a_1$  为可调参数,  $t$  为脉冲的时间变量。图 13 即为 GFC 求解的注入脉冲再经全放大链路后的基频输出波形和残差曲线,图 13(a) 是输出波形的放大图,实际上归一化强度后,波形的计算值和期望值的最大残差小于 2%,且对应最大基频输出的情况,如图 13(b) 所示。因此可以推断,随着基频输出通量的进一步增加,GFC 计算的基频输出波形偏离期望值的程度会越来越大,可能导致波形严重畸变,不能满足实验需求。

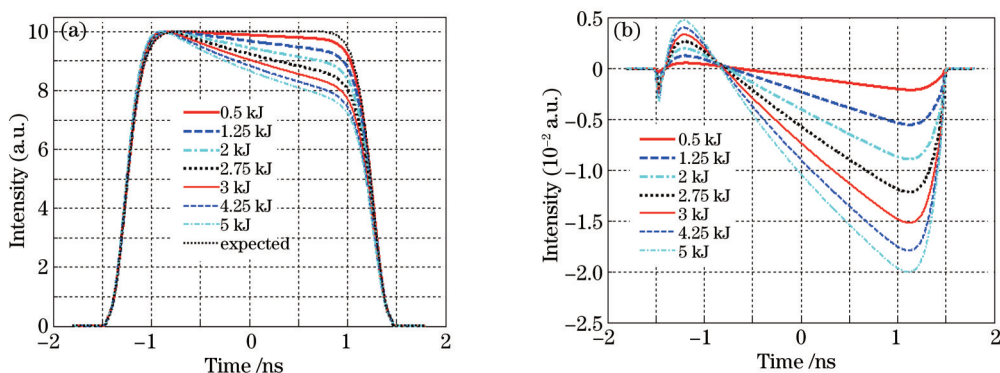


图 13 GFC 求解的基频输出。(a)时间波形;(b)波形残差

Fig.13 Output  $1\omega$  of beamline based on GFC. (a) Pulse shape; (b) residual

对于复杂台阶波形,低通量时的传统 GFC 算法已经产生较大的输出偏差,平顶脉冲在高通量下也会发生较大的输出偏差。通过修正的 GFC 算法反演注入波形,即是对注入波形可采用更复杂的指数波形替代一阶指数近似,形如  $\exp(a_0 + a_1 \times t + a_2 \times t^2 + \dots)$ ,其中  $a_0$ 、 $a_1$  和  $a_2$  为可调控的多项式系数,通过相应的参数调整能够输出满足精度要求的脉冲波形。该方法涉及参数的优化策略,这里不再赘述。

#### 5 结 论

增益通量曲线算法通过准单色平顶输出的一阶指数实现波形反演,低通量下该方法简洁有效。高通量



下 GFC 算法的误差较大,修正的 GFC 算法能够高精度的反演波形。对于复杂的台阶波形,可采用分段 GFC 算法求解。上述三种对应情况的反演波形都能够达到与 HIA 算法同样的反演精度。但对于宽带光或者复杂的非台阶脉冲,上述 GFC 算法失效,须借助 HIA 算法反演波形。对于频率变换的反演,不论激光带宽大小,该方法都能保持高效、高精度、非迭代。全链路能量和波形问题的良好解决为神光 II 8 路束间能量和功率平衡提供了理论支撑,也为后续数字化运行控制模块工作的开展奠定了坚实基础。

## 参 考 文 献

- 1 W H Williams, J M Auerbach, M A Henesian, *et al.*. Optical propagation modeling for the National Ignition Facility [C]. SPIE, 2004, 5341: 66-72.
- 2 M Shaw, W Williams, K Jancaitis, *et al.*. Performance and operational modeling of the National Ignition Facility [C]. SPIE, 2004, 5178: 194-203.
- 3 M Shaw, W Williams, R House, *et al.*. Laser performance operations model (LPOM): A tool to automate the setup and diagnosis of the National Ignition Facility [C]. SPIE, 2005, 5867: 58671A.
- 4 B J Le Garrec, O Nicolas. Laser performance operation model and its application to LIL energy and power balance [C]. Journal of Physics: Conference Series, 2008, 112: 032019.
- 5 M Shaw, R House, W Williams, *et al.*. Laser performance operations model (LPOM): A computational system that automates the setup and performance analysis of the National Ignition Facility [C]. Journal of Physics: Conference Series, 2008, 112: 032022.
- 6 O Morice. Miro: Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems [J]. Opt Engng, 2003, 42(6): 1530-1541.
- 7 X Julien, A Adolf, E Bar, *et al.*. LIL laser performance status [C]. SPIE, 2011, 7916: 791610.
- 8 Lin Zunqi. Progress of laser fusion [J]. Chinese J Lasers, 2010, 37(9): 2202-2207.  
林尊琪. 激光核聚变的发展[J]. 中国激光, 2010, 37(9): 2202-2207.
- 9 Tang Shiwang, Zhu Haidong, Guo Ailin, *et al.*. Study of simulation and experiment of the prompt pump-induced wavefront of the four-pass amplification high power laser facility [J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(7): 0702005.  
唐仕旺, 朱海东, 郭爱林, 等. 四程放大高功率激光驱动器动态波前模拟与实验研究[J]. 中国激光, 2014, 41(7): 0702005.
- 10 Zheng Wanguo, Deng Ying, Zhou Wei, *et al.*. Development of laser technology in research center of laser fusion [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(12): 3082-3090.  
郑万国, 邓颖, 周维, 等. 激光聚变研究中心激光技术研究进展 [J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(12): 3082-3090.
- 11 J L Peterson, P Michel, C A Thomas, *et al.*. The impact of laser plasma interactions on three-dimensional drive symmetry in inertial confinement fusion implosions [J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(7): 072712.
- 12 J F Myatt, J Zhang, R W Short, *et al.*. Multiple-beam laser-plasma interactions in inertial confinement fusion [J]. Physics of Plasmas, 2014, 21(5): 055501.
- 13 Liu Renhong, Cai Xijie, Yang Lin, *et al.*. Study on gain fluence curve of a laser pulse amplifier [J]. Acta Physica Sinica, 2005, 54(7): 3140-3143.  
刘仁红, 蔡希洁, 杨琳, 等. 激光脉冲放大器的增益通量曲线研究[J]. 物理学报, 2005, 54(7): 3140-3143.
- 14 Wang Wenyi, Zhao Runchang, Su Jingqin, *et al.*. High-power solid-state laser performance simulation model [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(s1): 23-27.  
王文义, 赵润昌, 粟敬钦, 等. 高功率固体激光性能仿真模型[J]. 光学学报, 2008, 28(s1): 23-27.
- 15 O Morice, X Ribeyre, V Rivoire. Broadband computations using the miro software [C]. SPIE, 1996, 3492: 832-838.
- 16 O Morice. Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems [J]. Opt Engng, 2003, 42(6): 1530-1541.
- 17 Y H Chuang, L Zheng, D D Meyerhofer. Propagation of light pulses in a chirped-pulse-amplification laser [J]. IEEE J Quantum Electron, 1993, 29(1): 270-280.
- 18 Zhang Junyong, Zhang Yanli, Ma Weixin, *et al.*. Algorithm research on broadband amplification in the multi-pass pulsed-laser [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(12): 1214003.  
张军勇, 张艳丽, 马伟新, 等. 多程脉冲激光放大器的宽带放大逆问题研究[J]. 光学学报, 2012, 32(12): 1214003.
- 19 B R Wikins. Analogue and Iterative Methods in Computation, Simulation and Control [M]. London: Chapman and Hall, 1970.

- 20 D T Pham, D Karaboga. Intelligent Optimization Techniques: Genetic Algorithms, Tabu Search, Simulated Annealing and Neural Networks [M]. New York: Springer, 1998.
- 21 G P Agrwal. Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics [M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002.  
戈文德,阿格拉活尔.非线性光纤光学原程及应用[M].贾东方,余震虹,译.北京:电子工业出版社,2002.
- 22 Wang Jiang, Yang Yisong, Xie Andong. Study of the inverse problem of high-power second harmonic system [J]. Laser Journal, 2005, 26(3): 17-18.  
王江,杨毅松,射安东.高功率激光倍频系统逆问题研究[J].激光杂志,2005,26(3):17-18.
- 23 Li Kun, Zhang Bin. Inverse problem of monochromatic third-harmonic generation [J]. Laser Technology, 2006, 30(2): 186-188.  
李昆,张彬.窄带三次谐波转换的逆问题[J].激光技术,2006,30(2):186-188.
- 24 Zhang Junyong, Sun Meizhi, Zhang Yanli, *et al.*. Inverse problem of frequency conversion at SG-II final optical assemble [J]. Acta Optica Sinica, 2012, 32(9): 0916003.  
张军勇,孙美智,张艳丽,等.神光II终端光学组件的频率变换逆问题研究[J].光学学报,2012,32(9):0916003.
- 25 Ji Lailin, Liu Chong, Zhu Baoqiang, *et al.*. Analysis of influence of beam smoothing on third harmonic generation in SGII upgrade [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(12): 1219002.  
季来林,刘崇,朱宝强,等.神光II升级系统中束匀滑对三倍频的影响分析[J].光学学报,2013,33(12):1219002.
- 26 Chen Ying, Wang Lulu, Liu Guangcan, *et al.*. Survey on frequency conversion of broadband high power Nd:glass laser [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(2): 020005.  
陈英,王路露,刘光灿,等.高功率钕玻璃激光的宽带谐波转换技术综述[J].激光与光电子学进展,2014,51(2):020005.
- 27 J H Campbell, T I Suratwala. Nd-doped phosphate glasses for high-energy/high-peak-power lasers [J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 2000, 263(1-4): 318-341.
- 28 J H Campbell, T I Suratwala, C B Thorsness, *et al.*. Continuous melting of phosphate laser glasses [J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 2000, 263(1-4): 342-357.
- 29 C A Haynam, P J Wegner, J M Auerbach, *et al.*. National Ignition Facility laser performance status [J]. Appl Opt, 2007, 46(16): 3276-3303.

栏目编辑:史敏