

无源非稳腔内非共轭像差补偿研究

蔡海动^{1,2,4} 尚建力^{1,2*} 苏 华^{2,3} 吴 晶^{1,2} 于 益^{1,2} 安向超^{1,2} 王小军^{2,3} 万 敏^{1,2}

¹中国工程物理研究院应用电子学研究所, 四川 绵阳 621900

²中物院高能激光科学与技术重点实验室, 四川 绵阳 621900

³北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088;

⁴中国工程物理研究院研究生部, 北京 100088

摘要 在具有腔内像差的虚共焦非稳腔内,因为振荡光束以不同光束尺寸通过腔内像差元件且像差元件对光束偏折,直接反向补偿和基于几何光学计算补偿后难以获得较好的补偿效果。提出了一种以导入腔内的准直光束作为参考,基于松弛迭代逼近补偿策略的腔内非共轭补偿方法,并计算验证了其可行性。从实验上对比了以单程和以往返测量光为参考的腔内补偿效果,发现以单程测量为参考的补偿不能使耦合输出光束质量明显提升。在往返补偿中,对4~6阶均方根误差为0.3~0.4 μm 的随机像差7~9次迭代可以实现收敛,补偿后往返探测光残差小于0.1 μm ,同时导引光在腔内多次振荡后从输出镜耦合输出的环形光束的 β 值由11.2降低至2.6。通过分析对比往返探测光束与腔内振荡激光的区别和关系,判断这种补偿方式可以对具有一定腔内像差的有源腔的振荡激光光束质量有效提升。

关键词 激光光学; 像差补偿; 变形镜; 非稳腔

中图分类号 TN242

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.1102005

Research of Non-Conjugated Aberration Compensation in Passive Unstable Resonator

Cai Haidong^{1,2,4} Shang Jianli^{1,2} Su Hua^{2,3} Wu Jing^{1,2} Yu Yi^{1,2} An Xiangchao^{1,2}
Wang Xiaojun^{2,3} Wan Min^{1,2}

¹Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

²Key Laboratory of Science and Technology on High Energy Laser, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

³Institute of Applied Physics and Computation Mathematics, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

⁴Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China

Abstract The effects of intra-cavity aberration compensation based on negation of phase or calculation of geometrical optics in positive-branch confocal unstable resonator is not ideal because of the different sizes of oscillation laser (plane wave and spherical wave) on optical elements and light deflection caused by the aberration. A non-conjugated intra-cavity aberration compensation method based on the relaxation iterative approximation algorithm using a collimated probe beam wavefront as the reference is presented. In experiment, the effects of compensation referenced single pass probe and round-trip probe are compared. It can be found that the beam quality of output guided light cannot be improved in the compensation using single pass probe. The round-trip probe wavefront can begin to stabilize and the root mean square (RMS) of residual error is less than 0.1 μm after 7~9 iterative steps, when the value of RMS of the random intra-cavity aberration is 0.3~0.4 μm . The β value of output guided light, which is as the evaluation criterion, can be decreased from 11.2 to 2.6 with the compensation. By

收稿日期: 2015-05-04; 收到修改稿日期: 2015-06-15

基金项目: 中国工程物理研究院高能激光重点实验室基金(HEL2014-02)

作者简介: 蔡海动(1991—),男,硕士研究生,主要从事固体激光器方面的研究。E-mail: yamol7@qq.com

导师简介: 万 敏(1970—),女,研究员,硕士生导师,主要从事激光技术领域方面的研究。E-mail: minwan_cn@yahoo.com

*通信联系人。E-mail: shangjianli@gmail.com

analyzing of the relationship and difference between the guided light and the oscillation laser, it can be inferred that the beam quality of output laser in an active unstable resonator will be improved using this aberration compensation method.

Key words laser optics; aberration compensation; deformation mirror; unstable resonator

OCIS codes 140.3300; 140.3580; 220.1010

1 引言

非稳腔具有较大的模体积,在介质增益区尺寸较大时也可以实现高光束质量激光输出。特别是虚共焦非稳腔,因其输出激光为平面波且腔内无实焦点,被广泛地研究和应用于 CO_2 、准分子和化学激光器中^[1]。近年来,非稳腔在高功率固体激光器中的优势也逐渐显现^[2],具有结构紧凑、效费比高以及制式灵活等特点^[3],在薄片激光器^[4]和浸入式激光器中都采用非稳腔结构。但当非稳腔用于固体激光器时,由于固体增益介质具有远大于气体的光学畸变,会使腔内振荡激光产生较强的像差,从而诱发平面波和球面波外的其他模式起振,并产生多模竞争。腔内波前畸变会使非稳腔内交叠效率降低,损耗增大,从而使激光阈值上升,斜效率下降;在等效腔参数 G_1 、 G_2 平面上,理想非稳腔工作点靠近稳区-非稳区边界,而腔内元件的光学畸变可能在局部对振荡激光具有会聚作用,从而使这一子孔径区域内出现极低损耗的稳定振荡,而产生很高的腔内光强,甚至损坏腔内光学元件;最重要的是,当非稳腔内存在较强光学畸变时,会使输出激光光束质量降低,失去利用非稳腔获得近衍射极限激光输出的优势。

可以通过在腔内放置补偿光学元件,减少腔内光学畸变对非稳腔固体激光器的影响。常见的补偿元件有相位屏和变形镜(DM)等。其中,相位屏可以提供固定的相位延迟空间分布,且具有较高的空间分辨率,适合对腔内固定像差进行补偿。美国波音公司^[5]研制的非稳腔薄片激光器可实现高光束质量、高功率激光输出,其高斯反射镜(GRM)腔内使用了相位屏进行光学畸变补偿,因为其使用增益区尺寸仅为10 mm的Yb:YAG晶体作为增益介质,因此可以使用4f光学系统将10片薄片和相位屏相互成像,实现共轭补偿,即相位屏提供的补偿为各薄片像差的算术叠加。因为Yb:YAG晶体口径小、厚度薄,可以使用杨氏模量较大的焊料焊接于刚性热沉上,加上复杂的多通抽运系统,实现了极高的抽运均匀性,薄片的动态畸变中高阶分量极少,且具有很好的重复性,因此这种方法具有较好的补偿效果,并实现了高光束质量激光输出。但当腔内具有多个口径较大的增益介质时,使用成像系统对各增益介质和补偿元件相互成像是非常困难的,即只能使用非共轭补偿,这种情况下,即使明确各增益介质的像差分布,也很难设计出补偿元件所需的相位延迟分布。更严重的是,受限于抽运、冷却均匀性和增益介质加工、封装能力,除了具有明显静态畸变,同时由热负载变化引起的动态畸变也非常明显,并且存在高阶分布,甚至像差分布的重复性较差。因此,这种情况下不适合使用固定的相位板作为补偿元件。然而,近几十年来,变形镜等主动光学器件发展迅速,其能根据需要在较大的动态范围内产生变化的相位延迟分布,因此被广泛应用于天文^[6-7]和激光传输等领域。近些年,变形镜对腔外激光矫正取得了较好的效果^[8],但是在谐振腔内,尤其是在非稳腔内,使用变形镜实现主动光学校正的研究较少,美国利弗莫尔实验室(LLNL)利用偏振的探测光束实现腔内往返测量,利用变形镜对热容激光器进行腔内校正^[9],明显提升了高光束质量的维持时间,但其没有公开详细的实现方法。因为像差元件和补偿元件的非共轭性,以及像差分布、振荡激光分布和介质产热分布的相互影响,使得腔内光学矫正十分困难,目前还没有掌握腔内非共轭补偿时变形镜相位延迟分布与增益介质像差分布、谐振腔参数的对应关系。

在本文中,将针对非稳腔内非共轭补偿展开研究,利用迭代算法寻找变形镜的最佳面型,并用最佳面型对腔内像差进行补偿。为了减少增益介质热致倾斜使谐振腔失调、变形镜镜面对强激光吸收生热等影响因素,降低实验难度,本文研究是在无源腔内进行的。

2 理论研究

本文研究的非稳腔为强激光领域使用最广泛的虚共焦非稳腔,理想状态下其结构和一种典型的耦合输出方式如图1(a)所示,因为作为腔镜的凸面镜和凹面镜共焦放置,所以平面波和特定曲率半径的球面波可以在腔内往复振荡,从而成为该腔的本征模式。这一谐振腔的放大率 $M = R_1/R_2$,其中 R_1 和 R_2 分别为凹面镜和凸面镜的曲率半径,当凸面镜口径为凹面镜口径的 $1/M$ 时,凸面镜一侧可以获得内外径之比为 $1/M$ 的环形平面波激光

输出。更简单地,如果将准直光束作为探测光导入腔内,并沿光轴先射向凸面镜片,在其被凸面镜反射后将转换为发散的球面波并射向凹面镜,再被凹面镜反射后,这一光束仍可以以平面波形式导出腔外。但当腔内具有像差分布为 $\Phi_1(r, \theta)$ 的像差元件时[如图 1(b)所示],导入腔内的探测光束波面会产生像差。在腔外光学像差补偿中,通常采用直接反向补偿,即补偿原件像差分布 $\Phi_2(r, \theta) = -\Phi_1(r, \theta)$,但在非稳腔内,因为振荡激光以不同光束尺寸通过像差元件,反向补偿关系不再成立。如果忽略像差对光束传输方向的偏折,可以用几何光学方法分析这一问题。可以看出,探测光束在腔内分别以球面波和平面波形式两次通过像差元件,但两次光束口径不同,即两次叠加于光束上的像差分布位于像差元件的不同孔径范围,导出光束波面分布为

$$\Phi'(r, \theta) = \Phi_1(r, \theta) - \Phi_1\left[\left(1 - \frac{z_1}{L} - \frac{z_1}{LM}\right)r, \theta\right], \quad (1)$$

式中 L 为非稳腔腔长, z_1 为像差元件到凹面镜的距离。在腔内插入距凹面镜 z_2 处放置相位延迟分布为 $\Phi_2(r, \theta)$ 的补偿元件。导出光束的波面分布为

$$\Phi''(r, \theta) = \Phi_1(r, \theta) + \Phi_1(A_1 r, \theta) + \Phi_2(r, \theta) + \Phi_1(A_2 r, \theta), \quad (2)$$

式中,

$$\begin{cases} A_1 = \left(1 - \frac{z_1}{L} + \frac{z_1}{LM}\right) \\ A_2 = \left(1 - \frac{z_2}{L} + \frac{z_2}{LM}\right) \end{cases}. \quad (3)$$

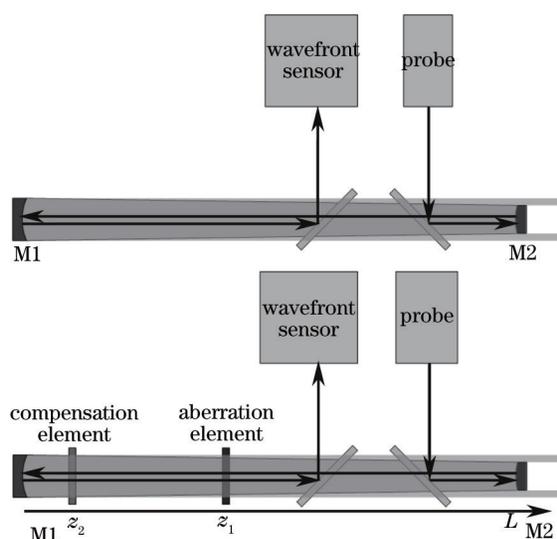


图 1 虚共焦非稳腔和腔内非共轭补偿结构示意图

Fig.1 Schematic layout of non-conjugation aberration compensation in positive-branch confocal unstable resonator
将像差元件、补偿元件的像差分布幂级数展开:

$$\begin{cases} \Phi_1(r, \theta) = \sum_{i=1}^{\infty} a_{1i}(\theta)r^i \\ \Phi_2(r, \theta) = \sum_{i=1}^{\infty} a_{2i}(\theta)r^i \end{cases}. \quad (4)$$

可以看出当 $a_{2i} = (1 + A_1^i)/(1 + A_2^i) a_{1i}$ 时,即这一变换因子不但与非稳腔腔内不同位置具有不同的光束尺寸关系相关,还与像差分量的幂级数系数相关。在腔内往返传输并通过像差元件和补偿元件后的导出光束为平面波。但是,实际光束通过具有像差的光学元件会改变其传输方向,即忽略光线偏折会引入较大的误差。以没有角向分量,径向仅包含 2 次和 4 次分量的球差为例,如果该球差元件表面像差的均方根误差 (RMS, f_{RMS}) 为 $2 \mu\text{m}$,其置于腔长 $L=2 \text{ m}$,放大率 $M=2.0$ 的非稳腔中,当像差元件到凸面镜的距离和补偿元件到凹面镜的距离均为 0.4 m ,根据上述表达式,可以计算得到补偿元件的面形为球差和离焦的叠加。利用基尔霍夫衍射可以计算光束传输过程,入射准直光束为一定空间的平面波,其复振幅空间分布为

$$E_0(x,y) = \text{circ}\left(\frac{D}{2}\right), \quad (5)$$

式中 D 为光束尺寸。其传输一定距离 l 后,复振幅分布可以利用角谱传播理论^[10]获得,表达式为

$$E_1(x,y) = \mathcal{F}^{-1}\{ikl(1 - \lambda^2 u^2 - \lambda^2 v^2)\mathcal{F}[E_0(x,y)]\}, \quad (6)$$

频域和空间域之间变换满足关系式:

$$A(u,v) = \mathcal{F}[E(x,y)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E(x,y) \exp[-i2\pi(xu + yv)] dx dy, \quad (7)$$

$$E(x,y) = \mathcal{F}^{-1}[A(u,v)] = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} A(u,v) \exp[i2\pi(xu + yv)] du dv, \quad (8)$$

式中 \mathcal{F} 和 \mathcal{F}^{-1} 分别为傅里叶变换和逆变换, u 和 v 为空间频率,而 λu 和 λv 即为其传输的方向余弦, $A(u,v)$ 表示频域复振幅。当光束被腔镜反射或经过像差元件,可以在空间域直接将光学元件光程差分布(OPD)叠加于光束复振幅上。利用(6)式依次计算探测光束在腔内的往返传输,可以获得导出光束相位分布,如图2所示。可以看出,虽然这种方法补偿后效果优于直接反向补偿,但是仍然有较明显的残余像差分布。此外,如图3所示,随着像差元件OPD增大,其对光线偏折效应增强,补偿残差呈非线性分布。并且像差元件像差分布具有角向分量或更高级次的像差,补偿后残余像差会更加明显。

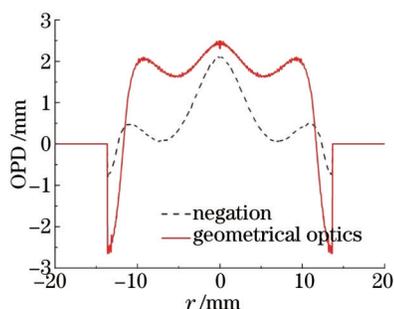


图2 直接反向补偿和几何光学计算补偿导出往返探测光束波面

Fig.2 Wavefront of output round-trip probe with compensation based on negation and geometrical optics

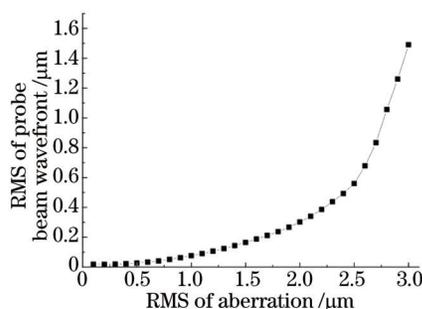


图3 几何光学计算补偿导出往返探测光束波面RMS随像差元件RMS变化

Fig.3 RMS of output round-trip probe wavefront versus RMS of aberration element with compensation based on geometrical optics

但是如果考虑光线偏折,解析计算补偿元件的面形会非常复杂,此外,实际的谐振腔中往往具有多个腔内位置不同的增益介质产生像差,且对每个增益介质独立测量其光学畸变分布会使系统非常复杂。因此,基于腔内元件像差分布直接计算补偿元件像差分布难以应用于实际的非稳腔激光器中。

实际使用中可以使像差元件尽可能靠近凹面镜,即两次通过其的光束具有相对接近的光束尺寸。先近似的认为补偿元件提供的相位延迟会2倍的叠加于导出光束波面,但为了减少光束偏折和光束尺寸差异带来的影响,将采用松弛迭代的方法逼近寻找最佳补偿面形。具体方法为,当像差元件具有像差分布 $\Phi_1^{(0)}(r,\theta)$, 首先将补偿元件置平,这时往返探测光束波面为 $\Phi_{\text{out}}^{(0)}(r,\theta)$; 第一步先将补偿元件的像差分布 $\Phi_2^{(0)}(r,\theta)$ 置为 $-(\tau/2)\Phi_{\text{out}}^{(0)}(r,\theta)$, 其中 τ 为松弛因子,且 $\tau \in (0,1)$, 这时,探测光分别两次通过像差元件和补偿元件,导出光束波面变化为 $\Phi_{\text{out}}^{(2)}(r,\theta)$, 并将其波面分布经松弛因子衰减并反向后叠加于补偿元件。直到第 n 次后,若 $\Phi_{\text{out}}^{(n-1)}(r,\theta)$ 的 RMS 小于 $\Phi_{\text{out}}^{(n)}(r,\theta)$, 则说明迭代收敛,即补偿元件最佳面型为

$$\Phi_2(r,\theta) = -(\tau/2) \sum_{i=0}^n \Phi_{\text{out}}^{(i)}(r,\theta). \quad (9)$$

为了计算简便,仍假设像差元件仅具有无角向分量的球差成分,其 $f_{\text{RMS}} = 2 \mu\text{m}$, 利用上述松弛迭代方法计算,松弛因子为 1/2 时各迭代阶段导出光束波面如图4所示,其 RMS 变化规律如图5所示,在第14次迭代补偿后,无法进一步使输出探测光波面 RMS 减小,这是因为随着补偿次数的增加,虽然波面 RMS 不断减小,但是有高频分量不断产生。在数值计算中,空间域、频域离散化步长决定了最高空间频域,更高频的光束信息将无法正确计算。在实际情况中,任何补偿元件都具有其能达到的最高空间频率,因此不论是数值计算还是实验,迭代补偿不可能无限制地进行下去。

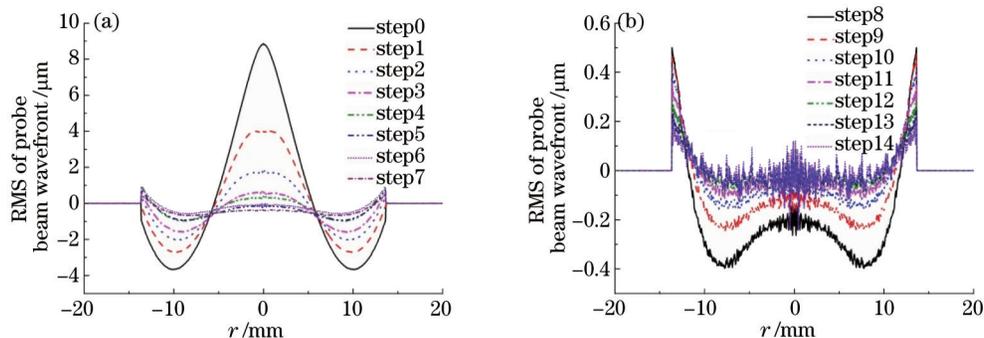


图4 基于往返探测的松弛迭代腔内补偿输出探测光波面。(a) 1~7次迭代探测光束波前RMS值;
(b) 8~14次迭代探测光束波前RMS值

Fig.4 Wavefront of output round-trip probe in different steps of iteration. (a) RMS of probe beam wavefront with steps from 1 to 7;
(b) RMS of probe beam wavefront with steps from 8 to 14

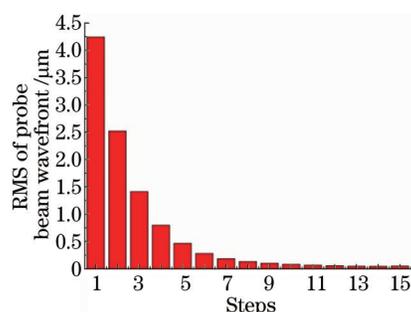


图5 基于往返探测的松弛迭代腔内补偿探测光波面RMS变化

Fig.5 Changes of RMS of output round-trip probe wavefront in iteration

可以看出,随着补偿次数的增加,导出光束残差逐渐减小。相比几何光学补偿方法,当迭代收敛时的RMS大幅减小,说明这种补偿方法可以对非稳腔内像差实现腔内非共轭补偿。

需要指出的是,(5)式中松弛因子 τ 越大,每一步补偿的量则越大,可以较快地实现对主体像差成分的补偿,但是每一步中引入的补偿残差也较大,不利于最终获得较平坦的往返探测波面。相反,松弛因子 τ 越小,每一步仅进行较小的像差补偿,引入残差较小,但需要较多的补偿步骤才能完成像差补偿。此外,当这种像差补偿方法用于高功率非稳腔中时,腔内像差补偿过程伴随着振荡激光强度分布的改变,其又会再次影响介质热分布及腔内像差分布,即存在热光耦合效应,当松弛因子较大,甚至大于1时,每个补偿步骤将引起严重腔内热抖动和像差突变,迭代过程将难于收敛。总之,补偿过程中的松弛因子 τ 因根据具体条件选取。

3 实验研究

为了验证本文理论研究部分所述的腔内补偿方法,开展了空腔非稳腔内非共轭像差补偿实验研究。实验装置如图6所示,在谐振腔内,利用一个变形镜DM1产生特定的像差,模拟有源腔中增益介质引起的光学畸变,作为本实验的像差元件;再利用另一个变形镜DM2作为补偿元件提供像差补偿。实验对比了以腔内往返一次的探测光束波面作为参考和单次通过腔内元件的探测光束波面作为参考两种状态下的补偿效果。两种工作状态下,均是以导出探测光束波前畸变,经过一定的松弛因子衰减后,叠加于DM2,不断逼近,直到导出探测光束波面波前畸变不再减小,结束迭代。

因为本实验采用无源谐振腔,不能产生振荡激光,而以从凹面腔镜中心小孔沿光轴注入的导引光耦合输出环斑光束质量作为参考。需要说明的是,注入的导引光尺寸较小,且沿着光轴传输,在腔内依次被凸面镜和凹面镜反射,因为该两个腔镜共焦,因此,导引光会在腔内反复振荡传输,且尺寸不断增大,直到其尺寸超过耦合输出镜通光口径后被耦合输出镜反射输出。导引光和振荡激光类似,也在腔内振荡中尺寸不断增大,并交替以平面波和球面波的形式多次通过像差元件和补偿元件。同时,根据有源谐振腔调试经验,可以认为非稳腔内导引光光束质量和振荡激光光束有较强的正相关性。

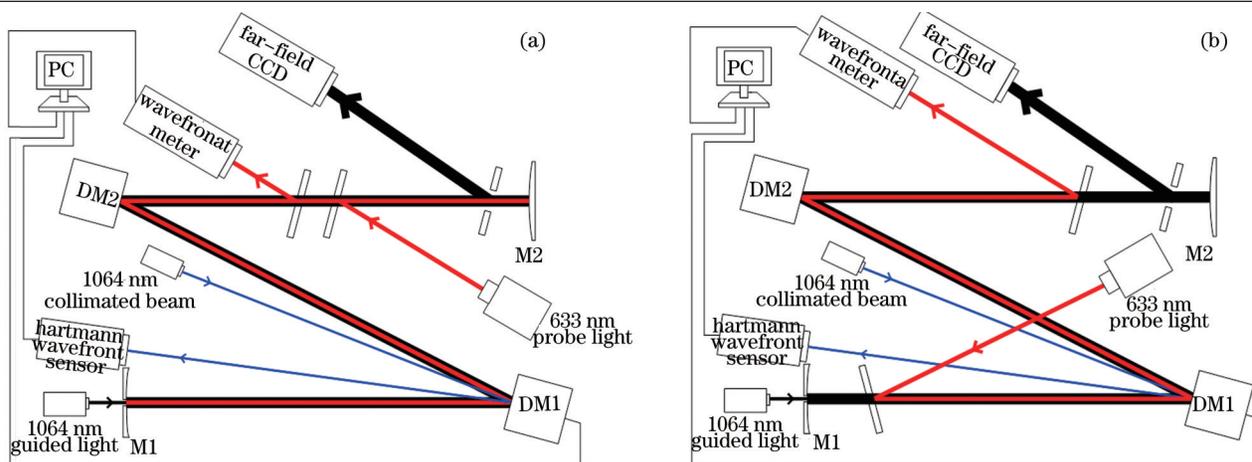


图6 (a)单程和(b)往返探测光参考腔内补偿实验装置示意图

Fig.6 Schematic layout of aberration compensation experiment based on (a) single pass and (b) round-trip probe.

实验系统的各项主要参数如表 1 所示, 其中像差元件 DM1 和补偿元件 DM2 均为反射式压电陶瓷变形镜, 每个变形镜镜面均由六边形排布的 67 个压电陶瓷制动器驱动。矩形区域内面形函数可以进行勒让德分解, 当勒让德多项式两个正交方向幂次不大于 6, 且目标面型峰谷(PV, f_{PV})值小于 $3 \mu\text{m}$ 时, 该型变形镜具有较强的面形形成能力。如图 7 所示, 当其产生 $f_{RMS}=0.26 \mu\text{m}$, $f_{PV}=1.39 \mu\text{m}$ 的像差时, 残差 RMS 为 $0.07 \mu\text{m}$ 。但当目标面型含有较多高频空间频率成分, 或 PV 值过大, 变形镜面形形成时会产生明显的残差。在实验中, DM1 产生模拟腔内像差的目标面型为

$$\Phi_{DM1}(x, y) = A\psi \sum_{m,n=1}^N a_{mn} L_{mn}(x, y), \quad (10)$$

式中 $L_{mn}(x, y)$ 为阶次为 m, n 的勒让德多项式; a_{mn} 为随机数; N 为模拟像差目标函数的最高阶次; ψ 为归一化因子, A 为像差元件光学畸变的 RMS 值。

表 1 实验系统主要参数

Table 1 Parameters of experiment

Parameters	Values
Curvature radius of concave mirror (M1) R_1 /m	8.6
Curvature radius of convex mirror (M2) R_2 /m	4.3
Length of resonator /m	2.15
Size of output probe beam /mm×mm	50×50
Size of DM aperture /mm×mm	80×80
Length of DM1 to convex mirror /m	0.4
Length of DM2 to concave mirror /m	0.6
Number of actuators in DM	67
Aperture of output mirror (meridian) /mm	19.9
Aperture of output mirror (sagittal) /mm	22.2

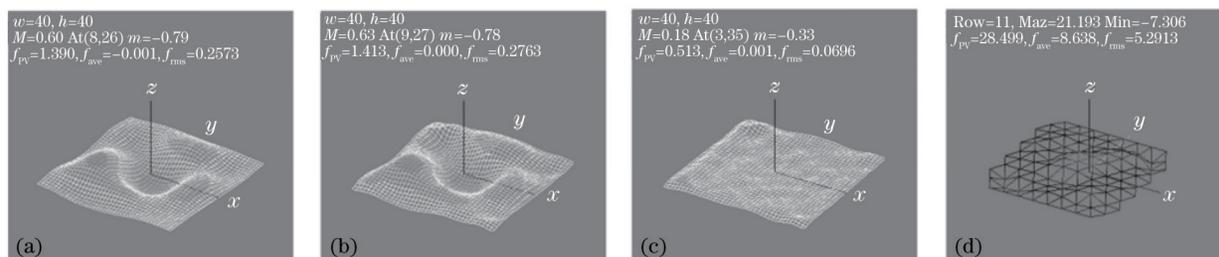


图7 变形镜像差形成能力。(a)目标表面; (b)测量表面; (c)残差; (d)驱动电压分布

Fig. 7 Surface and residual of deformable mirror. (a) Target surface; (b) Measured surface; (c) residual; (d) voltage of actuators

在以单次通过腔内元件的探测光束波面作为参考时,探测光束依次通过 DM2 和 DM1 后进入波前探测器,并以其作为参考完成补偿。本实验以导引光输出环形光束作为补偿效果的评价标准,因为导引光在非稳腔内多次传输,在无源谐振腔中其最终输出的环形光束替代有源谐振腔中的振荡激光,具有一定的相似性。不同随机像差条件下,导引光输出光束在基于单次探测光的腔内像差补偿前后的 β 值如图 8 所示。虽然这种补偿方法可以使平面波单次传输后维持较好的波面,但是对于在腔内多次振荡传输的光束,没有明显的补偿效果。其原因是这种探测光束没有发生平面波-球面波以及光束尺寸变换,无法反映出谐振腔内变形镜上左行光和右行光尺寸的差异。在变形镜面型 RMS 较小时,可以忽略第一个变形镜对光束的偏折效应,即可认为这种方法近似直接反向补偿。

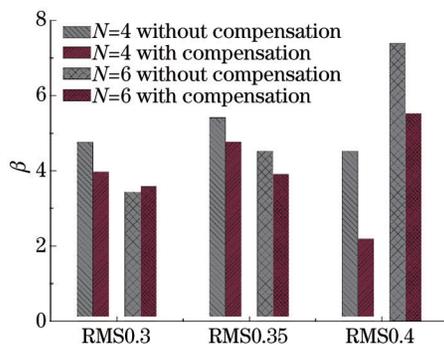


图 8 单程测量补偿前后导引光耦合输出光束 β 值

Fig.8 β values of output guided light before and after compensation based on single pass probe

在以腔内往返一次的探测光束波面作为参考时,准直探测光束以特定角度射向反射率 $R=50\%$ 的导入镜,其反射部分沿着非稳腔光轴射向凸面腔镜,探测光以发散球面波的形式向凹面镜传输,被凹面镜反射再次变换为平面波后被反射率 $R=50\%$ 的导出镜反射导出。因为探测光束多次通过半透半反的导入导出镜,导出光束功率仅有导入光束功率的 6.25%。在一次往返传输中,探测光分别以球面波和平面波的形式以不同的光束尺寸两次被 DM1 和 DM2 反射,因为变形镜镜面中心尺寸为 50 mm \times 50 mm 孔径区域具有较好的像差形成能力,根据谐振腔放大率,探测光束入射时的尺寸应为 25 mm \times 25 mm。利用波前探测器获得导出探测光束的波面,根据本文理论研究部分介绍的松弛迭代方法,可以逐次驱动 DM2 对腔内光学畸变进行非共轭补偿。当 DM1 形成像差 $A=0.60 \mu\text{m}$, $N=4$ 和 $A=0.80 \mu\text{m}$, $N=6$, 松弛迭代补偿各阶段的探测光束波面如图 9 所示。可以看出,这两种随机像差,都能在较少的迭代次数下完成补偿,往返传输一次的探测光束像差显著降低。随着像差函数空间频率的提升,补偿过程中 DM2 需要更强的面形形成能力,即需要产生更高阶次的面形才能实现较好的补偿效果,补偿残差较低阶像差补偿时有一定提高。不同随机像差条件下,导引光输出光束在基于往返探测光的腔内非共轭补偿前后的远场光斑和 β 值分别如图 10 所示。明显地,补偿后导引光环形输出光束的光束质量有显著提升,说明补偿效果较好。

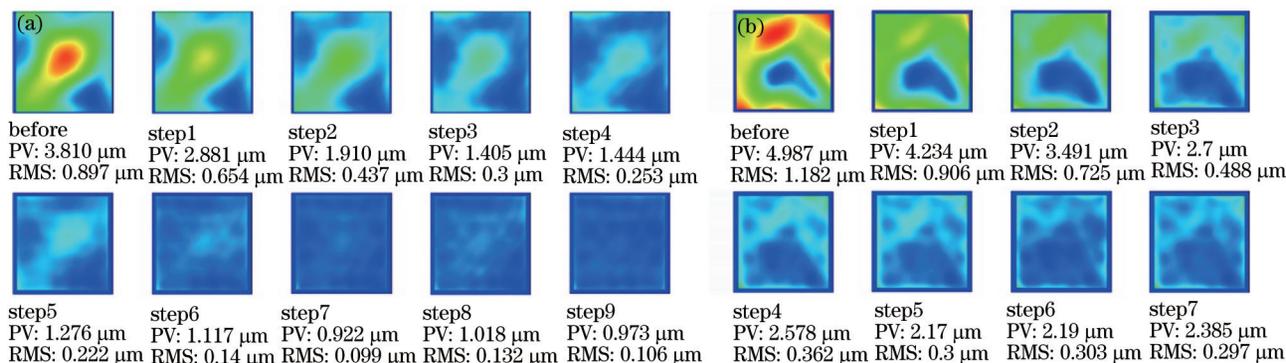


图 9 迭代过程中的往返探测光输出波面。(a) DM1 形成像差 $A=0.60 \mu\text{m}$, $N=4$; (b) DM1 形成像差 $A=0.80 \mu\text{m}$, $N=6$

Fig.9 Distributions of round-trip probe wavefront in iteration. (a) DM1 forming aberration $A=0.60 \mu\text{m}$, $N=4$;

(b) DM1 forming aberration $A=0.80 \mu\text{m}$, $N=6$

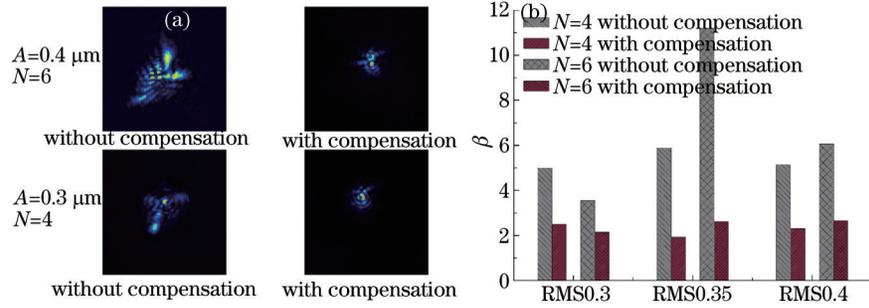


图 10 往返测量补偿前后导引光耦合输出光束远场光斑和 β 值。(a) 远场光斑;(b) β 值

Fig.10 Far-field spots and β values of output guided light with and without compensation based on round-trip probe.

(a) Far-field spot; (b) β values

虽然基于往返探测光的腔内非共轭补偿的测量为在腔内延光轴往返传输仅一次的光束具有相同的光程,在本文无源腔实验中,也只能将导引光作为评价标准。但是可以对补偿后腔内振荡激光的光束质量控制效果进行分析。若完成基于往返探测光束的腔内校正,并使导出探测光束 OPD 为 0,即往返探测光束的波面:

$$\Phi_{out}(r, \theta) = 0, \quad (11)$$

则光束尺寸 $r_1 = r_0$ 的平面波在腔内往返一周后会变换为光束尺寸 $r_2 = Mr_0$ 的平面波,其中 r_0 为非稳腔耦合输出镜通光孔径,即输出环斑的内径。对于振荡激光,显然上述平面波在非稳腔内满足光束 q 参数实部自再现条件^[1],即在完成上述腔内校正的非稳腔内,平面波仍然是本征模式。具体的,不论是对于导引光,还是振荡激光,若凸面镜反射前光束波面为 $\Phi_{M_2}(r, \theta)$,若干次腔内传输后,经输出镜耦合输出的环形光束的复振幅满足:

$$\exp[ik\Phi_{laser}(r, \theta)] = \sum_{j=1}^{\infty} \left\{ A_j \exp \left[ik\Phi_{M_2} \left(\frac{r}{M^j}, \theta \right) \right] \prod_{m=1}^j \exp \left[ik\Phi_{out} \left(\frac{r}{M^m}, \theta \right) \right] \right\}, \quad (12)$$

式中 Φ_{laser} 为输出的环形光束波面, $r_0 < r < Mr_0$, 根据(6)式,以及本征模式的波面特征,可以判断,输出激光亦为平面波。

4 结 论

理想虚共焦非稳腔中,平面波和球面波为其本征模式。若腔内具有像差元件,振荡光束以不同光束尺寸通过像差元件,因此不具有简单的像差叠加关系。很多情况下,受限于增益介质尺寸和布局,难于实现基于成像的共轭补偿,而在非共轭补偿中,若像差较强或高频分量较多,会导致光束偏折,几何光学计算会引入较明显误差。理论计算发现,对于较简单的像差成分球差而言,若其 $f_{RMS} = 2 \mu\text{m}$,直接反向补偿和基于几何光学计算补偿后腔内往返探测光束波面 RMS 残差达到 $0.7 \mu\text{m}$ 和 $0.4 \mu\text{m}$,即这两种方法都难以获得较好的补偿效果。若以腔内往返探测光束作为参考,直接计算补偿元件面型十分困难,本文提出了一种松弛迭代逼近补偿策略。在实验中,利用这种补偿策略,对比了参考单程探测光束和参考往返探测光束补偿的补偿效果,当松弛因子为 $2/3$ 时,对 4~6 阶 $f_{RMS} = 0.3 \sim 0.4 \mu\text{m}$ 的随机像差,7~9 次补偿可以实现收敛,补偿后残差小于 $0.1 \mu\text{m}$ 。但随着像差增强以及像差高频分量增加,受限于变形镜面形的形成能力,补偿效果出现劣化。经过上述补偿,导引光多次腔内振荡后从输出镜耦合输出的环形光束 β 值由 11.6 降低至 2.6。此外,通过分析对比往返探测光束与腔内振荡激光的区别和关系,判断这种补偿方式可以对具有一定腔内像差的有源腔内振荡激光光束质量进行有效提升。

参 考 文 献

- 1 H Fang, M R Perrone. Numerical simulation of excimer lasers with unstable resonators[J]. IEEE J Quantum Electron, 1994, 30(10): 2369-2375.
 - 2 Tang Chun. Review on high brightness high average power solid-state laser technology[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2005, 22(4): 488-496.
- 唐 淳. 高亮度高平均功率固体激光器技术评述[J]. 量子电子学报, 2005, 22(4): 488-496.

- 3 An Xiangchao, Tang Chun, Sang Jianli. 10 J diode-pumped thin-disk laser in unstable resonator[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(8): 0802001.
安向超, 唐 淳, 尚建力. 10 J级二极管抽运非稳腔薄片激光器[J]. 中国激光, 2014, 41(8): 0802001.
- 4 Chen Jinbao, Guo Shaofeng. Review on technical approaches of high energy solid-state lasers[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0602006.
陈金宝, 郭少峰. 高能固态激光器技术路线分析[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0602006.
- 5 M D Nixon, M C Cates. High energy high brightness thin disk laser[C]. SPIE, 2012, 8547: 85470D.
- 6 Zhou Renzhong. Adaptive Optics[M]. Beijing: National Defence Industry Press, 1996: 1-3.
周仁忠. 自适应光学[M]. 北京: 国防工业出版社, 1996: 1-3.
- 7 Wang Weimin, Tao Fenggang, Yan Shengmei, *et al.*. Study on a novel segmented micro-deformable mirror with tip-tilt motion[J]. Chinese J Lasers, 2011, 38(7): 0716002.
汪为民, 陶逢刚, 颜胜美, 等. 新型分立倾斜式微变型镜研究[J]. 中国激光, 2011, 38(7): 0716002.
- 8 Xiang Rujian, He Zhongwu, Xu Honglai, *et al.*. Closed-loop beam quality control for MOPA solid slab laser[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2013, 25(2): 358-361.
向汝建, 何忠武, 徐宏来, 等. 固体板条MOPA激光光束质量主动控制[J]. 强激光与粒子束, 2013, 25(2): 358-361.
- 9 K N LaFortune, R L Hurd, J M Brase. Intracavity adaptive correction of a 10 kW, solid-state, heat-capacity laser[C]. SPIE, 2004: 53-61.
- 10 J W Goodman, Introduction to Fourier Optics[M]. Qin Kecheng, Liu Peiseng, Chen Jiabi Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2011: 40-41.
古德曼. 傅里叶光学导论[M]. 秦克诚, 刘培森, 陈家璧译. 北京: 电子工业出版社, 2011: 40-41.
- 11 Lü Baida. Laser Optics[M]. Beijing: Higher Education Press, 2003.
吕百达. 激光光学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2003.

栏目编辑: 宋梅梅