

# 非线性热晕效应自适应光学位相补偿

王英俭 吴毅 龚知本

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥 230031)

**摘 要** 采用已建立的一套较完整的包括真实自适应光学位相补偿系统仿真的高能激光大气传输的数值模拟程序, 对非线性热晕效应相补偿进行了计算。分析了非线性热晕效应位相补偿不稳定性的基本特征。详细讨论了自适应光学系统带宽以及变形镜驱动器间距对非线性热晕效应位相补偿的影响。

**关键词** 热晕, 自适应光学, 不稳定性。

## 1 引 言

非线性热晕效应是导致高能激光大气传输效率严重下降的重要因素之一。因为热晕效应与传输光束的光强分布密切相关, 利用自适应光学系统对其进行位相补偿不同于线性效应的位相补偿。自适应光学系统改善光束质量, 从而会加强激光束与吸收介质之间的相互作用, 形成了自适应光学系统与传输介质扰动产生光束位相畸变之间的所谓正反馈而导致非线性热晕效应相补偿不稳定性。线性理论揭示了热晕位相补偿不稳定性的物理本质<sup>[1]</sup>。

对于高能激光在实际大气中传输的非线性热晕效应、湍流热晕相互作用及其位相补偿, 各种条件非常复杂, 需要建立一套包括真实自适应光学系统仿真的高能激光大气传输的数值模拟模式进行计算分析, 为此许多作者做了大量的工作, 建立了若干数值计算模式如 Molly<sup>[2]</sup>、Grand<sup>[3]</sup> 等。作者已建成一套较完整的包括真实自适应光学系统仿真的高能激光大气传输含时四维计算程序, 并进行了一些计算, 包括湍流效应及其自适应光学位相补偿<sup>[4]</sup>, 非线性热晕效应及发射光束中含小扰动的小尺度热晕不稳定性<sup>[5]</sup>等, 计算结果和实验或理论解析结果非常一致, 证实了该模式的可靠性和精确性。本文利用该数值模拟程序对非线性热晕效应位相补偿进行了计算, 分析了非线性热晕效应位相补偿不稳定性的基本特征。本文还详细讨论了自适应光学系统带宽及变形镜驱动器间距对非线性热晕效应位相补偿的影响, 因为非线性热晕效应的位相补偿是与自适应光学系统的时间和空间响应频率密切相关的, 作为单因子分析, 讨论自适应光学系统带宽及变形镜驱动间距对非线性热晕效应位相补偿的影响在理论认识和自适应光学系统参数设计上都具有一定意义, 这方面的工作还很少有报道。

## 2 计算方法和参数

高能激光大气传输的非线性热晕效应及其自适应光学系统位相补偿的数值计算包括: 传输方程的数值计算、折射率起伏方程的计算、真实自适应光学系统仿真[其中包括哈脱曼(Hartmann)波前探测、变形镜的波前拟合]。激光传输方程采用旁轴近似标量波动方程, 利用相屏法求解<sup>[6]</sup>。强激光导致的折射率起伏方程采用了等压近似, 利用隐式和显式相结合的叠代差分算法。在自适应光学系统的仿真中, 变形镜驱动器和哈脱曼波前传感器探测子镜的排列方式与成都光电所研制的 37 单元自适应光学系统相同, 波前复原和拟合采用直接斜率法<sup>[3]</sup>, 并将系统近似为纯时间滞后系统<sup>[4,7]</sup>。计算参数如下:

主激光为准直高斯光束, 信标为有限平面波, 波长  $\lambda$  同为  $1.315 \mu\text{m}$ , 发射孔径  $D = 60 \text{ cm}$ ,  $1/e$  功率点光斑半径  $a = 10 \text{ cm}$ , 传输距离  $z = 2.5 \text{ km}$ , 激光功率为  $5 \sim 100 \text{ kW}$ ; 自适应光学系统单元数  $N_a$  分别为 19、37、61, 相对应的哈脱曼波前传感器探测子窗口采样点数为  $12 \times 12$ 、 $9 \times 9$ 、 $7 \times 7$ , 变形镜驱动器平均间隔  $d$  分别为  $13.765 \text{ cm}$ 、 $9.864 \text{ cm}$  和  $7.682 \text{ cm}$ , 自适应光学系统时间滞后  $t_0 = 5 \sim 50 \text{ ms}$ , 影响函数为高斯型, 耦合系统为 0.15; 传输条件为水平均匀大气, 风速  $V = 2.0 \text{ m/s}$ , 吸收系数  $\alpha = 1.252 \times 10^{-7} \text{ cm}$ ; 计算网格点数 128, 横向抽样间隔  $\Delta x = 1.0 \text{ cm}$ , 时间步长  $\Delta t = 5 \text{ ms}$ , 传输步数即相屏数为  $25 \sim 50$ , 表征热晕强度的 Bradley-Hermann<sup>[8]</sup> 热畸参数  $N_D = 2\pi N_w t_s = 0 \sim 120$ , 其中,  $N_w = \Gamma k \alpha z = 0 \sim 370 \text{ rad/s}$  为热晕速率,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $t_s = a/V = 50 \text{ ms}$  为风渡越时间,  $\Gamma = |dn/dT|/\rho_0 c_p$ ,  $|dn/dT|$  为折射率随温度起伏的变化率,  $\rho_0$  为大气密度,  $c_p$  为等压热容量,  $I$  为发射光束峰值光强,  $z$  为传输距离。

### 3 结果讨论

自适应光学系统对激光大气传输位相补偿的效率通常用光束质量因子 Strehl 比即激光大气传输远场峰值光强与其无畸变传输远场峰值光强之比来描述。图 1 为自适应光学系统对高能激光大气传输非线性热晕效应进行位相补偿时光束远场 Strehl 比随时间  $t$  的变化情况。由图可见, 在较弱的热晕情况下, 位相补偿效果相当好, Strehl 比能达到一稳定值。然而随着热晕效应的增强, Strehl 比则随强激光作用时间的加长而下降, 热晕效应越强, Strehl 比随时间下降就越快。这是非线性热晕效应位相补偿不稳定性的明显特征之一。当  $N_D = 85.32$ ,  $t > 1.8 t_s$  时, 位相补偿几乎没有作用。另一个表征非线性热晕效应位相补偿不稳定性的参量是位相

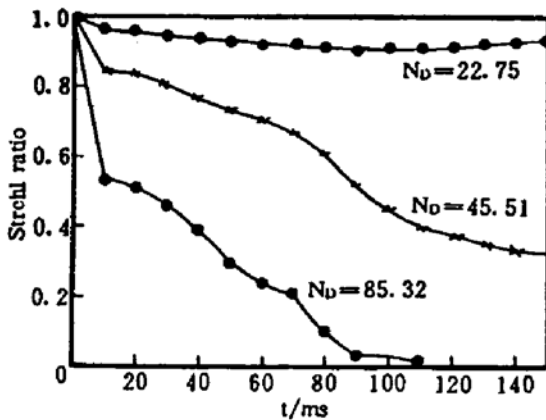


Fig. 1 The strehl ratio vs time at different distortion number  $N_D$

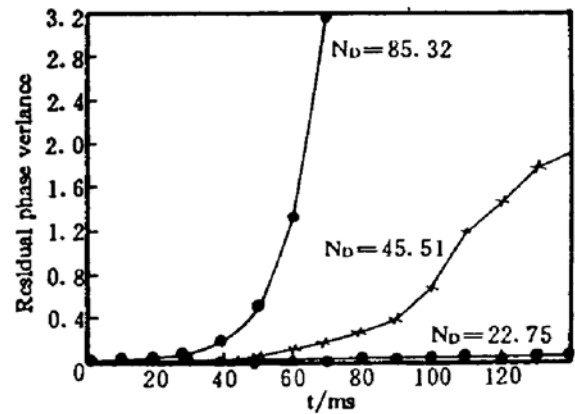


Fig. 2 Residual phase variance vs. time at different distortion number  $N_D$

补偿后光束的残余位相起伏方差, 如图 2。所示为施加位相补偿后的剩余波前扰动方差随时间  $t$  的变化关系, 由图 2 可知当热畸变参数较大即热晕较强时, 剩余波前扰动方差以指数形

式增长。这正是由于自适应光学系统与传输介质之间的所谓正反馈使强激光束的残余位相起伏不断增大，而导致位相补偿效果即 Strehl 比不断下降，一旦这种正反馈作用达到一定强度，超过自适应光学系统的补偿能力，位相补偿就起不到作用。

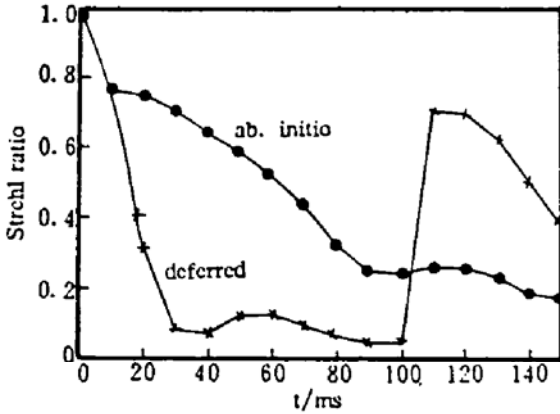


Fig. 3 Comparison of ab. initio mode with deferred mode • : ab. initio, × : deferred

为进一步说明非线性热晕效应位相补偿的不稳定性，可以做如下的对比<sup>[2]</sup>：1) ab. initio 补偿模式即高能激光传输一开始 ( $t = 0$  时刻) 自适应光学系统就处于闭环状态；2) deferred 补偿模式即激光作用一定时间后自适应光学系统才开始闭环。图 3 为同样热晕速率的两种补偿模式下光束远场 Strehl 比随时间的变化情况。自适应光学系统的时间滞后为 10 ms，热畸变参数  $N_D = 56.88$ ，• 为 ab. initio 模式，× 为 deferred 模式。可以明显地看出，ab. initio 补偿模式下补偿效果随时间增长一直在变坏，当  $t = 2.2 t_0$  时，其 Strehl 比与此刻启动位相补偿时的 Strehl 比相比较明显要低。

这是因为 ab. initio 补偿模式导致了自适应光学系统与激光加热介质之间的正反馈而造成了位相补偿的不稳定，而 deferred 模式则没有。

自适应光学系统响应带宽是影响其位相补偿效果的一个重要因素，线性效应的位相补偿如此，非线性热晕效应的位相补偿同样要受到带宽的影响。不失一般性，本文将自适应光学系统看作是纯时间滞后系统。图 4 为几种自适应光学系统时间滞后情况下光束远场 Strehl 比随热畸变参数  $N_D$  的变化情况， $t = 3 t_0$ ，变形镜驱动器数为 37。Close-loop,  $t_0$  分别为 5、10、20、30、40 ms。由图 4 可知，1) 热晕效应较弱时，Strehl 比随热畸变参数  $N_D$  的增大而下降的趋势是缓慢的，位相补偿是基本稳定的，此时激光束的残余位相起伏正比于热晕速率  $N_D$  与系统时间滞后  $t_0$  之积，所以  $t_0$  越小，补偿效果也越好。2) 而当热晕效应强到一定程度，位相补偿不稳定性起到重要作用，Strehl 比随热畸变参数  $N_D$  的增大而更快地下降，而且时间滞后  $t_0$  越小，Strehl 比下降更迅速，使位相补偿效果比较大的时间滞后情况还差，这是因为随着系统时间滞后  $t_0$  的减小，自适应光学系统与传输介质之间的正反馈作用将更严重，使位相补偿就更不稳定，而较长的时间滞后将破坏这种正反馈作用。3) 从图 4 还应当注意到，较长的系统时间滞后虽然可以部分减小非线性热晕位相补偿的不稳定性，但是时间滞后太大，自适应光学系统的补偿位相与激光束的实际位相畸变间的位相差也较大，补偿效果相应也变坏，只有选择恰当的自适应光学系统带宽，位相补偿效果才会达到最佳。一般情况下，自适应光学系统的时间滞后应小于风渡越时间  $t_0$ 。如图中所示， $N_D = 56.88$  时， $t_0 = 30$  ms 时位相补偿效果最好。4) 应当注意到，当热晕效应继续增强，以至达到整束热晕效应不稳定性阈值的阈值时，位相补偿将起不到改善光束传输质量的作用。

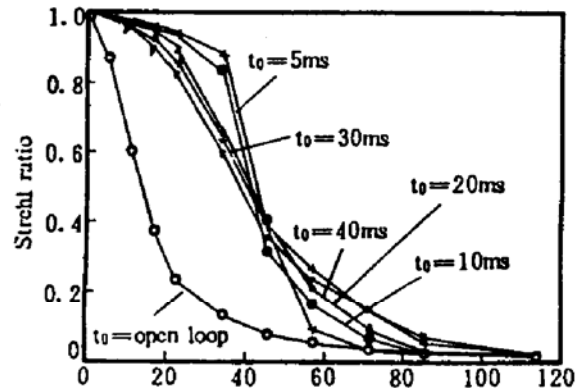


Fig. 4 The strehl ratio vs. distortion number  $N_D$  at different time delay

真实自适应光学系统是由有限个分离的驱动器驱动变形镜进行波前拟合的, 变形镜对波前起伏的拟合能力可由变形镜的 Nyquist 频率  $K = 1/2d$  来描述, 变形镜的驱动器间距  $d$  越小, 对高空间频率的波前起伏拟合能力越强。同时变形镜的分离驱动器以及驱动器间的耦合也将给波前拟合带来一定误差,  $d$  越小, 带来的残余位相误差的空间频率也越高, 特别是等于和大于变形镜的 Nyquist 频率的波前误差对非线性热晕效应的位相补偿的影响较大, 因为位相畸变的空间起伏频率越高, 非线性热晕效应的位相补偿不稳定性越严重。另外, 非线性热晕效应导致的激光束的位相畸变的空间起伏频率通常都比较低即主要是低阶像差, 而大气湍流导致的激光束的位相畸变有很高的空间频率起伏。因此对自适应光学系统的空间响应频率要求就不相同。图 5(a)、图 5(b) 为三种不同变形镜驱动器数情况下光束远场 Strehl 比随热畸变参数  $N_D$  的变化情况,  $t = 3t_0$ 。图 5(a)、(b) 所示自适应光学系统时间滞后分别为 30 和 10 ms。因为发射孔径一定, 变形镜驱动器数多, 驱动器的间距就越小。由图 5 可见, 当  $t_0 = 30$  ms 时, 在较大的热畸变参数变化范围内,  $N_a = 37$  时的位相补偿效果与  $N_a = 61$  时的位相补偿效果已经没有明显差别。这是由于系统的时间滞后带来的误差占主导作用, 减弱了自适应光学系统与传输介质之间的正反馈即位相补偿的不稳定性, 位相补偿效果主要决定于变形镜的波前拟合精度。当  $N_a = 19$  时, 波前拟合能力较低, 位相补偿效果也就较差。注意到  $N_a = 37$  时, 变形镜驱动器的平均间距  $d$  与发射高斯光束的  $1/e$  功率点光斑半径  $a$  之比略小于 1, 即  $d = a$  时变形镜能够很好地拟合非线性热晕效应引起的光束波前畸变。当  $t_0 = 10$  ms, 在  $N_D$  较小时, 随着变形镜驱动器间距的减小, 波前拟合能力增强, 位相补偿效果也就越好; 在  $N_D$  较大时, 驱动器数越多, 位相补偿不稳定性就越严重, 如在  $N_D = 45.0 \sim 70.0$  之间,  $N_a = 19$  时的补偿效果明显要比其它两种情况要好。

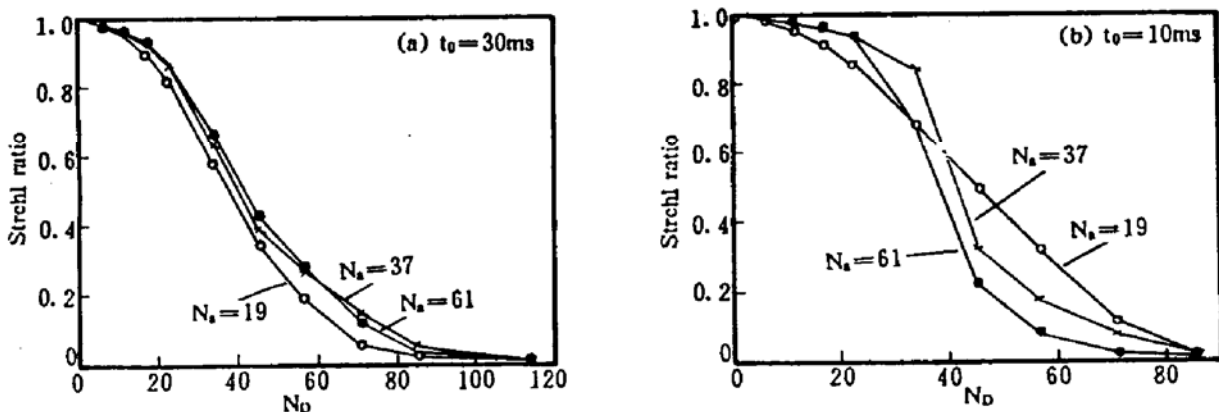


Fig. 5 The strehl ratio vs distortion number  $N_D$  at three different actuator number  $N_a$ .

**小结** 本文对高能激光大气传输非线性热晕效应的自适应光学系统位相补偿进行了计算, 分析了非线性热晕效应位相补偿不稳定性的基本特征, 详细地对自适应光学系统带宽以及变形镜驱动器间距对热晕效应位相补偿的影响进行了讨论。结果表明, 对于较弱的热晕效应, 位相补偿是稳定的, 自适应光学系统带宽越宽即时间滞后越小, 位相补偿效果越好, 但是一旦热晕效应强到超过一定阈值, 位相补偿就不稳定, 时间滞后越小越容易造成不稳定, 而时间滞后太大, 剩余位相也较大, 补偿效果相应较坏, 只有根据实际情况选择恰当的自适应光学系统带宽, 位相补偿效果会达到最佳。非线性热晕效应导致的激光束的位相畸变的空间起伏频率直接与传输光束光强分布有关, 对于高斯光束及较弱的热晕效应, 变形镜驱动器间距  $d$  与  $1/e$  峰值功率点光斑半径之比等于 1 就能得到很好的补偿效果, 而对于强热晕效应, 由于

位相补偿不稳定性, 变形镜驱动器间距太小反而会降低位相补偿效率。当非线性热晕效应达到整束热晕不稳定性阈值时, 位相补偿将不可能改善光束质量。

### 参 考 文 献

- [1] T. J. Karr, Thermal blooming compensation instabilities. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1989, 6(7): 1038~1048
- [2] J. F. Schonfeld, The theory of compensated laser propagation through strong thermal blooming. *The Lincoln Lab. Journal*, 1992, 15(2): 151~170
- [3] R. V. Digumarthi, N. C. Metha, R. M. Blankinship, Effects of a realistic optics system on the atmospheric propagation of a high energy laser beam. *Proc. SPIE*, 1991, 1221: 157~164
- [4] 王英俭, 吴毅, 龚知本, 自适应光学系统的数值模型. *强激光与粒子束*, 1994, 6(1): 59~64
- [5] 吴毅, 王英俭, 龚知本, 热晕小尺度不稳定性研究. *光学学报*, 1994, 14(8): 824~828
- [6] J. W. Strohbehn ed., *Laser Beam Propagation in the Atmosphere*. 1978, 25: Springer-Verlag, New York, Ch. 7: 223~320
- [7] 王英俭, 时域分析自适应光学中的非等晕性. *强激光与粒子束*, 1993, 5(4): 551~556
- [8] L. C. Bradely, B. J. Hermann, Phase compensation for thermal blooming. *Appl. Opt.*, 1974, 13(2): 331~334

## Adaptive Optics Phase Compensation for Nonlinear Thermal Blooming

Wang Yingjian      Wu Yi      Gong Zhiben

(*Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Hefei 230031*)

(Received 26 August 1994; revised 20 December 1994)

**Abstract** By using the four-dimensional propagation code including the model of a realistic adaptive optics system, adaptive optics phase compensation for nonlinear thermal blooming effects of the high energy laser beam propagation in the atmosphere is numerical simulated. The phase compensation instability (PCI) characteristics are analysed. The influence of the bandwidth (time delaying) and the deformable mirror interactor spacing of the adaptive optics system on the phase compensation efficiency are discussed in detail.

**Key words** thermal blooming, adaptive optics, instability.