

基于 4F 成像简并腔的时空低相干激光放大研究*

袁靖宇¹⁾²⁾, 张艳丽²⁾, 张笑琪²⁾, 张志祥²⁾, 张国文^{2†)}, 朱健强^{2‡)}

1) (中国科学技术大学物理学院, 安徽 合肥 230026)

2) (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)

摘 要

惯性约束核聚变中, 高相干光引发的激光等离子体不稳定性是制约聚变高增益放能的核心瓶颈, 时空低相干激光被认为是抑制该效应的有效技术途径。本文基于 4F 成像简并腔的横模简并物理机制, 结合随机复数屏法与激光放大动力学近似方程组, 构建了时空低相干激光非线性放大传输与交叉谱密度演化的理论模型, 可定量表征宽带多横模光场的增益与相干性演化规律。以此为基础, 以 4F 简并腔钕玻璃激光器产生的时空低相干光为种子源, 在多级棒状钕玻璃放大平台上系统开展了放大特性实验研究。实验首次实现了脉冲宽度 6.92 ns 的时空低相干激光高效放大, 最高输出能量达 52J, 净增益为 1.38×10^5 ; 定量揭示了放大过程中的增益饱和与光谱窄化演化规律, 光谱半高宽由 3.86 nm 窄化至 1.77 nm, 并明确了增益带宽滤波效应的贡献占比; 研究证实, 经多级高增益放大后激光仍保持初始的低空间相干特性, 硬边衍射条纹对比度降至 0.02, 理论模拟结果与实验数据吻合良好。本研究为面向高增益激光聚变的新一代低相干激光驱动器设计提供了重要的实验依据与理论支撑。

关键词: 简并腔; 低相干光; 光放大; 惯性约束聚变

PACS: 42. 25. Kb, 42. 60. Da, 42. 55. -f, 52. 57. -z

基金: 国家专项项目（项目编号：25A00228）、自主部署项目（项目编号：25J00236）资助的课题

† 通信作者. E-mail: guowenzhang@siom.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: jqzhu@siom.ac.cn

第一作者. E-mail: jyyuan@mail.ustc.edu.cn

1 引言

惯性约束核聚变（Inertial Confinement Fusion, ICF）是实现可控核聚变的核心技术路线之一，其物理实现高度依赖高功率激光对靶丸的对称压缩与高效能量沉积^[1, 2]。在传统高相干激光驱动方案中，光束的高空间相干性会在靶面形成大量随机分布的高强度散斑，造成等离子体局部过热与压缩对称性退化，直接影响聚变压缩效率^[3, 4]；而高时间相干性对应的激光窄线宽特性，易激发受激布里渊散射、受激拉曼散射等激光等离子体不稳定性（Laser Plasma Instability, LPI），导致激光能量大量损失与靶丸预热，是当前制约聚变能量增益提升的核心瓶颈之一^[5, 6]。研究表明^[7]，降低高功率激光的空间与时间相干性，能够有效平滑靶面光强分布、破坏 LPI 的相干增长条件，因此发展高性能时空低相干激光驱动器已成为 ICF 领域的重要研究方向。

目前，实现低相干激光输出的技术路线主要包括随机激光、半导体混沌腔激光与简并腔激光等。其中，随机激光基于无序介质的多重散射实现多模激射，具有极低的时空相干性，但输出能量低、光束发散角大，难以适配高功率激光系统的传输与放大链路^[8-10]。半导体低相干激光通过近共心腔、哑铃形腔等特殊腔型

调控模式特性, 可实现小型化、集成化的低相干光源输出, 但受限于增益介质的功率承载能力, 单脉冲能量普遍处于微焦至毫焦量级, 无法满足 ICF 驱动器的百千焦级能量需求^[11, 12]。4F 成像简并腔激光器凭借其独特的自成像谐振机制, 可同时支持大量独立横模与纵模的稳定谐振, 能够直接输出兼具低空间相干性与低时间相干性的激光束, 且增益介质可兼容钕玻璃等高能激光材料, 成为面向 ICF 应用的极具潜力的低相干光源方案^[13, 14]。

自 Arnaud 于 1969 年提出简并腔的物理构想以来^[13], 国内外针对 4F 成像简并腔的物理机制与输出特性开展了持续研究: 2013 年 Nixon 等人通过实验证实了该结构可直接输出时空低相干激光, 从实验层面验证了其多横模简并的物理本质^[15]; 后续研究进一步围绕腔型设计、模式调控与特性表征展开, 逐步完善了该类光源的理论与实验体系^[16-18]。国内研究团队近年来在该方向取得了系列进展: 张昆鹏等人分析了热效应作用下 4F 简并腔的时空输出特性, 获得了近似平顶分布的低相干光束^[19]; 杨方伦等人提出了基于随机复数屏法的低相干光非线性传输计算方法, 定量分析了自聚焦效应对时空低相干光束的影响^[20]; 唐健豪等人系统表征了 4F 简并腔的空间相干特性与纵模演化规律, 深化了对该类光源相干性物理机制的认知^[21]。与此同时, 部分相干光传输与放大理论的发展, 也为低相干光场的定量表征与演化分析提供了完善的数学框架^[22]。

总体而言, 当前针对 4F 成像简并腔低相干激光的研究多集中于种子源的腔内模式调控、光场整形与小能量尺度下的传输特性分析; 在低相干光的能量放大方向, 都集中在时间低相干激光的放大研究^[7, 23, 24], 但基于钕玻璃系统的时空低相干激光高能放大研究尚无报道, 其增益饱和特性、光谱演化规律与相干性保持机制等关键物理问题仍缺乏系统的实验验证与定量理论分析, 成为制约该技术路

线向工程化应用推进的核心瓶颈。此前该类研究未能系统推进，一方面是由于 4F 成像简并腔的相关研究多集中于成像原理验证与腔内模式调控，将其产生的时空低相干种子光耦合接入高功率钕玻璃多级放大链路属于首次探索；另一方面，现有钕玻璃放大链路均针对高相干光设计，空间滤波器小孔参数、多级像传递链路与低相干光的多横模、宽光谱特性存在适配性难题，需在保证增益提取效率的前提下兼顾链路适配性，实验难度大；此外，可实现 50 焦耳级输出的钕玻璃高能激光平台研究单位为数不多，也在客观上限制了相关研究的开展。

针对上述问题，本文从理论与实验两方面系统开展了 4F 成像简并腔时空低相干激光的放大特性研究。理论上，结合随机复数屏法与激光放大动力学近似方程组，构建了时空低相干激光非线性放大传输与交叉谱密度演化的理论模型，可定量描述宽带多横模光场在增益介质中的增益与相干性演化过程。实验上，以 4F 简并腔钕玻璃激光器产生的时空低相干光为种子源，搭建多级棒状钕玻璃放大平台，首次实现了脉冲宽度 6.92ns、最高输出能量 52 J 的时空低相干激光高效放大，净增益达 1.38×10^5 。在此基础上，定量表征了放大过程中增益饱和、光谱窄化与空间相干性的演化规律，通过硬边衍射实验验证了多级放大后光束的低相干特性，并结合理论模型对实验结果进行了机理解释。本研究可为面向高增益激光聚变的新一代低相干激光驱动器设计提供实验依据与理论支撑。

2 理论基础和分析模型

本节围绕 4F 成像简并腔时空低相干激光的产生机理、非线性传输与增益放大规律，从谐振腔横模简并物理机制、部分相干光统计传输理论、增益介质放大动力学三个层面构建系统的理论分析框架。本文研究的时空低相干激光属于部分相干光的典型范畴，其空间与时间维度均存在相位随机涨落。本章所有模型均基

于经典光学与激光物理的基本框架推导，既从微观物理本质阐释时空低相干性的起源与演化机制，也为后续实验结果的定量拟合、数值验证与规律揭示提供严格的理论支撑。

2.1 4F 成像激光腔的物理机制与光场解析

4F 成像激光腔是一类基于成像共轭关系实现多横模谐振的特殊激光腔结构。与传统稳定腔不同，4F 腔通过两组等焦距透镜构成远场到近场的点对点成像关系，使腔内不同空间位置的光场在往返传输中保持近似独立，从而降低横模之间的耦合与竞争，支持大量横模同时谐振。因此，4F 腔为实现低空间相干激光输出提供了一种物理上可行的腔型机制。

本文所讨论的 4F 成像简并腔结构如图 1 所示，主要由两片平面反射镜 M_1 、 M_2 和两个焦距均为 f 的双凸透镜组成。两透镜之间的距离为 $2f$ ，透镜与对应反射镜之间的距离均为 f ，整体构成一个完整的 4F 成像系统。在理想情况下，若暂不考虑有限孔径衍射和像差影响，腔内透镜组可将镜面 M_1 上的任意一点精准成像到镜面 M_2 的对应共轭位置，使不同空间位置之间的光场耦合被抑制。

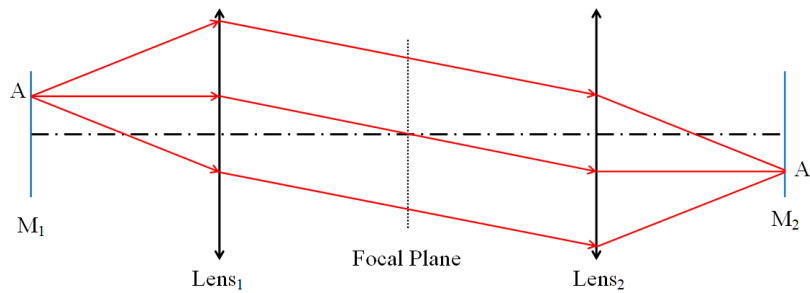


图 1 4F 成像简并腔的结构与光场传输示意图

Fig.1 Schematic diagram of the structure and optical field propagation in a 4F imaging degenerate cavity

传统稳定腔中，光场经过往返衍射传输后形成稳定的横模分布，其横模结构由腔镜曲率、腔长和衍射积分共同决定。对于 4F 成像腔，由于透镜组的成像作用，腔内往返传输过程可近似为一次点对点成像过程。这就保证了镜面 M_1 上某一点 A 发出的光场经过一个往返周期后，最终只会精准投射到镜面 M_2 上的共轭点 A'，而与其他空间位置没有任何耦合。此时，衍射传输距离等效为常数 $\rho = 4f$ (f 为透镜焦距)，其自再现光场满足：

$$E(x', y') = \frac{\gamma i}{\lambda \times L} \iint_{M_1} E(x, y) \times \exp(-ik \times 4f) dM_1 \quad (1)$$

公式 (1) 积分核中的相位项完全是个常数，与镜面 M_2 上位置 (x', y') 无关。这种彻底的空间解耦打破了形成单一厄密-高斯模式的条件。在理想 4F 成像条件下，该积分核具有近似成像核的特征，其相位项主要由与位置无关的常数相位和透镜相位变换决定，不同空间位置之间的交叉耦合被显著削弱。因此，式 (1) 所描述的物理过程不再表现为传统稳定腔中单一横模的形成过程，而更接近于多个独立空间通道的并行传输。

从物理图像上看，若 M_1 面上某一点发出的光场经过 4F 系统后主要成像到 M_2 面上的对应点，则该点附近的光场分布在往返传输中能够较好地保持自身特征，而不易被其他空间位置的光场完全抹平。这种空间解耦特性使得腔内可以同时存在大量具有相近损耗和相近光程的横模，从而形成“简并”或“近简并”的多横模谐振条件。因此，4F 腔输出的光场可近似看作大量独立横模或等效扩展光源的非相干叠加，其空间相干性低于普通基模激光腔。

上述 4F 腔的扩展光源等效模型，是后续分析低相干光空间相干性、远场能量分布以及硬边衍射条纹特性的物理基础。

2.2 时空低相干激光传输与放大理论

针对时空低相干光在非线性介质中的传输演化问题，直接求解交叉谱密度的非线性传输方程计算复杂度高，因此本文采用随机复数屏法结合分步傅里叶法进行数值求解，该方法可在保证物理等价性的前提下，高效模拟低相干光的衍射传输、非线性效应与相干性演化规律，为后续实验中远场分布、硬边衍射特性的定量分析提供理论基础。

在稳态与标准傍轴近似下，时空低相干光在非线性介质中传输时，其交叉谱密度函数满足如下形式的非线性传输方程：

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial z} + (\nabla_{\perp 1}^2 - \nabla_{\perp 2}^2) \right] W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) + 2k^2 \frac{n_2 [W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, z) - W(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, z)]}{n_0} W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = 0 \quad (2)$$

其中 $\nabla_{\perp}^2 = \nabla_x^2 + \nabla_y^2$ 是横向拉普拉斯算子， n_2 是非线性折射率。直接基于交叉谱密度求解该方程非常复杂，因此引入随机复数屏法进行等效计算。通过引入随机复数屏法表示交叉谱密度，再用分步傅里叶法求解。在求解过程中，将长度为 Z 的非线性介质分为 N 段，每段 ΔZ 的计算过程与相干光类似，先计算前 $\Delta Z/2$ 的衍射过程，再计算传输 ΔZ 的非线性效应，最后计算剩余 $\Delta Z/2$ 的衍射过程。根据计算过程的不同，可将该求解过程分为只计算衍射和只计算自聚焦效应两种情况。

其中衍射部分可表示为

$$2ik \frac{\partial}{\partial z} W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) + (\nabla_{\perp 1}^2 - \nabla_{\perp 2}^2) W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = 0 \quad (3)$$

该方程表示时空低相干光的衍射传输部分。利用随机复数屏法可以准确描述这个过程。其基本思想是将时空低相干光分解为 N 帧独立的相干电场 $T_n(\mathbf{r})$ ($n=1,2,3,\dots$)，它们相互间是非相干的，每个电场独立传播。随机复数屏法能够准确模拟低相干光在自由空间、湍流介质与非线性介质中的传输过程，已在部分相

干光传输仿真领域得到广泛验证^[25]。

其中非线性部分可表示为：

$$\frac{\partial}{\partial z} W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \times ik \frac{n_2 [W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, z) - W(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, z)]}{n_0} \quad (4)$$

当 Δz 较小时，公式（4）可以表示为：

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z + \Delta z) = W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \times \exp \left[ik \frac{n_2 [W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, z) - W(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, z)]}{n_0} \times \Delta z \right] \quad (5)$$

随机复数屏规则计算如下：

$$\frac{\partial}{\partial z} T_n(\mathbf{r}, z) = ik \frac{n_2 \langle |T(\mathbf{r})|^2 \rangle}{n_0} T_n(\mathbf{r}, z) \quad (6)$$

当 Δz 较小时，公式（6）可以表示为：

$$T_n(\mathbf{r}, z + \Delta z) = \exp \left[ik \frac{\langle n_2 |T(\mathbf{r})|^2 \rangle}{n_0} \times \Delta z \right] \times T_n(\mathbf{r}, z) \quad (7)$$

$$W(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N T_n(r_1) T_n^*(r_2) \quad (8)$$

因此通过随机复数屏法处理时空非相干光场与直接处理交叉谱密度效果等价^[20]。

低相干光具有较宽的光谱带宽，在增益介质中放大时，受限于介质有限的增益线宽，不同光谱成分获得的增益存在差异，会导致输出光谱宽度收缩，即增益窄化效应。本实验以钕玻璃作为增益介质，实验重点聚焦于宽带放大技术。假设钕玻璃带宽为高斯分布，从而得到激光输出带宽与增益倍数的经验公式^[26]：

$$\frac{1}{\Delta \lambda^2} = \frac{\ln G_0}{\Delta^2} + \frac{1}{\delta \lambda^2} \quad (9)$$

其中 Δ 为增益带宽，假设增益线型为高斯线型。 $\delta \lambda$ 为脉冲输入光谱宽度，

$\Delta\lambda$ 为脉冲输出光谱宽度， G_0 为小信号放大倍数。得到小信号增益区域输出光谱宽度和增益倍数的经验公式如下^[27]：

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} &= \left[1 + \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta} \right)^2 \ln G_0 \right]^{-\frac{1}{2}} \\ F_{out} / F_{in} = G &\approx G_0 \left[1 + \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta} \right)^2 \ln G_0 \right]^{-\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (10)$$

在小信号增益区域，反转粒子数消耗可忽略，增益窄化主要由增益谱的线性调制决定。进入增益饱和区域后，强入射光会快速消耗反转粒子数，边缘光谱成分的增益被进一步抑制，光谱窄化程度会加剧；同时多横模之间的模式竞争也会使能量向中心频段集中，进一步压缩输出谱宽。该模型为后续实验中光谱演化规律的定量分析、不同物理机制的贡献分解提供了计算依据。

在饱和状态下的增益公式为：

$$\begin{aligned}\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} &\approx \left\{ 1 + \left[1 + \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \times \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta} \right)^2 \ln G \right\}^{-\frac{1}{2}} \\ G &\approx \frac{\bar{F}_s}{F_{in}} \ln \left\{ 1 + \bar{G}_0 [\exp(F_{in} / \bar{F}_s) - 1] \right\}\end{aligned}\quad (11)$$

其中 $\bar{G}_0$ 、 $\bar{\sigma}_s$ 和 $\bar{F}_s$ 为

$$\begin{aligned}\bar{G}_0 &= \exp(\bar{\sigma}_s N_{20} L) \\ \bar{F}_s &= h\nu / \bar{\sigma}_s \\ \bar{\sigma}_s &= \sigma_s(\omega_0) / \left[1 + \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}\end{aligned}\quad (12)$$

本文利用该模型解释低相干光放大过程中增益倍数随输出能量的演化规律，并可通过实验数据拟合提取介质的等效饱和通量参数。此外，宽带低相干光的等效受激辐射截面小于单色相干光，导致相同反转粒子数条件下，低相干光的增益倍数低于相干光，这是两类光束放大效率存在差异的核心物理原因。

为描述脉冲时域波形在放大过程中的演化,本文采用激光放大动力学理论框架。在慢变振幅近似条件下,钕玻璃介质中的脉冲传输放大过程可由基准方程组描述;利用窄带近似条件 $\Delta\omega_a \ll \omega_a$, 进一步简化基准方程组, 得到

$$\begin{aligned}\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} &= -\frac{i\omega_0}{2\epsilon c}P - \frac{\Gamma}{2}E(z,t) - i\frac{\beta_2}{2}|E(z,t)|^2 E(z,t) - \sum_{n=2}^{n=N} \frac{i^{n+1}}{n!}\beta^{(n)} \frac{\partial^n E(z,t)}{\partial t^n} \\ \frac{\partial P(z,t)}{\partial t} &= -\frac{\Delta\omega_a}{2} \left[1 + i \frac{2(\omega_0 - \omega_a)}{\Delta\omega_a} \right] P(z,t) + \frac{iK}{2\omega_0} N(z,t)E(z,t) \\ \frac{\partial N(z,t)}{\partial t} &= i\frac{\alpha}{4\hbar} [E^*(z,t)P(z,t) - E(z,t)P^*(z,t)]\end{aligned}\quad (13)$$

其中, $E(z,t)$ 为电场强度, $P(z,t)$ 为极化强度, $N(z,t)$ 为粒子数反转密度, $K = \epsilon c \sigma_0 \Delta\omega_a$ 。该方程组完整耦合了电场传输、介质极化与粒子数反转消耗的物理过程, 可定量解释增益饱和导致的脉冲时域畸变现象, 为后续脉冲波形畸变的实验现象分析提供了直接的物理机制支撑。

3. 实验设置

3.1 4F 自成像激光腔验证实验

为获得空间相干度可调的时空低相干种子光束, 搭建基于 Nd:glass 的 4F 成像简并腔激光器并对其输出特性进行表征, 为后续多级放大实验提供稳定可控的入射光源。

实验装置光路如图 2 所示。增益介质为直径 8mm、长度 105mm 的钕玻璃激光棒, 两端面镀 1053nm 增透膜; 增益棒采用循环水冷控温, 由激光二极管阵列进行侧面泵浦。4F 自成像谐振腔由平面高反镜 M1、平面输出耦合镜 M2, 以及两个焦距 f 均为 250 mm 的双凸透镜 L1、L2 构成; 其中 M1 与 L1 间距、L1 与共焦面间距、共焦面与 L2 间距、L2 与 M2 间距均为 250 mm, 严格满足 4F 成像几何关系。M1 在 1053nm 波长处反射率为 99.5%, M2 反射率为 90% (对应输出透过率

10%); 腔内所有光学元件均镀 1053 nm 增透膜, 以降低往返传输损耗。

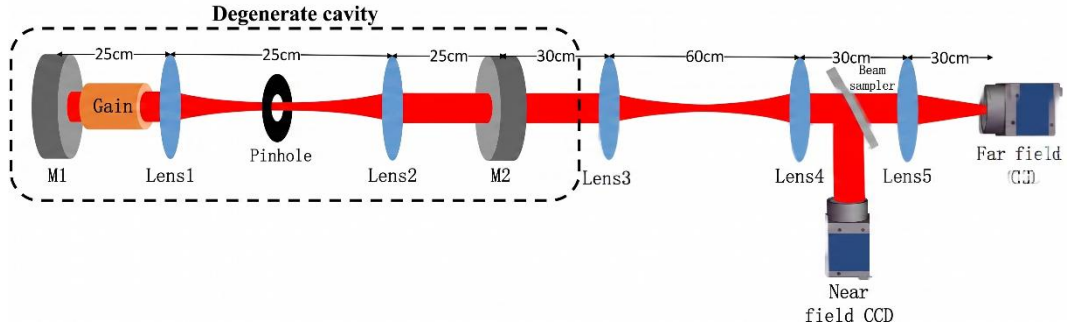


图 2 部分相干光种子源示意图

Fig.2 Schematic diagram of partially coherent optical seed source

作为自成像谐振腔, 腔内横向光场经过一个完整往返周期后可实现自再现成像, 不同空间位置的横模之间耦合极弱, 因此大量横模可具有近乎一致的品质因数与光程, 实现多横模同时谐振。为实现输出光束空间相干度的定量调控, 在两透镜的共焦面 (频谱面) 处放置孔径可调的针孔光阑: 通过改变光阑直径限制参与谐振的空间频率范围, 进而控制谐振横模的总数量, 实现空间相干性的灵活调节。

泵浦过程中增益介质产生的热透镜效应会引入附加光焦度, 破坏腔的 4F 成像简并条件, 导致高阶横模损耗升高、腔内简并度下降。本实验中增益棒采用水冷控温, 且种子源工作于低重复频率脉冲模式, 单脉冲泵浦注入能量低, 介质内部热积累效应微弱, 等效热焦距远大于腔内透镜的 250mm 焦距, 其对成像共轭关系的扰动远低于衍射极限, 因此实验运行状态下谐振腔仍可保持良好的 4F 成像简并特性。

谐振腔输出端设置由 L3、L4、L5 组成, 结合分光取样元件与 CCD 相机, 分别对输出光束的近场与远场光强分布进行实时采集与表征, 用于分析不同光阑孔

径下的光束特性演化规律。实验中通过调节频谱面光阑的直径，获得了不同空间相干度的输出光束，典型的归一化光强分布如图 3 所示，该系列表征实验与课题组前期研究结果一致^[21]，此处用于明确种子源的工作特性与输入条件。三组实验的光阑直径从左至右分别设置为 0.5mm、1.0mm 与 2.0mm，其中上排为近场光强分布，下排为对应的远场光强分布。

从近场分布来看，三种光阑孔径下光束整体均呈现近似平顶的轮廓特征，能够满足后续放大系统的入射光束质量要求。近场图像中心存在的局部强斑为系统残余反射导致的伪影：尽管腔内所有透镜端面均镀有 1053nm 高品质增透膜，但仍存在约 0.1% 的残余反射率；由于 4F 成像光路沿光轴具有严格的旋转对称性，各透镜表面的残余反射光经球面透镜的曲率调制后向几何轴心会聚，最终在近场 CCD 靶面中心叠加形成局域强斑。经测算，该伪影所占总能量比例仅约 0.4%，且残余反射成分与主光束存在显著的相位失配，在后续多级放大系统的空间滤波器（SF1 - SF4）频谱面处会完全偏离小孔透射区域，被光阑彻底滤除，因此不会对后续放大实验及测量结果产生实质性影响。

从远场分布来看，当光阑直径为 0.5mm 时，频谱面仅允许低频空间分量通过，参与谐振的横模数量有限，远场光斑轮廓规整、边界清晰，光束发散角较小；随着光阑孔径逐步增大，更多高频空间分量参与谐振，腔内横模数量显著增加，远场光斑边缘逐渐模糊，整体尺寸明显展宽，光束发散角增大。这一演化规律与 2.1 节的扩展光源等效模型完全一致：等效光源的空间频率范围越宽，输出光束的空间相干性越低，远场发散特性越显著。实验结果表明，通过调节共焦面针孔孔径，可在较大范围内灵活调控输出光束的空间相干度，为后续低相干光放大传输实验提供了定量可控的高质量种子源。

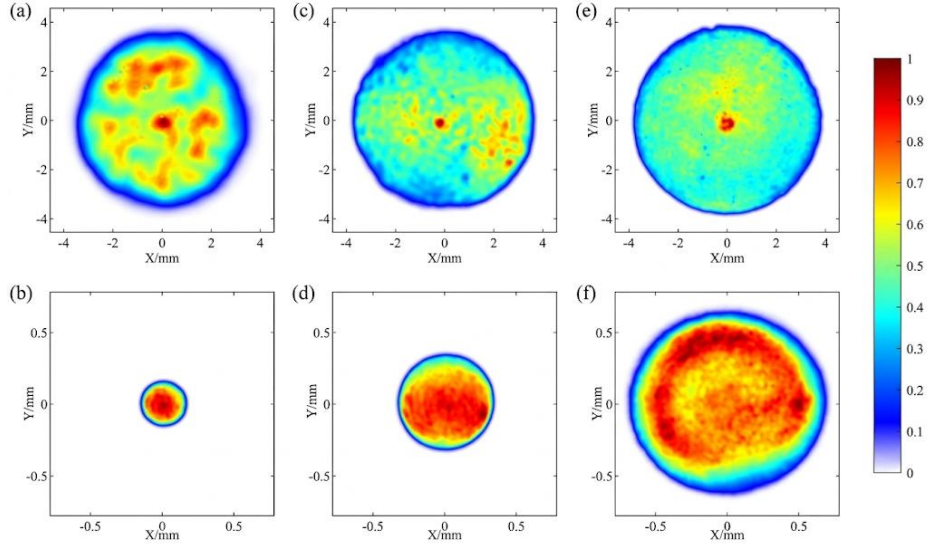


图 3 不同光阑直径时归一化光强分布 (a) $D=0.5\text{mm}$ 时近场光强；
 (b) $D=0.5\text{mm}$ 时远场光强；(c) $D=1.0\text{mm}$ 时近场光强；(d) $D=1.0\text{mm}$ 时远场光强；
 (e) $D=2.0\text{mm}$ 时近场光强；(f) $D=2.0\text{mm}$ 时远场光强（参考自文献[21]）

Fig. 3 Normalized light intensity distributions for different aperture diameters: (a) Near-field light intensity at $D=0.5\text{mm}$; (b) Far-field light intensity at $D=0.5\text{mm}$; (c) Near-field light intensity at $D=1.0\text{mm}$; (d) Far-field light intensity at $D=1.0\text{mm}$; (e) Near-field light intensity at $D=2.0\text{mm}$; (f) Far-field light intensity at $D=2.0\text{mm}$;

(Reproduced with permission from Ref. [21])

3.2 时空低相干光多级放大特性：实验结果与理论分析

为系统研究时空低相干激光在高功率固体激光系统中的能量提取能力、光场传输演化规律与相干性保持特性，将上述 4F 简并腔输出的低相干种子光经光束整形、脉冲斩波与口径匹配后，注入钕玻璃多级激光放大测试平台开展放大实验，系统光路如图 4 所示。

该放大平台由 3 级棒状钼玻璃放大器、4 组空间滤波器（SF1 - SF4）与 3 台法拉第隔离器串联构成；其中 $\Phi 40\text{ mm}$ 口径放大器采用双程放大构型，可通过两次通过增益介质充分提取储能，提升整体增益水平。空间滤波器兼具空间滤波与共轭像传递双重功能：一方面滤除光束传输过程中产生的高频调制与噪声，抑制小尺度自聚焦效应的发展；另一方面实现光束口径的逐级匹配，保证各级放大器注入面的光束质量与波前一致性。法拉第隔离器用于阻断反向传输的寄生振荡与回波反射，避免高功率回波造成光学元件损伤，保障放大系统的运行稳定性。

为保证增益介质的能量提取效率，并确保低相干光与相干光对照实验具有完全一致的注入边界条件，实验通过前置 4F 像传递系统，将种子源输出镜 M1 的像面精准传递至放大系统的注入基准面；同时将低相干光束扩束至 10 mm 口径，与首级放大器的有效通光区域匹配，实现泵浦储能的均匀提取。实验过程中，对每个能量测试点均进行 3 发以上重复测量，能量稳定性 PV 值在 5% 以内；输出能量波动主要来源于泵浦能量抖动与种子源能量起伏，在测试范围内能量稳定性满足本研究的表征需求。

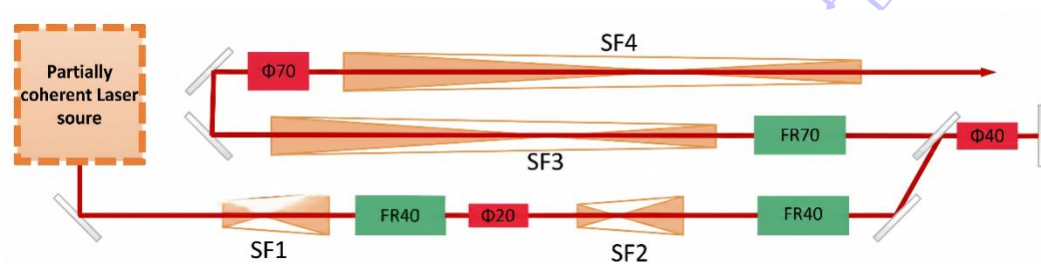


图 4 多级放大系统

Fig.4 Multi-stage amplification system

实验中注入的时空低相干种子光单脉冲能量为 $385\text{ }\mu\text{ J}$ ，脉冲半高宽为 6.92 ns ，各级放大器增益介质均为钼玻璃。不同注入能量下的输出能量测试结果如图

5 所示。

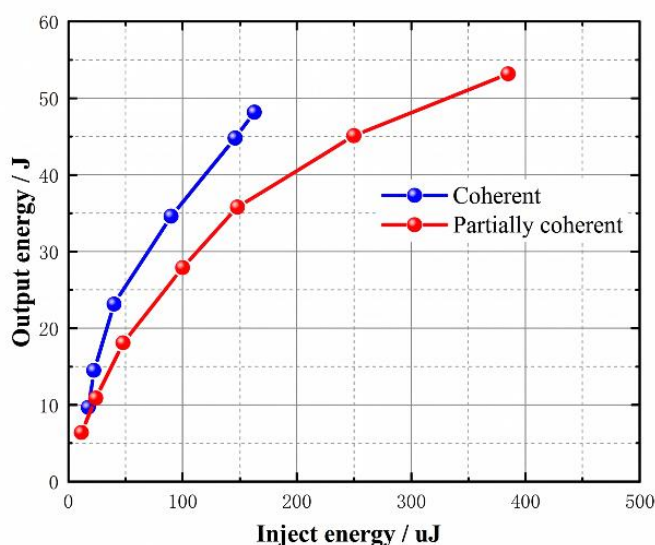


图 5 高相干光与低相干光的输入输出关系

Fig.5 Input-output relationship between high-coherent and low-coherent laser

由图 5 可见，低相干光输出能量随注入能量提升稳步增长，最终实现最高 52 J 的单脉冲能量输出，对应的净增益约为 1.38×10^5 。作为对照，同等注入口径与泵浦条件下的相干光放大实验结果显示：相干光从 $125.8 \mu\text{J}$ 放大至 50 J，净增益约为 3.97×10^5 ；低相干光与相干光的净增益比值约为 1:2.9。从演化趋势来看，两类光束的输出能量均随注入能量升高呈现增长速率逐渐放缓的特征，符合高功率激光放大的增益饱和规律；与同平台相干光的放大特性相比，低相干光的能量提取效率处于同一量级，未出现量级上的效率衰减。

上述增益差异可由宽带光谱导致的有效受激辐射截面下降进行定量解释，与第 2 章的增益理论结论相符。对于高斯型增益谱的钕玻璃介质，宽带入射光的等

效受激辐射截面需引入光谱宽度修正因子 $\left[1 + \left(\frac{\delta\lambda}{\Delta}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$ ，本实验中低相干种子光的光谱半高宽达 3.46 nm，远大于相干光的线宽，光谱修正项分母显著大于 1，根据公式 (12)，直接导致低相干光的等效受激辐射截面 $\overline{\sigma_s}$ 明显下降。在相同的初始反转粒子数密度与增益介质长度条件下，增益倍数与受激辐射截面呈指数依赖关系，因此宽带特性最终导致低相干光的净增益显著低于相干光。同时受限于增益介质的有限增益带宽，光谱边缘频率成分的增益受到抑制，进一步拉大了两类光束的增益差距。

进一步分析低相干光的动态增益饱和特性与时域波形演化规律，实验结果如图 6 所示。

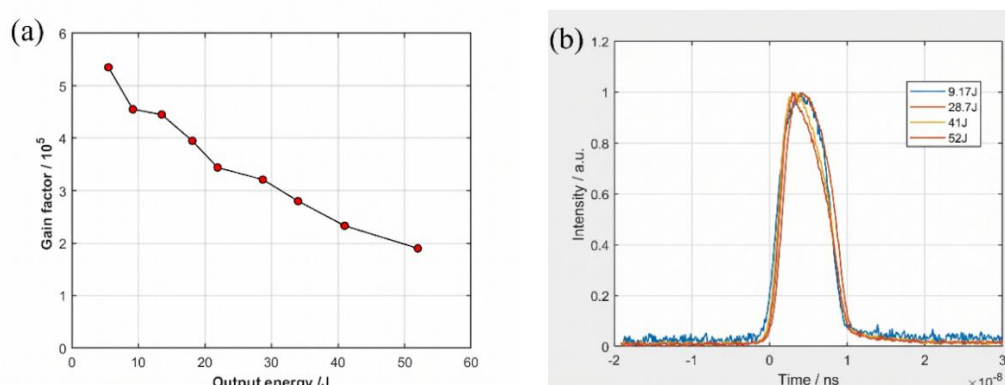


图 6 低相干光的动态增益特性 (a) 表示增益倍数和输出能量间的关系；(b) 表示低相干光放大过程中的脉冲畸变 (6.92ns)

Fig.6 Amplification of low-coherence laser: (a) indicates the relationship between gain factor and output energy; (b) shows the pulse distortion occurring in the amplification process of low-coherence laser (6.92ns)

如图 6 (a) 所示, 低相干光的增益倍数随输出能量升高呈单调下降趋势: 小信号注入条件下, 增益倍数最高可达 5.4×10^5 ; 随着输出能量提升至 52J, 增益倍数下降至约 1.7×10^5 。

这一动态饱和趋势可由公式 (11) 精确阐释: 在小信号注入下, 低相干光的能量密度 F_{in} 远小于介质的有效饱和通量 $\overline{F_s}$ 时 (即 $\frac{F_{in}}{\overline{F_s}} \rightarrow 0$), 公式 (11) 中指数项可通过一阶展开近似为 $G \approx \frac{\overline{F_s}}{F_{in}} \cdot \frac{\overline{G_0} F_{in}}{\overline{F_s}} = \overline{G_0}$, 此时反转粒子数充裕, 增益倍数最高。随着输入能量密度的稳步提升 (趋向 52J), $\exp(F_{in} / \overline{F_s})$ 指数级增长, 增益公式近似为 $G \approx 1 + \frac{\overline{F_s} \ln \overline{G_0}}{F_{in}}$, 导致总增益 G 随着注入能量的增加呈现倒数级下滑, 在 52J 时降至 1.7×10^5 , 理论演化趋势与实验测量结果高度吻合。

此外, 实验观测了不同输入能量下的放大过程中的脉冲时域畸变, 如图 6(b) 所示, 在输出能量为 9.17J 时 (蓝色曲线), 脉冲形状与注入光束基本保持一致, 这是由于注入能量低, 电场 $E(z,t)$ 弱, 公式 (13) 第三式右侧受激消耗速率极小 ($\frac{\partial N}{\partial t} \approx 0$), 在整个过程中反转粒子数 $N(z,t)$ 几乎保持恒定, 依据公式 (13) 第一式, 脉冲前沿与后沿的增益相同, 波形得以保持; 但当输出能量达到 52J 时, 出现显著的时域波形畸变, 此时由于注入能量高, 根据公式 (13) 第二式大量的反转粒子数与高光强耦合产生强烈的介质极化强度 $P(z,t)$, 该极化强度反作用于公式 (13-a) 驱动了电场沿空间传播方向剧烈放大, 导致脉冲前沿陡峭, 随着反转粒子数的消耗, $\frac{\partial N(z,t)}{\partial t}$ 变为绝对值极大的负值, 反转粒子数消耗速度远大于脉冲的时域宽度, 因而引发后沿塌陷、脉冲半高宽变窄、中心前移的时域畸变现象。

在空间传输特性方面，光束经过末级 $\Phi 70\text{ mm}$ 钼玻璃放大器后，光斑直径扩张至约 51 mm 。为提升靶面聚焦能量密度，光束经空间滤波器 SF4 进行缩束与空间滤波，最终输出近场光斑直径为 25.6 mm ，对应的平均能量密度达 10.1 J/cm^2 ，峰值功率密度约 1 GW/cm^2 ，如图 7(a) 所示。

为了定量解释低相干光传输现象，本文依据第 2 节建立的部分相干光场理论，对其对比分析。以图 7(a) 所示放大后的实测近场强度作为输入光束包络，利用公式 (8) 表征其交叉谱密度函数 $W_0(r_1, r_2)$ ，经焦距为 f_L 的透镜聚焦后，根据部分相干光的广义 Huygens-Fresnel 原理，远场的交叉谱密度与近场满足二维傅里叶变换关系：

$$W_f(\rho_1, \rho_2) = \frac{1}{\lambda^2 f_L^2} \iint W_0(r_1, r_2) \exp\left[-\frac{ik}{f_L} \rho(r_1 - r_2)\right] d^2 r_1 d^2 r_2 \quad (14)$$

远场的光强分布 $I_f(\rho)$ 即为远场交叉谱密度的观测对角元，即：

$$I_f(\rho) = W_f(\rho, \rho) \quad (15)$$

远场测量结果显示，放大后光束的衍射极限为 $30.832\mu\text{m}$ ，如图 7(b) 所示，与理论值 ($D_{theory} = \frac{2.44\lambda f}{D} = 30.146\mu\text{m}$) 几乎一致。

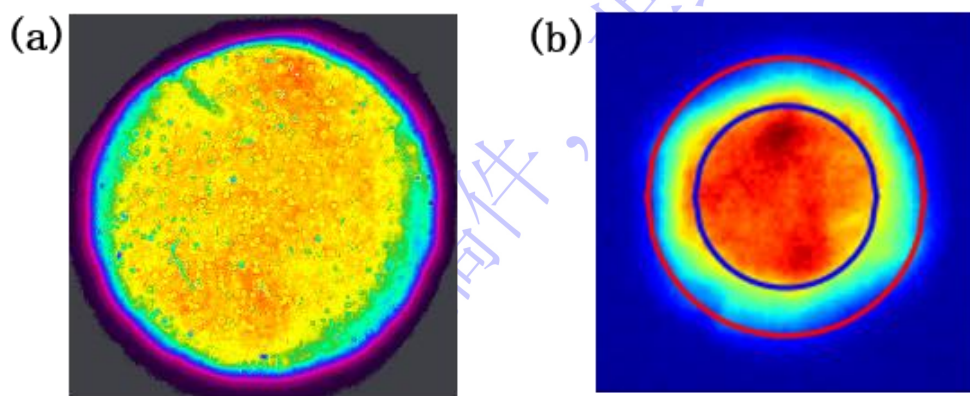


图 7 低相干光放大后的近、远场图 (a)近场图；(b) 远场图

Fig.7 Near-field and far-field patterns after low-coherence laser amplification (a)Near-field pattern; (b)far-field pattern

为了评价放大后低相干激光的远场聚焦性能,本文引入衍射极限倍数(Times Diffraction Limit, TDL)作为空间尺度的归一化基准并计算远场环围能量曲线, $1TDL = D_{theory}$ 。远场环围能量比定义为以焦斑中心为圆心、半径为 r 的圆域内包含的能量与远场总能量之比。利用公式 15 求得的远场径向光强 $I_{far}(r')$ 即可求得理论上的远场环围能量比, 即:

$$EE(r) = \frac{\int_0^r I_{far}(r') \cdot 2\pi r' dr'}{\int_0^\infty I_{far}(r') \cdot 2\pi r' dr'} \times 100\% \quad (16)$$

图 8 给出了高相干激光、理论低相干光与实验中低相干光的远场环围能量比曲线。结果表明理论曲线与实验曲线高度吻合,证明了低相干光理论与实验数据的正确性;与高相干激光相比,低相干激光的远场能量集中度较差,需要更大的衍射极限倍数才能包围等量的能量,反映其空间相干性在宏观衍射上的退化特征。

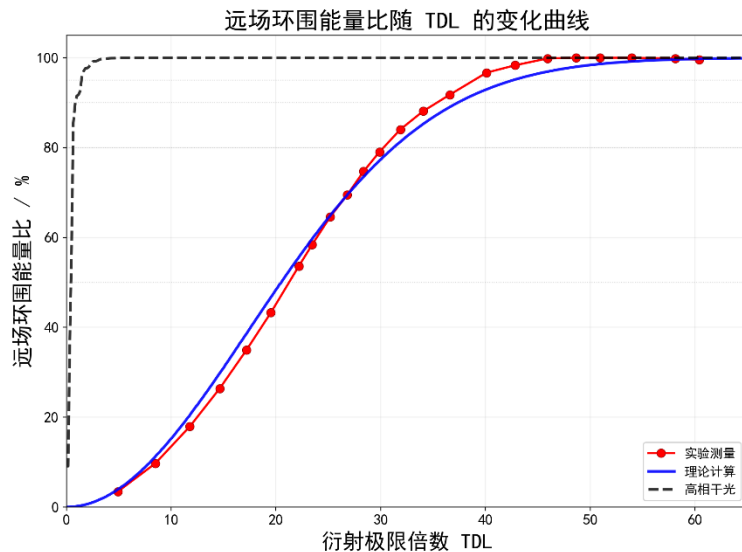


图 8 远场环围能量比与衍射极限倍数之间的关系（红色为实验测量，蓝色为理论计算，黑色为高相干光的理论计算）

Fig.8 Relationship between the far-field encircled energy and diffraction limit factor (red: experimental measurements, blue: theoretical calculations, black: theoretical calculations for highly coherent light.)

对 4F 成像简并腔激光器输出光的光谱进行采集，采集结果如图 9 所示。对比放大前后光谱数据，结果表明，放大前输出激光光谱中心高度在 1054.3nm 处，其光谱的半高宽（FWHM）大约为 3.86nm。而放大后输出激光光谱中心高度在 1054.22nm 处，其光谱的半高宽（FWHM）大约为 1.77nm，发生少许增益窄化。

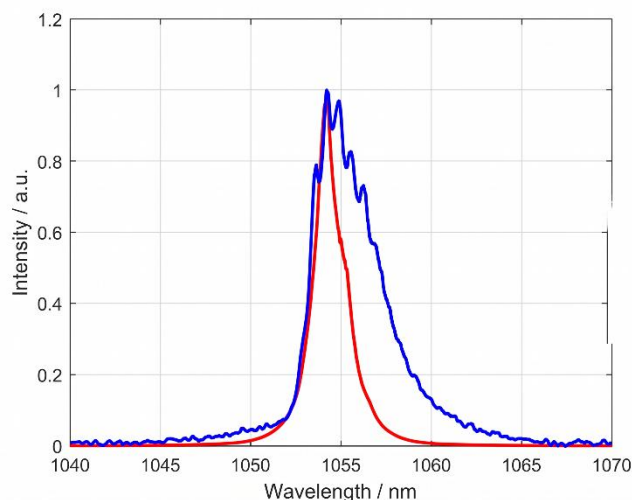


图 9 种子源输出光谱和放大后光谱图（蓝色为种子源输出光谱，红色为放大后光谱）

Fig.9 Spectra of the seed source and amplified output (blue: seed source spectrum, red: amplified spectrum)

这种光谱的增益窄化现象主要由以下三种物理机制共同导致：首先，增益介质固有的有限增益线宽限制了宽带放大的能力。由于介质在中心波长处的增益系数显著高于光谱边缘区域，中心频段在多级放大过程中获得了指数级的放大优势，导致整体光谱轮廓被动收缩。其次，高功率条件下的强增益饱和效应加剧了这一演化。当注入光强足够大时，增益介质中的反转粒子数被快速大量提取而发生饱和，这不仅限制了整体增益倍数，更使得远离中心频率的弱光谱成分难以获得有效放大。最后，宽带多模激光在非线性介质中存在光束模式的竞争。在放大过程中，强度较高的主模在增益时占据绝对优势，抑制了周围弱竞争模式的起振与放大，迫使输出能量进一步向中心主频段集中，从而在宏观上表现为光谱半高宽的显著窄化。为了量化各因素对光谱窄化的贡献，本文基于控制变量法对理论模型计算。首先在小信号放大阶段，若仅考虑增益介质有限带宽导致的线性调制，前文实验测得输入光谱半高宽 $\delta\lambda = 3.86\text{nm}$ ，小信号增益 $G_0 = 5.4 \times 10^5$ ，实验多级放大平台的增益线宽 $\Delta = 22\text{nm}$ 。根据公式 10 可得由有限增益带宽引起的理论输出光谱宽度为 $\Delta_{linear} = 3.26\text{nm}$ ，占总增益窄化 28.7%，这表明由增益介质有限带宽导致的线性调制对光谱窄化的影响较小，而宽带多模激光的非线性模式竞争对时空低相干激光高能放大过程中发生的光谱窄化现象起到主要作用。

为了表征低相干光光场的空间相干性，本文对光场硬边调制效果进行了定性研究。在空间滤波器 SF4 后方对基频光束进行了刀口硬边衍射测试。图 10 和图 11 分别为传统相干光与低相干光的硬边衍射光场与归一化光强分布曲线图。

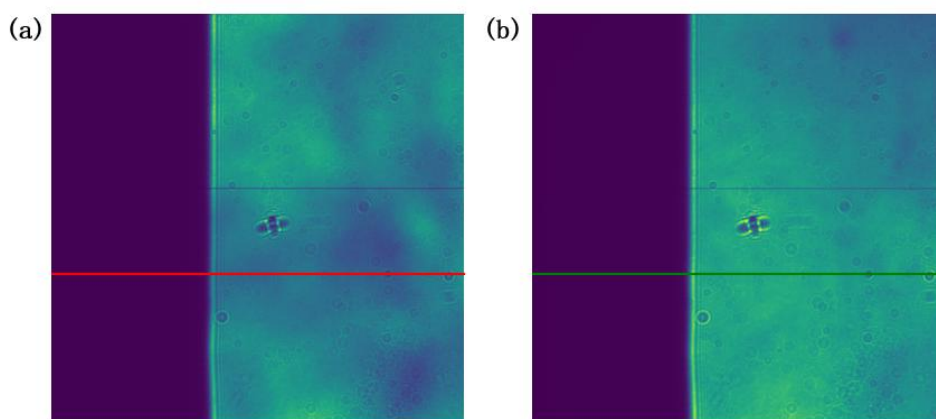


图 10 激光经硬边衍射后的光场 (a) 空间相干光; (b) 低空间相干光

Fig. 10 Optical field after hard-edge diffraction: (a) for spatially coherent light; (b) for spatially low-coherent light

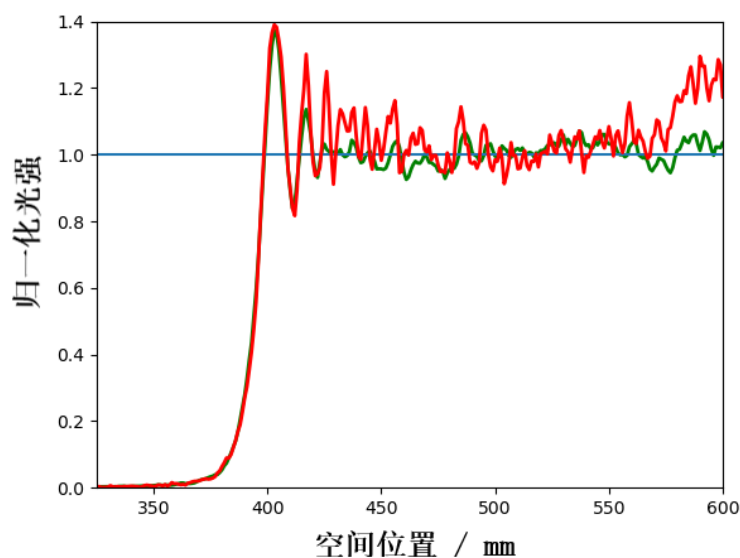


图 11 激光经硬边衍射后的归一化光强分布曲线 (红色为空间相干光, 绿色为低空间相干光)

Fig. 11 Normalized light intensity distribution curves of the laser after hard-edge diffraction (red: spatially coherent light, green: spatially low-coherent light).

衍射条纹对比度 V 的定义式为：

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (17)$$

求得相干光与低相干光的条纹对比度分别为 0.36 和 0.02。对比结果清晰地显示，相比于传统相干光，低相干光在经过硬边调制后，其衍射条纹的数量和条纹对比度均显著降低。这一物理现象强有力地证明了，即使经过了高达 50J 的多级非线性放大，该激光束依然保持着优异的低空间相干特性。该过程可由随机复数屏法证明。假设硬边刀口的过滤函数为 $A(r)$ （透射区域内 $A(r)=1$ ，其余区域 $A(r)=0$ ），当时空低相干光束通过该硬边光阑时，每一帧独立的相干电场分量在紧贴刀口后表面的透射场被调制为 $T_{n,aper}(r) = T_n(r) \cdot A(r)$ ，这些分量在自由空间中的小尺度衍射传输遵循公式 3 的傍轴衍射方程。经距离 z 到达探测平面（CCD 基准面）后，CCD 最终采集到的时间积分总光强分布 $I(r, z)$ 为各帧独立光强的线性和，即

$$I(r, z) = W(r, r, z) \approx \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |T_n(r, z)|^2 \quad (18)$$

如 2.1 节所言，4F 成像简并腔输出的是大量空间解耦、相位完全随机的本征横模集合，这意味着不同帧电场独立产生的衍射条纹存在显著且随机的平移错位与相位相消，从而在长时间尺度上产生极强的抹平作用，削弱了条纹对比度，高频衍射条纹大量消失。这对于后续抑制 ICF 靶面的激光等离子体不稳定性具有极其重要的工程应用价值。

4. 结论

本文从 4F 成像简并腔的模式自再现理论出发，提出并系统验证了一种基于 4F 成像简并腔的时空低相干激光产生与高能放大方案。理论研究表明，4F 简并腔打破了传统稳定腔的强模式约束，其输出光场本质是大量独立横模的非相干叠加，宏观等效于扩展光源；本文进一步建立了基于随机复数屏法与动力学近似方程组的低相干光非线性放大传输理论，为实验分析提供了完整的理论框架。

在多级钕玻璃放大平台上，本文首次系统研究了时空低相干光的放大传输特性，实现了最高 52 J 的高能量输出，净增益达 1.38×10^5 。受限于增益介质带宽分布与大信号增益饱和效应，宽带低相干光在放大过程中呈现特有的演化规律：增益倍数随能量提取呈饱和下降趋势，脉冲波形出现时域畸变，光谱发生增益窄化。通过理论模型与实验数据的系统对标，上述演化规律均得到了定量或定性的机理解释，理论与实验结果吻合良好。光场特性表征结果表明，经过多级非线性放大后，光束仍保持优异的低空间相干特性：远场能量集中度低于相干光，硬边衍射条纹对比度仅为 0.02，空间低相干特性得到有效保持。

在工程应用层面，4F 简并腔低相干种子源具备与现有高功率激光装置的良好兼容性，其输出波长、脉宽、口径等参数可匹配现有钕玻璃放大系统的注入要求，可直接替代传统种子源注入多级放大链路，无需对主放大系统进行结构性改造，具备较快的工程落地潜力。同时，该技术面向神光系列等大型激光装置的集成应用仍面临核心挑战：一是多级放大中的光谱窄化会逐步提升时间相干性，需研究宽带增益匹配、光谱整形等方案，维持输出光束的低时间相干特性；二是长传输链路与高通量条件下，低相干光的非线性自聚焦效应、空间相干性演化规律仍需系统验证；三是低相干光的倍频效率、靶面匀滑效果与 LPI 抑制能力，需

在靶端开展一体化验证。后续将针对上述关键问题开展专项研究，推进该技术在惯性约束聚变驱动装置中的工程应用。

本研究深化了对多模宽带激光在非线性介质中传输演化规律的理解，为开发具备强 LPI 抑制能力的新一代 ICF 激光驱动器奠定了重要的实验与理论基础，具有广阔的工程应用前景。

参考文献

- [1] Lindl J, Landen O, Edwards J, Moses E, Adams J, Amendt P A, Antipa N, Arnold P A, Atherton L J, Azevedo S, Barker D, Barrios M A, Bass I, Baxamusa S H, Team N I C 2014 *Phys. Plasmas* **21** 020501 72
- [2] Hurricane O A, Callahan D A, Casey D T, Celliers P M, Cerjan C, Dewald E L, Dittrich T R, Döppner T, Hinkel D E, Hopkins L F B, Kline J L, Le Pape S, Ma T, MacPhee A G, Milovich J L, Pak A, Park H S, Patel P K, Remington B A, Salmonson J D, Springer P T, Tommasini R 2014 *Nature* **506** 343
- [3] Montgomery D S 2016 *Phys. Plasmas* **23**
- [4] Glenzer S H, Froula D H, Divol L, Dorr M, Berger R L, Dixit S, Hammel B A, Haynam C, Hittinger J A, Holder J P, Jones O S, Kalantar D H, Landen O L, Langdon A B, Langer S, MacGowan B J, Mackinnon A J, Meezan N, Moses E I, Niemann C, Still C H, Suter L J, Wallace R J, Williams E A, Young B K F 2007 *Nat. Phys.* **3** 716
- [5] Marozas J A, Hohenberger M, Rosenberg M J, Turnbull D, Collins T J B, Radha P

- B, McKenty P W, Zuegel J D, Marshall F J, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Campbell E M, Goncharov V N, Bowers M W, Di Nicola J M G, Erbert G, MacGowan B J, Pelz L J, Yang S T 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 085001 6
- [6] Smalyuk V A, Shvarts D, Betti R, Delettrez J A, Edgell D H, Glebov V Y, Goncharov V N, McCrory R L, Meyerhofer D D, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Skupsky S, Stoeckl C, Yaakobi B, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Séguin F H 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 185005 4
- [7] Gao Y Q, Cui Y, Ji L L, Rao D X, Zhao X H, Li F J, Liu D, Feng W, Xia L, Liu J N, Shi H T, Du P Y, Liu J, Li X L, Wang T, Zhang T X, Shan C, Hua Y L, Ma W X, Sun X, Chen X F, Huang X G, Zhu J, Pei W B, Sui Z, Fu S Z 2020 *Matter Radiat. Extrem.* **5** 065201 28
- [8] Cao H, Xu J Y, Zhang D Z, Chang S H, Ho S T, Seelig E W, Liu X, Chang R P H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5584
- [9] Redding B, Choma M A, Cao H 2012 *Nat. Photonics* **6** 355
- [10] Wiersma D S 2008 *Nat. Phys.* **4** 359
- [11] Yu S F 2015 *J. Phys. D-Appl. Phys.* **48** 483001 28
- [12] Kim K, Bittner S, Zeng Y Q, Liew S F, Wang Q J, Cao H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **115** 071101 5
- [13] Arnaud J A 1969 *Appl. Optics* **8** 189
- [14] Pole R V 1965 *J. Opt. Soc. Am.* **55** 254
- [15] Nixon M, Redding B, Friesem A A, Cao H, Davidson N 2013 *Opt. Lett.* **38** 3858
- [16] Liew S F, Knitter S, Weiler S, Monjardin-Lopez J F, Ramme M, Redding B,

- Choma M A, Cao H 2017 *Opt. Lett.* **42** 411
- [17] Redding B, Cerjan A, Huang X, Lee M L, Stone A D, Choma M A, Cao H 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **112** 1304
- [18] Cerjan A, Bittner S, Constantin M, Guy M, Zeng Y Q, Wang Q J, Cao H, Stone A D 2019 *Phys. Rev. A* **100** 063814 15
- [19] Zhang K P, Zhang X Q, Feng T, Zhang Y L, Wei H, Yang F L, Zhu J Q 2002 *Chin. J. Lasers* **49** 14 (in Chinese) [张昆鹏, 张笑琪, 冯滔, 张艳丽, 韦辉, 杨方伦, 朱健强 2002 *中国激光* **49** 14]
- [20] Yang F L, Zhang G W, Zhang X Q, Zhang Y L, Wang R F, Zhu J Q 2023 *Chin. Opt. Lett.* **21** 071901 6
- [21] Tang J H, Zhang X Q, Zhang Y L, Zhang G W, Wang R F, Chen Z A, Zhu J Q 2024 *Chin. J. Lasers* **51** 25 (in Chinese) [唐健豪, 张笑琪, 张艳丽, 张国文, 王瑞峰, 陈子昂, 朱健强 2024 *中国激光* **51** 25]
- [22] Liao D Y, Zhang G W, Chen Z Y, Liu Y X, Pu J X 2024 *Opt. Commun.* **558** 130341 7
- [23] Carter W, King H, Jamal T, Powell R, Winstone T, Tobiasiewicz M, Oliveira P 2026 *A kJ-class long-pulse Nd:glass laser with broadband capability for inertial fusion studies* (Vol. PC13888) (SPIE)
- [24] Fan M Q, Lin S T, Yao K, Qi Y F, Zhang J J, Zheng J W, Wang P, Ni L Q, Bao X Y, Zhou D D, Zhang B, Xiao K B, Xia H D, Zhang R, Li P, Zheng W G, Wang Z N 2023 *Matter Radiat. Extrem.* **8** 025902 9
- [25] Wang F, Li J, Martinez-Piedra G, Korotkova O 2017 *Opt. Express* **25** 26055

- [26]Feng L, Zhou H, Lyu R C, He P, Tian S, Pan J F, Zhen Y, Tian W L, Zhu J F, He X K, Wei Z Y 2025 *Chin. J. Lasers* **52** 344 (in Chinese) [冯磊, 周煌, 吕仁冲, 何鹏, 田森, 潘江帆, 甄勇, 田文龙, 朱江峰, 贺新奎, 魏志义 2025 *中国激光* **52** 344]
- [27]Kim G H, Yang J H, Lee D S, Kulik A V, Sall E G, Chizhov S A, Kang U, Yashin V E 2013 *J. Opt. Technol.* **80** 142

Research on Spatiotemporal Low-Coherence Laser Amplification Based on a 4F Imaging Degenerate Cavity*

YUAN Jingyu¹⁾²⁾ ZHANG Yanli²⁾ ZHANG Xiaoqi²⁾ ZHANG Guowen^{2)†} ZHU Jianqiang^{2)‡}

1) (School of Physical Sciences, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

2) (National Laboratory on High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract

In inertial confinement fusion (ICF), laser-plasma instability (LPI) induced by highly coherent light is a core bottleneck restricting high-gain energy yield, and spatiotemporal low-coherence lasers are recognized as an effective technical approach to mitigate this effect. Based on the physical

mechanism of transverse mode degeneracy in a 4F imaging degenerate cavity, combined with the random complex screen method and approximate laser amplification dynamics equations, this paper constructs a theoretical model governing the nonlinear amplification propagation of spatiotemporal low-coherence lasers and the evolution of cross-spectral density, which can quantitatively characterize the gain and coherence evolution laws of broadband multi-transverse-mode optical fields. On this basis, utilizing the spatiotemporal low-coherence light generated by a 4F degenerate cavity Nd:glass laser as the seed source, experimental investigations on the amplification characteristics are systematically conducted on a multi-stage rod Nd:glass amplification platform. The efficient amplification of a spatiotemporal low-coherence laser with a pulse width of 6.92 ns is successfully demonstrated for the first time, achieving a maximum output energy of 52J and a net gain of 1.38×10^5 . Furthermore, the evolution laws of gain saturation and spectral narrowing during the amplification process are quantitatively revealed, with the spectral full width at half maximum (FWHM) narrowed from 3.86 nm to 1.77 nm, and the contribution proportion of the gain-bandwidth filtering effect is explicitly identified. The results confirm that the laser beam well preserves its initial low spatial coherence characteristics even after multi-stage high-gain amplification, as evidenced by the hard-edge diffraction fringe contrast dropping to 0.02, showing excellent agreement between the

theoretical simulations and experimental data. This study provides a significant experimental foundation and critical theoretical support for the design of next-generation low-coherence laser drivers targeted at high-gain laser fusion.

Keywords: Degenerate cavity; Low-coherent light; Laser amplification; Inertial confinement fusion

* Project supported by the National Special Project of China (Project No.25A00228), the Self-Deployment Project(Project No.25J00236).

† Corresponding author. E-mail: guowenzhang@siom.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: jqzhu@siom.ac.cn

The first author. E-mail: jyyuan@mail.ustc.edu.cn

录用稿件，非最终出版稿