

基于激光干涉密度测量研究高超音速等离子体射流的形貌特征

王启维, 李光宇*, 孙 毅, 赵永正

上海科技大学终极能源中心, 上海

收稿日期: 2025年7月1日; 录用日期: 2025年11月19日; 发布日期: 2025年11月27日

摘 要

为研究等离子体喷射驱动磁惯性融合(PJMIF)中高超音速等离子体射流的形态特征, 本研究采用十通道时间分辨正交外差干涉仪进行观测。通过MATLAB对射流形态与密度分布进行仿真模拟以指导实验设计。采用高斯拟合、插值计算及阿贝尔逆变换等处理方法对相位数据进行分析, 成功重建了射流密度分布。实验测得射流在 $10^{16}\sim 10^{17}\text{cm}^{-3}$ 密度范围内呈现密度集中、边界清晰、对称性良好的特征, 为PJMIF研究提供了关键诊断依据。

关键词

PJMIF, 等离子体密度测量, 阿贝尔反演

Morphology of Hypersonic Plasma Jets Investigated by Laser-Interferometric Density Measurements

Qiwei Wang, Guangyu Li*, Yi Sun, Yongzheng Zhao

Center of Ultimate Energy, ShanghaiTech University, Shanghai

Received: July 1, 2025; accepted: October 19, 2025; published: November 27, 2025

Abstract

To study the morphology of hypersonic plasma jets in Plasma Jet-driven Magneto-Inertial Fusion, (PJMIF), a 10-channel time-resolved orthogonal heterodyne interferometer was employed. MATLAB

*通讯作者。

文章引用: 王启维, 李光宇, 孙毅, 赵永正. 基于激光干涉密度测量研究高超音速等离子体射流的形貌特征[J]. 应用物理, 2025, 15(11): 781-793. DOI: 10.12677/app.2025.1511082

simulations of jet morphology and density distribution guided the experimental design. Phase data were processed through Gaussian fitting, interpolation, and Abel inversion to reconstruct the density profile. The jets exhibited concentrated density, clear boundaries, and good symmetry within the range of $10^{16}\sim 10^{17}\text{cm}^{-3}$, providing essential diagnostic support for PJMIF research.

Keywords

PJMIF, Plasma Density Diagnostics, Abel Inversion

Copyright © 2025 by author(s) and Hans Publishers Inc.

This work is licensed under the Creative Commons Attribution International License (CC BY 4.0).

<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>



Open Access

1. 引言

在可控核聚变研究中,磁惯性约束聚变(Magneto-Inertial Fusion, MIF)因其融合了磁约束与惯性约束的优势,被认为是实现高增益聚变点火的潜在路径[1]-[4]。其中,等离子体射流驱动磁惯性聚变(Plasma Jet-driven MIF, PJMIF)通过多个高密度等离子体射流的汇聚压缩中心靶,构建可控且高效的压缩环境,为下一代聚变装置提供了新思路[5]-[7]。

在 PJMIF 实验过程中,等离子体射流通常具备高速度、大空间尺度和强演化特征,其密度分布直接决定了靶向压缩过程的均匀性与效率,高分辨率密度测量技术是该类实验中不可或缺的关键诊断手段[8][9]。激光干涉测量技术凭借其非接触、高灵敏度的优势,已广泛应用于等离子体密度诊断[10],特别是多通道时间分辨干涉系统能够实现等离子体空间分布的动态成像与定量反演,成为推动 PJMIF 研究的重要工具[11]-[13]。

为实现从干涉相位扰动到等离子体密度的有效重建,阿贝尔反演被广泛应用于轴对称等离子体系统的径向结构恢复中。然而,实验中存在多种因素(如中心偏移、信噪比不足、非对称演化等)会显著影响反演精度与物理一致性。因此,如何构建更加稳健、物理一致性更强的反演策略,是当前密度诊断中的研究重点。

本研究结合数值模拟与实验测量,利用 STG1 等离子体平台搭建的十通道正交外差激光干涉系统,获取了具有时间分辨能力的多通道相位数据。在模拟阶段,通过对等离子体射流的形貌与密度分布进行建模,为实验设计与数据处理提供参考。在实验阶段,构建二维相位图,采用高斯拟合与插值方法重建径向相位曲线,并实施阿贝尔反演。进一步系统比较不同中心选取与对称性处理策略对反演结果的影响,提出面向高速演化等离子体结构的优化反演方案。相关研究为 PJMIF 实验中的射流形貌演化诊断与衬套压缩建模提供了重要的理论依据与实验支撑。

2. 实验装置

2.1. 等离子体枪

STG1 (ShanghaiTech Plasma Gun 1)是上海科技大学自主研发的脉冲等离子体发射装置,作为国内首个面向 PJMIF 研究的平台型等离子体枪。

STG1 等离子体枪采用同轴电极结构,主要由气阀注气系统、预电离电路、主电容充放电系统和火花间隙开关组成。通过脉冲电流驱动等离子体加速并沿轴向喷出,具备良好的轴对称性和重复放电能力。

其设计支持调节射流初始密度、驱动电压和放电时序，适用于多种诊断手段配套(图 1)。

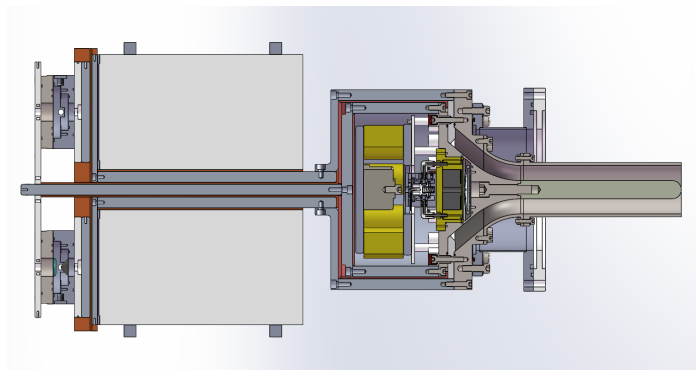


Figure 1. Cross-sectional design of STG1
图 1. STG1 截面设计图

STG1 输出的等离子体射流典型速度约 70 km/s，电子密度峰值可达 10^{17} cm^{-3} ，轴向长度约 50 cm，具备良好的时空一致性，适用于研究 PJMIF 中衬套汇聚、等离子体演化与压缩物理等核心问题。

2.2. 十通道时间分辨正交外差干涉系统

为实现对高速演化等离子体射流的密度演化过程进行高时间和空间分辨测量，本实验诊断方案在空间分辨与时间分辨两种路径中选择了后者。空间分辨的 Mach-Zehnder 干涉系统如图 2 所示，虽可获取完整二维密度图像，但在高速演化条件下难以覆盖全过程。

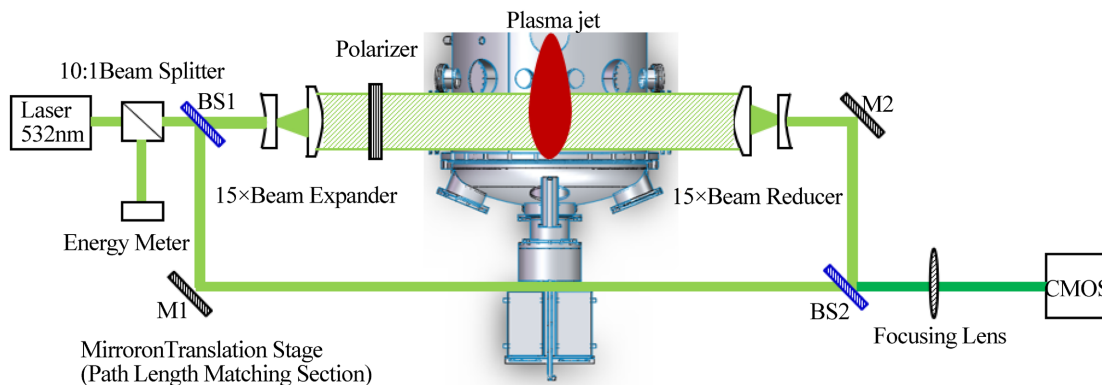


Figure 2. Cross-sectional design of STG1
图 2. STG1 截面设计图

而时间分辨系统采用十通道正交外差干涉结构，能实现单点多时刻的相位扰动追踪，具备纳秒级时间分辨率与良好抗扰性能。结合阿贝尔反演与多通道布局，该方案可还原射流的径向密度演化特征，适用于 STG1 脉冲等离子体的高动态过程捕捉，满足本实验对时序连续性和密度诊断的双重需求。

本研究在前期双通道时间分辨干涉诊断系统的基础上[14]，基于实验室已搭建的一套十通道时间分辨正交外差干涉系统，对轴向多个位置的电子密度进行同步诊断，系统示意图如下图 3 所示。

该系统以波长为 532 nm、输出功率约 500 mW 的 Nd:YAG 激光器为光源，经过扩束、偏振分光及声光调制(AOM)后，分别形成参考光和探测光两路。调制频率为 110 MHz，通过正交拍频干涉手段实现高灵敏相位测量。

系统主探测臂设有 10 通道光纤阵列, 纵向竖直排列, 距离等离子体枪口 255 mm。相应的参考光也经分光形成 10 通道输入, 最终干涉信号由 10 通道光电探测器采集, 获得瞬态相位变化曲线。该系统具备空间分辨能力, 分辨率由光纤间距决定, 本装置通道间距 10 mm, 可广泛应用于电子密度约 $10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的高速等离子体射流密度测量任务。

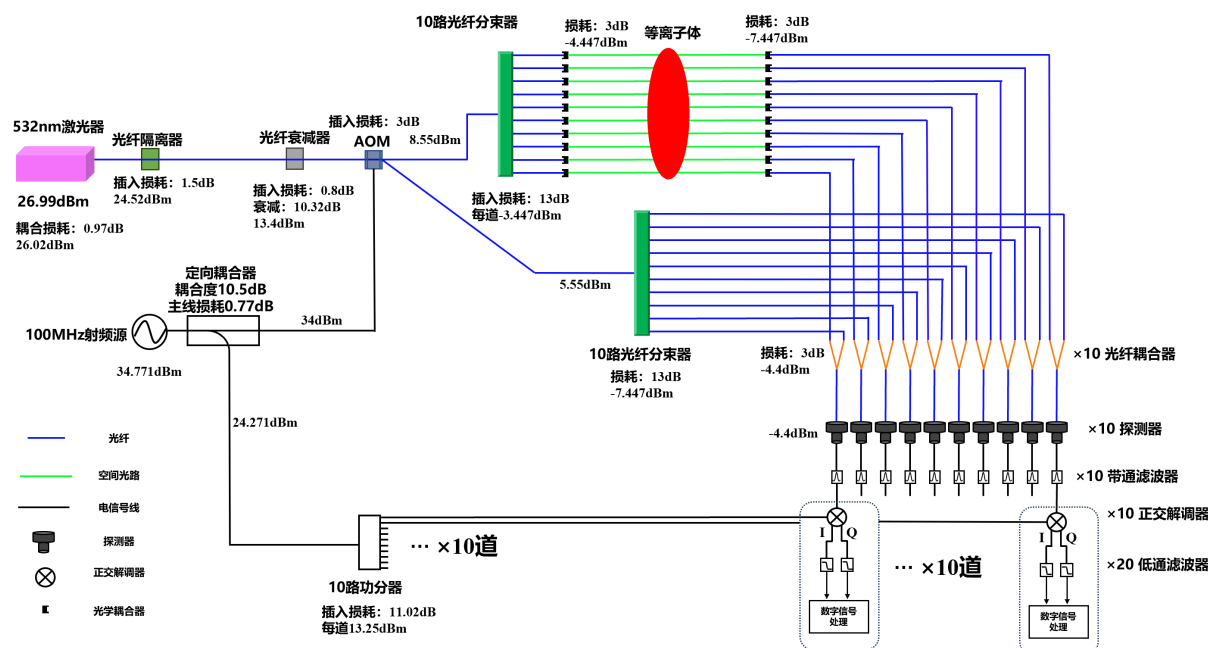


Figure 3. 10-chord time-resolved interferometer

图 3. 十通道时间分辨正交外差干涉系统

3. 数值模拟

由于本实验的等离子体射流速度很大, 对实验装置的空间分辨率提出了很高的要求, 要求做空间自由光, 并需要很大的光斑, 通过实验和数据反演算法进行射流形貌还原难度很大。鉴于此, 先采用 Matlab 软件进行了对等离子体形貌和密度分布的模拟, 旨在为实验提供参考。

为模拟等离子体对激光干涉波前的相位扰动, 首先构建二维高斯型电子密度分布模型 $n_e(x, y)$, 如图 4 所示。

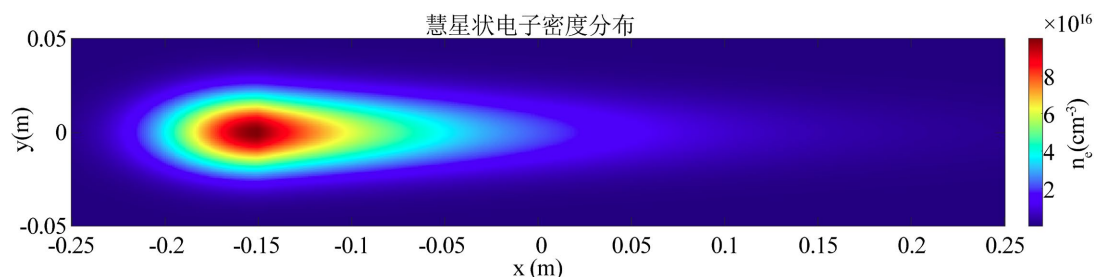


Figure 4. Comet-like electron density distribution

图 4. 彗星状电子密度分布

依据光在等离子体中传播所经历的折射率变化, 计算得到物光相位延迟分布 $\phi(x, y)$, 其结果见图 5。

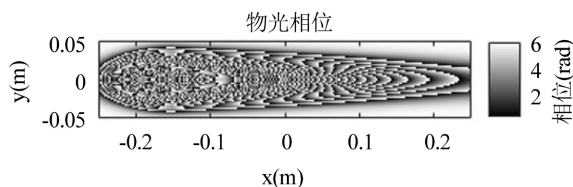


Figure 5. Object light phase distribution diagram

图 5. 物光相位分布图

接着, 将物光与平面参考光场叠加, 得到干涉图像 $I(x, y)$, 如图 6 所示。

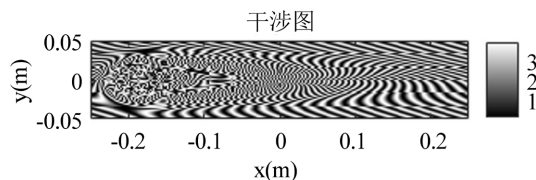


Figure 6. Interferogram

图 6. 干涉图

该干涉图中的条纹密度与弯曲形态记录了等离子体引起的相位扰动信息。对干涉图进行二维傅里叶变换(FFT)后得到频谱幅度图, 如图 7, 其中 ± 1 级频带包含待提取的物光信息。

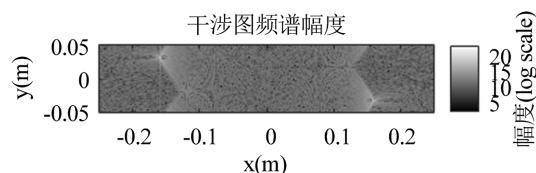


Figure 7. Interferogram spectral amplitude

图 7. 干涉图频谱幅度

通过带通滤波选取+1级频带, 并将其中心化处理后进行反傅里叶变换, 重建得到物光复振幅的包裹相位分布(图 8), 其相位值限定在 $[-\pi, \pi]$ 区间。

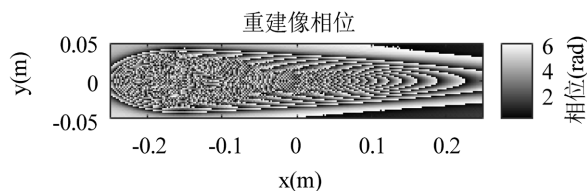


Figure 8. Reconstructed image phase

图 8. 重建像相位

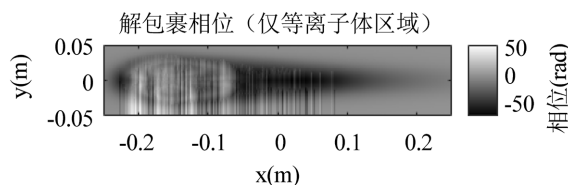


Figure 9. Unwrapping phase (plasma region only)

图 9. 解包裹相位(仅等离子体区域)

最后,应用二维相位解包裹算法对包裹相位 $\Phi_{\text{wrapped}}(x, y)$ 进行连续化处理,得到无跳变的真实光学相位分布 $\phi(x, y)$, 如图 9 所示。

解包裹后的相位图与初始设定的理论相位在整体趋势上保持一致,验证了整个模拟和处理流程的正确性。

4. 数据分析

4.1. 等离子体射流结构与演化特征

为进一步分析等离子体射流的时空演化特征及其密度分布,需结合诊断系统获取的多通道相位数据与辅助图像信息进行处理与反演。图 10 展示了 2025 年 2 月 28 日 STG1 装置在典型参数条件下产生的一次等离子体射流(Shot 1)的高速成像结果,向左为射流的方向,成像时刻分别对应 $13.5 \mu\text{s}$ 与 $14.25 \mu\text{s}$,可清晰观察到等离子体从喷口区域沿 z 轴方向快速推进,其主密度结构呈现出明显的轴向对称性,中心区域亮度增强、外周出现拖尾结构,具有“彗星状”形貌特征。

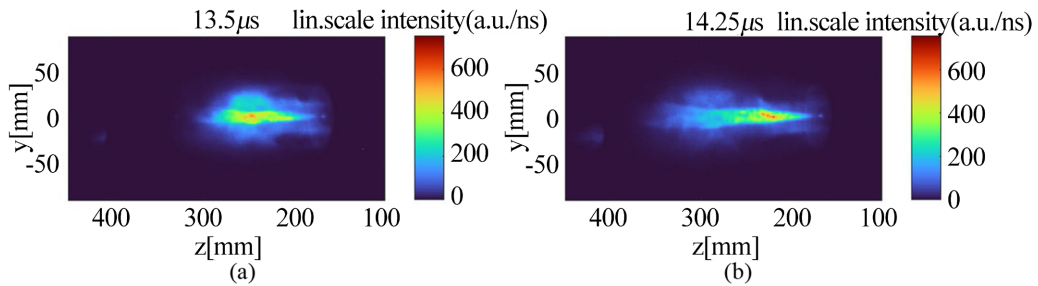


Figure 10. High-speed imaging result of Shot 1 on 2025-02-28: (a) $13.5 \mu\text{s}$; (b) $14.25 \mu\text{s}$

图 10. 2025 年 2 月 28 日 Shot 1 的高速成像结果(a) $13.5 \mu\text{s}$; (b) $14.25 \mu\text{s}$

该类图像为干涉数据反演提供了空间分布先验,亦可用于辅助判断反演区域选择与核心剖面提取的物理合理性,接下来将结合十通道干涉相位数据开展阿贝尔反演。

4.2. 干涉数据处理与二维相位图构建

本实验采用十通道时间分辨正交外差干涉系统获取等离子体射流在不同径向位置上的相位扰动信息。该系统基于拍频干涉原理,将探测光与参考光在射频偏移条件下发生干涉,并由高速采集卡记录每一路通道的干涉信号。干涉信号包含同相分量 $I(t)$ 与正交分量 $Q(t)$,反映干涉光强随时间变化的特征信息。为提取等离子体导致的瞬时相位变化,采用 IQ 解调方法计算信号相位:

$$\phi(t) = \arctan\left(\frac{Q(t)}{I(t)}\right) \quad (1)$$

通过对十通道信号分别进行解调,可获得每一路通道在整个演化过程中的相位变化曲线。进一步将各通道相位随时间变化的数据进行空间拼接,可构建二维相位扰动演化图,反映等离子体射流在径向上的整体动态特征。

为了揭示等离子体在横截面上的密度演化过程,本文基于 10 通道干涉测量信号,构建了具有时间与空间分辨率的二维相位分布。首先分别获取通道电信号的同相(I)与正交(Q)分量,每通道信号以 2.5 ns 时间分辨率连续采样。随后,通过 IQ 解调计算得到每通道随时间变化的原始相位:

$$\phi_i(t) = \arctan2(Q_i(t), I_i(t)), i = 1, 2, \dots, 10 \quad (2)$$

这些相位曲线在 10~30 μs 内呈现明显扰动, 是典型的等离子体干涉特征。

接着, 采用 `unwrap` 算法对各通道相位进行相位展开, 消除 $[-\pi, \pi]$ 周期跃变, 并采用滑动窗口对相位进行滤波与背景拟合, 去除系统漂移趋势, 获得平滑的相位扰动曲线 $p_i(t)$ 。如图 11 所示, 将 10 通道相位扰动数据在时间 - 通道位置的二维坐标上重构, 得到三维相位扰动图:

$$P(x_i, t_j) \in \mathbb{R}^{10 \times N_t} \quad (3)$$

其中 x_i 为通道对应的径向位置, t_j 为时间点, 矩阵的纵轴为物理位置(半径方向), 横轴为时间, 颜色代表相位值(单位: rad)。

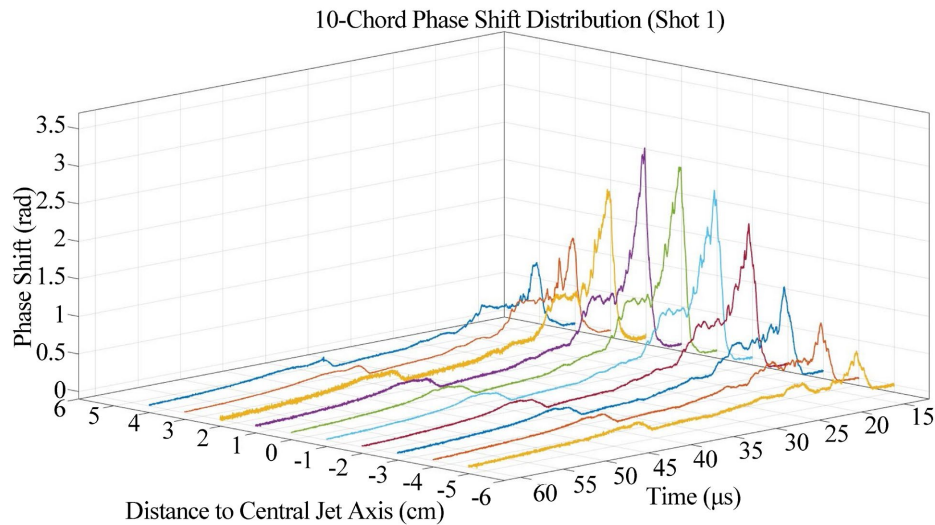


Figure 11. 3D distribution of phase perturbations from the 10-channel system

图 11. 10 通道组成的相位扰动三维分布图

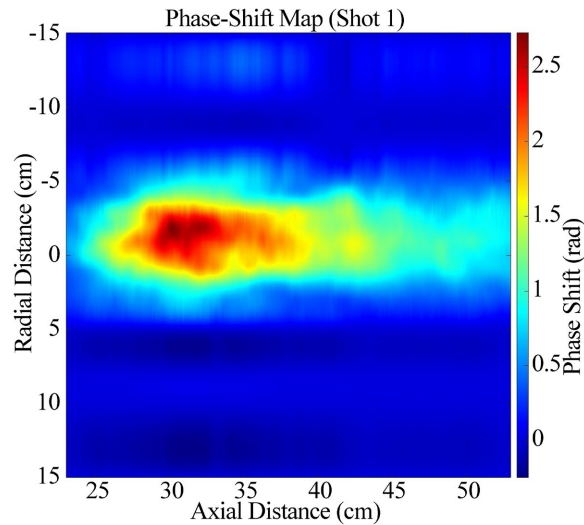


Figure 12. Original phase diagram (two-dimensional interpolated phase distribution)

图 12. 原始相位图(二维插值相位分布)

为了将时间轴进一步转换为空间轴向坐标, 需将时间 t 映射为喷流推进方向上的轴向位置 z 。依据高速成像结果估算, 等离子体主密度结构前沿以 $v_{\text{jet}} \approx 70 \text{ km/s}$ 的速度沿 z 轴传播, 设定参考时刻 $t_0 = 12 \mu\text{s}$,

对应位置 $z_0 = 0$ ，其对应的轴向位置可由：

$$z(t) = v_{jet} \cdot (t - t_0), z_{cm} = z \times 10^{-4} \quad (4)$$

将所有时刻 t_j 映射为对应轴向坐标 z_j ，即实现 $P(x, t)$ 的变换。为了生成结构清晰的二维图像，采用二维双线性或三次样条插值对原始稀疏矩阵进行填充，得到如图 12 所示的二维插值相位图。其中横轴为径向位置 x ，纵轴为轴向位置 z ，颜色代表相位扰动强度；红色区域对应相位峰值，蓝色区域为近零或负相位区；中央主峰偏左，表明等离子体密度主结构靠近喷口处生成，呈彗星形态推进。

图 12 所示的二维相位图不仅为后续高斯拟合与阿贝尔反演提供了输入数据基础，也揭示了等离子体径向 - 轴向密度扰动的初始空间分布形貌。

4.3. 高斯拟合法密度反演

为进一步提升阿贝尔反演的稳定性与结构还原效果，本文引入高斯拟合法对插值相位分布曲线进行平滑处理，并以其构造光滑、对称的输入函数用于密度反演。该方法在降低噪声敏感性、消除边缘扰动、增强径向结构物理一致性方面具有重要优势，尤其适用于存在轻微偏移或不完全对称结构的等离子体密度诊断。

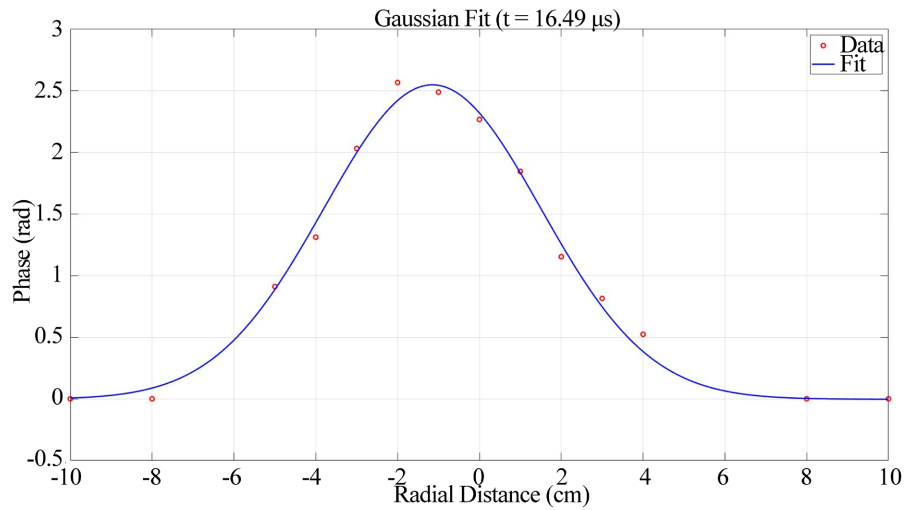


Figure 13. Radial phase-shift data and Gaussian fit at $t = 16.49 \mu s$

图 13. $t = 16.49 \mu s$ 时刻的径向相移数据及其高斯拟合结果

如图 13 所示，选取典型时刻(如 $t = 16.49 \mu s$)下的径向插值相位分布 $\varphi(r)$ ，本文以主峰位置作为中心，对该相位曲线采用高斯函数进行拟合，提取出其平滑表达式。所采用的一维高斯函数形式如下：

$$\varphi(r) = A \cdot \exp\left(-\frac{(r - r_0)^2}{2\sigma^2}\right) + \varphi_0 \quad (5)$$

其中 A 为相移幅度， r_0 为主峰位置， σ 为宽度参数， φ_0 为基线偏移。拟合后的平滑相位分布消除了实验相位图中由干扰、噪声或偏置引起的突变与不连续性，增强了后续反演计算的稳定性与可物理解释性。

拟合完成后，将平滑相位分布代入离散阿贝尔反演公式进行反演，其表达为：

$$\rho(r_i) = \frac{1}{\pi} \sum_{j=i}^{N-1} \frac{1}{\sqrt{x_j^2 - r_i^2}} \cdot \frac{\varphi_{j+1} - \varphi_j}{x_{j+1} - x_j} \quad (6)$$

得到径向电子密度分布，见图 14：

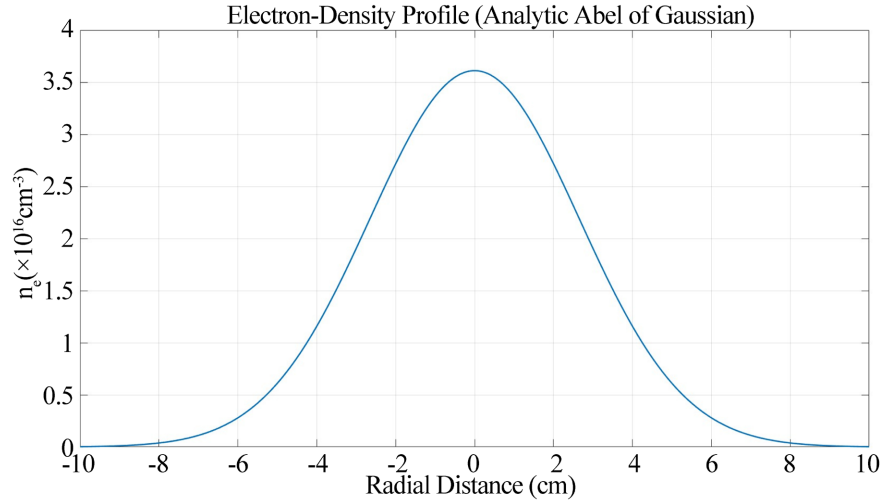


Figure 14. Radial electron density profile reconstructed via Abel inversion from the Gaussian fit
图 14. 基于高斯拟合结果经阿贝尔反演重建的径向电子密度分布

从图中可见，电子密度在径向中心 $r = 0\text{cm}$ 附近达到最大，随后沿径向对称下降，边界光滑且无数值震荡，说明所用高斯拟合模型和插值反演算法收敛良好、稳定可靠。所得最终电子密度峰值为：

$$\rho_{peak} = 3.611 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} @ r = -0.05 \text{ cm} \quad (7)$$

且密度峰值位置偏离中心较小 ($< 0.1\text{cm}$)，反映出喷流结构较为对称。

4.4. 插值法密度反演

为获得更平滑且稳定的反演结果，本文采用插值 - 阿贝尔反演方法对相位沿径向的分布曲线进行预处理，并以其插值函数为输入开展密度反演。该方法可在保证原始数据物理连续性的基础上，显著抑制由于边缘振动、主峰偏离等因素导致的数值畸变，适用于存在噪声扰动或者非对称结构的等离子体密度重建场景。

采用三次 Hermite 分段插值法(PCHIP)，将有限离散通道的相位数据在 $[-10, 10]\text{cm}$ 区间扩展为等间距的高分辨率数据点，确保相位函数在 $r = 0$ 附近具有充分解析性。设插值点为 x_{dense} ，原始相位点为 ϕ_i ，则插值函数表达为：

$$\phi_{\text{interp}}(x) = \text{interp1}(x_{\text{interp}}, \phi_i, x_{\text{dense}}, 'pchip') \quad (8)$$

随后对插值得到的相位函数进行一维阿贝尔反演，得到电子密度分布 $\rho(r)$ ，并通过镜像展开获得对称分布：

$$\rho_{\text{full}}(r) = \begin{cases} \rho_{\text{half}}(-r), & r < 0 \\ \rho_{\text{half}}(r), & r \geq 0 \end{cases} \quad (9)$$

上述镜像扩展操作保证了反演得到的一维电子密度分布在径向方向上的结构对称性，为后续二维密度图构建与物理特征提取提供基础。

考虑到主峰可能偏离几何中心，本文基于插值函数构造四种不同的反演策略，对比其对密度结果的影响，具体包括(图 15)：

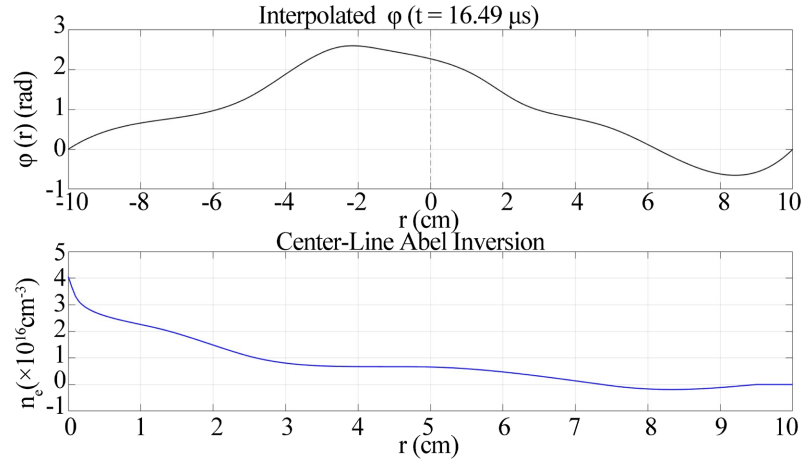
1) 以 $r = 0$ 为中轴线(无平均处理)

Figure 15. Top: Interpolated radial phase distribution. Bottom: 1D Abel-inverted electron density centered at $r = 0$, using only the right-side ($r \geq 0$) data

图 15. 上图：插值后的径向相位分布；下图：以 $r = 0$ 为中轴线进行一维阿贝尔反演得到的电子密度分布，仅使用右侧($r \geq 0$)数据

直接以几何中心为反演对称轴，反演前不做任何平滑或均值处理，得到的结果如下：

$$\rho_{1D}^{peak} = 4.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (10)$$

从图中可以看出，由于相位峰值偏离 $r = 0$ ，以几何中心为对称轴可能引入结构偏移，造成密度曲线在中心两侧出现不对称现象，具体表现为左侧密度略高于右侧，且反演结果存在轻微的数值起伏。

这种中轴线误差将直接影响峰值位置的判断和后续的尺度估计，尤其对于非完全对称或存在偏置的等离子体射流结构，可能导致反演结果低估主密度区域。下面我们采用相位主峰位置作为径向对称轴，重构出以峰值为中心的密度剖面，期望提高反演物理意义的一致性和结构准确性。

2) 以主峰位置为中轴线(无平均处理)

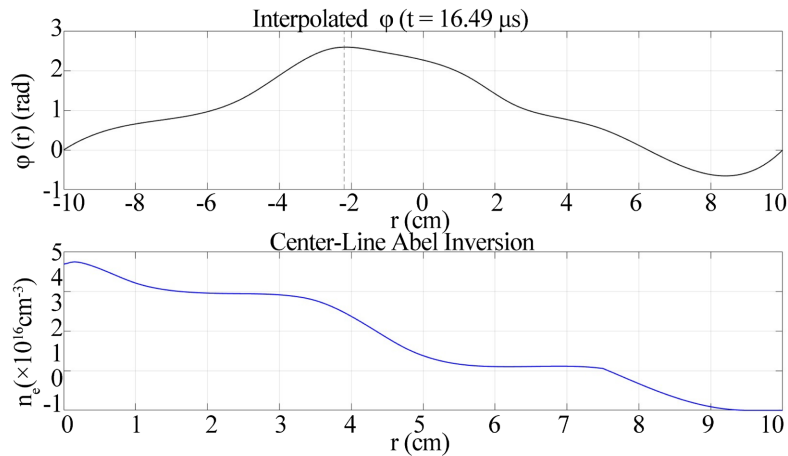


Figure 16. Top: Interpolated radial phase distribution. Bottom: 1D Abel-inverted electron density centered at the phase peak, using only the right-side ($r \geq 0$) data

图 16. 上图：插值后的径向相位分布；下图：以相位最大值处为中轴线进行一维阿贝尔反演得到的电子密度分布，仅使用右侧($r \geq 0$)数据

由图 16 可见, 当采用相位主峰作为对称中心后, 重构结果的密度峰值降为:

$$\rho_{1D}^{peak} = 1.87 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (11)$$

差值超过一倍。

这一显著差异表明: 若强行以几何中心作为阿贝尔反演的对称轴, 由于反演过程对相位变化率(而非相位绝对值)高度敏感, 实际的主密度区域可能被偏置至反演边界, 导致中心密度出现非物理性虚高。而以相位主峰位置为反演轴心, 不仅能够获得更接近实际的峰值密度, 还可得到分布更为平滑、边界衰减更自然的径向密度曲线, 整体结构更具物理可信性。

3) 插值后对称平均 + $r = 0$ 为反演轴

为进一步提升反演结果的稳定性与对称性, 引入对称平均策略。该方法在径向上以某一对称中心为基准, 分别对左右两侧等距点进行均值处理, 构建出平滑且具镜像结构的 $\varphi(r)$ 分布, 随后进行阿贝尔反演并镜像恢复完整密度曲线(图 17)。

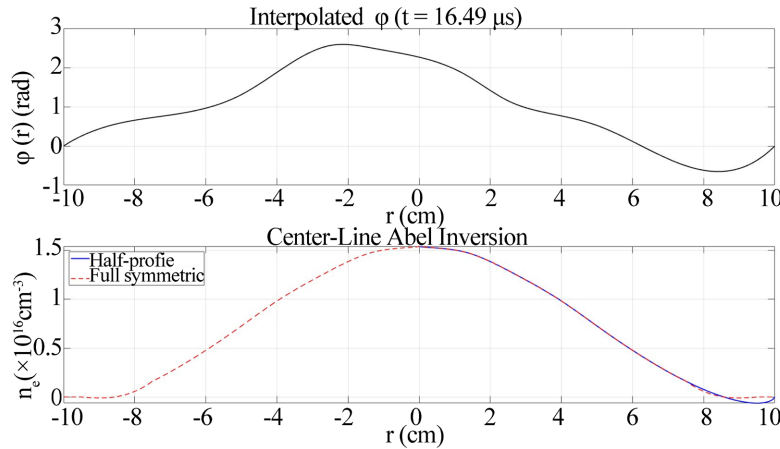


Figure 17. Top: Interpolated radial phase distribution. Bottom: 1D Abel inversion using symmetric average centered at $r = 0$
图 17. 上图: 插值后的径向相位分布; 下图: 以 $r = 0$ 为对称轴, 对左右相位值取平均后进行一维阿贝尔反演

从反演曲线中提取的最大值为:

$$\rho_{1D}^{peak} = 1.54 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (12)$$

由于实验中的等离子体射流结构往往存在偏移或不完全对称, 直接进行反演易引入边缘波动或不连续结构, 影响物理还原的稳定性与准确性。此处通过对称平均可有效抑制局部异常, 提升反演结果的光滑性和对称性, 为后续结构分析提供更理想的基础。

4) 插值后对称平均 + 主峰为反演轴

与几何中心对称法不同, 该方法以物理主结构所处位置作为镜像中心, 有助于更准确捕捉密度主峰区域的真实形貌。可以看到, 反演曲线在主峰附近呈现更平滑的对称结构, 且最大电子密度位置更加集中于轴心区域, 提升了结构还原的一致性与物理合理性。从反演曲线中提取的最大值为:

$$\rho_{1D}^{peak} = 2.37 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \quad (13)$$

该处理方式特别适用于等离子体密度峰值存在显著偏移的情形, 在不丢失原始主结构的前提下, 通过镜像对称恢复整体剖面, 有助于增强反演结果的稳定性、平滑性和空间定位准确度。

对比结果显示, 方案(4) (即“以相位峰值为轴线 + 对称平均”)获得最合理的反演密度峰值(2.37

$\times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 且密度分布更加对称、结构合理; 方案①则出现非物理性密度虚高($4.05 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), 说明几何中心存在显著偏置(图 18)。

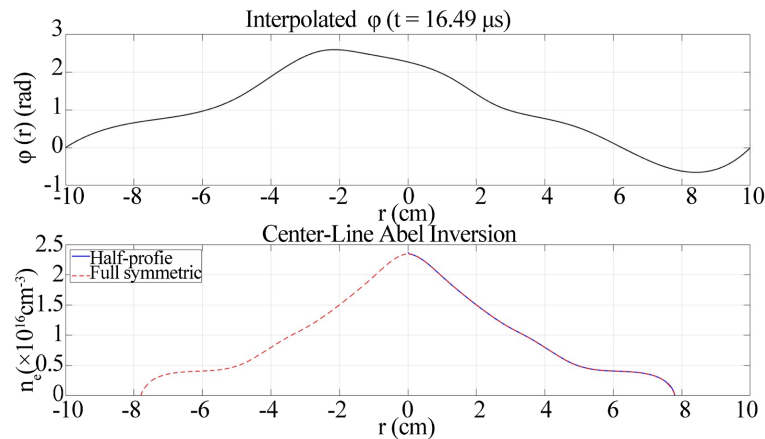


Figure 18. Top: Interpolated radial phase distribution. Bottom: 1D Abel inversion using symmetric average centered at the phase peak

图 18. 上图: 插值后的径向相位分布; 下图: 以相位最大值处为对称轴, 对左右相位值取平均后进行一维阿贝尔反演

上述结果表明: 阿贝尔反演高度依赖于中心点的选择及对称处理策略。以相位主峰位置作为反演中轴, 结合径向双向对称平均, 能够提升反演密度的可信度与平滑性, 是更具物理意义的选择。

此外, 基于拟合相位曲线的解析阿贝尔反演获得的峰值密度为 $3.61 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 处于方案①与方案④之间, 表明高斯模型下的拟合密度可作为实际密度反演的理论上限参考。

5. 结论

本文针对 PJMIF 研究中等离子体射流的密度诊断与形貌还原需求, 构建并应用了基于十通道时间分辨正交外差干涉系统的诊断方案, 结合数值模拟初步还原了射流在典型阶段的空间结构特征。实验中通过高斯拟合与径向插值方法开展一维阿贝尔反演, 重建了等离子体电子密度分布。对比不同对称轴选取与处理策略后发现, 以相位主峰为中心并实施对称平均的反演方式可获得更合理的结构形貌与密度值, 其中反演峰值为 $2.37 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 高斯拟合解析值为 $3.61 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 均处于 $10^{16} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 的合理区间。研究实现了模拟建模与干涉测量、反演分析的有效集成, 为 PJMIF 中高速等离子体射流的形貌演化诊断提供了系统性技术支撑, 也为后续衬套压缩过程的实验研究奠定了基础。

参考文献

- [1] Kirkpatrick, R.C., Lindemuth, I.R. and Ward, M.S. (1995) Magnetized Target Fusion: An Overview. *Fusion Technology*, **27**, 201-214. <https://doi.org/10.13182/fst95-a30382>
- [2] Wurden, G.A., Hsu, S.C., Intrator, T.P., *et al.* (2016) Magneto-Inertial Fusion: A New Approach onwards Fusion Energy. *Journal of Fusion Energy*, **35**, 69-77.
- [3] Lindemuth, I.R. and Kirkpatrick, R.C. (1983) Parameter Space for Magnetized Fuel Targets in Inertial Confinement Fusion. *Nuclear Fusion*, **23**, 263-284. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/23/3/001>
- [4] Lindemuth, I.R. and Siemon, R.E. (2009) The Fundamental Parameter Space of Controlled Thermonuclear Fusion. *American Journal of Physics*, **77**, 407-416. <https://doi.org/10.1119/1.3096646>
- [5] Thio, Y., Kirkpatrick, R.C., Knapp, C.E., *et al.* (1999) Magnetized Target Fusion in a Spheroidal Geometry with Standoff Drivers. *Proceedings of the 2nd International Symposium on Current Trend in International Fusion Research*, Washington, 8-12 March 1999.

-
- [6] Hsu, S.C., Awe, T.J., Brockington, S., Case, A., Cassibry, J.T., Kagan, G., *et al.* (2012) Spherically Imploding Plasma Liners as a Standoff Driver for Magnetoinertial Fusion. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **40**, 1287-1298. <https://doi.org/10.1109/tps.2012.2186829>
 - [7] Knapp, C.E. and Kirkpatrick, R.C. (2014) Possible Energy Gain for a Plasma-Liner-Driven Magneto-Inertial Fusion Concept. *Physics of Plasmas*, **21**, Article 070701. <https://doi.org/10.1063/1.4885075>
 - [8] Hsu, S., Awe, T., Hanna, D., *et al.* (2010) Overview, Status, and Plans of the Plasma Liner Experiment (PLX). 2010 *APS-DPP Meeting*, Chicago, 11 November 2010, 1-12.
 - [9] LaJoie, A.L., Chu, F., Brown, A.E., Langendorf, S.J., Dunn, J.P., Wurden, G.A., *et al.* (2024) Formation of a Spherical Plasma Liner for Plasma-Jet-Driven Magneto-Inertial Fusion. *Physics of Plasmas*, **31**, Article 102701. <https://doi.org/10.1063/5.0204213>
 - [10] Thompson, A.R., Moran, J.M. and Swenson Jr, G.W. (2008) *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*. Wiley.
 - [11] Lynn, A.G., Merritt, E., Gilmore, M., Hsu, S.C., Witherspoon, F.D. and Cassibry, J.T. (2010) Diagnostics for the Plasma Liner Experiment. *Review of Scientific Instruments*, **81**, 10E115. <https://doi.org/10.1063/1.3478116>
 - [12] Hsu, S.C., Merritt, E.C., Moser, A.L., Awe, T.J., Brockington, S.J.E., Davis, J.S., *et al.* (2012) Experimental Characterization of Railgun-Driven Supersonic Plasma Jets Motivated by High Energy Density Physics Applications. *Physics of Plasmas*, **19**, Article 123514. <https://doi.org/10.1063/1.4773320>
 - [13] Hsu, S.C., Langendorf, S.J., Yates, K.C., *et al.* (2017) Experiment to Form and Characterize a Section of a Spherically Imploding Plasma Liner. *IEEE Transactions on Plasma Science*, **46**, 1951-1961.
 - [14] Sun, Y., Li, G., Gu, J., Wang, L. and Thio, Y.C.F. (2024) Development of a Laser Interferometric System for Measuring the Density of a Hypersonic Plasma Jet. 2024 *IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, Beijing, 16-20 June 2024, 1. <https://doi.org/10.1109/icops58192.2024.10626456>