

光学学报

用于等离子体三维重建的光场反卷积方法

张恒^{1,2,3}, 吕雪^{1,2}, 李华³, 杭芹^{1,2*}

¹重庆邮电大学计算智能重庆市重点实验室, 重庆 400065;

²重庆邮电大学计算机科学与技术学院, 重庆 400065;

³中国科学院合肥物质科学研究院, 安徽 合肥 230031

摘要 目前常用的光学诊断大部分局限于二维成像,而基于层析成像的三维重建方法受限于空间和时间分辨率,无法实现等离子体边界的三维实时重建。提出一种基于光学分层理论的光场反卷积算法,利用光场重聚焦特性,结合聚焦测距法和刃边法,建立了光场深度与现实深度的关系,计算出点扩散函数,实现了单相机零调焦情况下的等离子体边界重建。为验证所提方法的可行性,以火焰为成像对象进行实验,其结果表明所提方法能够去除火焰分层图像中的离焦模糊,复原分层图像的原始结构。

关键词 机器视觉; 聚变等离子体; 三维重建; 光场重聚焦; 光学分层成像; 迭代反卷积

中图分类号 TP399 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS221789

1 引言

托卡马克是目前最有希望实现商用核聚变的模式,而具有先进位形是先进托卡马克放电的重要特征。稳态高约束等离子体放电是现有托卡马克实验装置和未来托卡马克聚变堆的主要运行模式,如何维持和结束等离子体放电并优化等离子体放电参数是磁约束核聚变研究的基本问题之一,因此准确、快速获取等离子体边界是托卡马克实验研究成功的关键。在托卡马克装置中,等离子体边界是等离子体最外层不与限制器相交的最外闭合磁面(LCFS)^[1]。放电过程中,装置的 LCFS 到高场侧内壁的距离会影响等离子体的启动。一旦确定了等离子体的边界,则等离子体相应的位形也就确定了。目前在托卡马克放电实验中,一般通过电磁测量诊断数据来重建实际放电位形和边界^[2],电磁测量诊断系统是获取托卡马克位形重建信息的最基本有效的测量手段。在基于电磁测量信号的等离子体位形重建方法中,应用最广泛的是Lao等^[3]提出的基于Picard迭代法的等离子体平衡反演方法,即EFIT程序。EFIT程序被广泛应用于各大托卡马克装置中,如DIII-D、NSTX、EAST、JET和KSTAR。尽管电磁测量已经被广泛应用于现代托卡马克等离子体边界位形重建,但它仍存在一些有待完善之处^[4],如:磁通量时间导数积分运算导致电磁测量值漂移^[5],放电时间

越长,漂移越大,重建误差也越大;重建结果易受托卡马克装置被动导体上感生涡流影响,被动导体模型的简化将引入误差^[6];当等离子体处在快速变化的瞬态过程中时,磁通量分布未达到平衡状态,基于电磁诊断的重建方法难以稳定实现;长时间的中子辐照会影响电磁测量的精度和电磁探针的寿命等。

光学诊断也是托卡马克装置的常见诊断方式^[7]。与电磁诊断相比,光学诊断更加直接、直观,可对等离子体稳态、瞬态进行较高精度的测量。值得注意的是,可见光光学诊断方法获取的是聚变等离子体的光学边界,并非电磁诊断方法所重建的等离子体磁边界,二者具有强相关性,但是并不完全重合。瑞士TCV装置可见光诊断团队基于蒙特卡罗算法对激发态的氘原子核的辐射特性进行了初步的模拟研究,模拟结果显示LCFS与光学边界的偏差小于1 cm。另外,电磁测量重建本身也存在一定的误差,比如EFIT重建的位形误差在1 cm左右^[8],即采用可见光诊断和电磁测量诊断重建的等离子体边界在空间位置上非常接近。大多现有的光学诊断设备局限于二维拍摄^[9-11],难以记录等离子体之间的三维交互过程。为了更精确地进行等离子体诊断,需尝试发展三维测量重建方法。

目前,主流的等离子体三维重建算法是光学层析技术(OCT)。为了获得等离子体不同角度的信息,通常需要使用多个相机同时进行捕捉,或者用单个相机

收稿日期: 2022-10-08; 修回日期: 2022-10-31; 录用日期: 2022-11-24; 网络首发日期: 2023-01-04

基金项目: 国家自然科学基金(12005030)、磁约束聚变安徽省实验室开放基金(2021AMF01004)、重庆市自然科学基金(cstc2021jcyj-bsh0252)、在渝本科高校与中国科学院所属院所合作项目(HZ2021008)

通信作者: *hangqin@cqupt.edu.cn

进行多次聚焦。但多相机设置复杂,拍摄时同时触发难度大,且其诊断准确性极其依赖大范围角度信息,不适用于等离子体实际测量光学范围受限的情况。对单相机多次对焦而言,等离子体非稳态、变化迅速,很难保证最终拍摄图像的实时统一性。因此,如何在光学受限条件下,利用单相机在单次拍摄中进行等离子体三维信息记录,并通过后续数据处理进行重建是一个亟需解决的问题。光场计算成像是目前三维重建的重要方法之一^[12-13]。与传统相机不同,基于微透镜阵列的光场相机通过在主透镜和传感器之间放置微透镜阵列,可在单次曝光中完成对入射光线的方向和位置信息的记录^[14]。再结合重聚焦算法^[15],信息可被解码为一系列聚焦于不同深度的图像,该过程无需多相机或多次拍摄,确保了对等离子体三维信息的实时记录。聚变等离子体为典型的半透明、弥散态介质,虽然可通过光场反卷积算法如最小二乘法^[16]、Landweber 算法^[17]等进行重建,但此类方法的时间开销大,难以获得实时重建结果。

为了捕捉等离子体的动态信息并避免信号失真,三维成像必须高速并行或多个平面顺序成像^[18-19]。因此,本文提出一种光场反卷积三维重建算法,利用光场相机实现三维信息记录,结合光学分层理论^[20],将三维体积重建转变为二维顺序切片重建,从而实现等离子体的实时、准确三维重建。聚变等离子体属于高焓值等离子体,虽然处于复杂电磁耦合物理场中,但是从成像角度来看,其外观和状态变化均与火焰非常类似。因此,本文以火焰为实验对象开展台面实验^[21-22],证明所提方法可获得原始分层图像的轮廓,并能有效去除火焰分层图像中的焦外模糊。

2 相关理论简介

2.1 等离子体光学边界特性

在托卡马克装置中,等离子体的边界定义为 LCFS 在托卡马克装置的极向面上,LCFS 由最外层的闭合曲面、X 点(偏滤器位形)和打击点构成。通常情况下,为了获得更优的等离子体性能,等离子体的边界和真空室壁的距离会很小。全超导托卡马克核聚变实验装置 EAST 是世界上首座全超导托卡马克装置,被设计为在准稳态下运行,用于高性能的等离子体研究。EAST 上通常采用 EFIT 进行等离子体边界重建,而其等离子体边界可见光辐射主要来自氦 α 粒子,波长为 656.28 nm。在 LCFS 外部, α 粒子数密度 n_α 和 α 粒子温度 T_α 显著降低,尤其是 H 模状态下,梯度变化更为迅速;在 LCFS 内部,等离子体温度升高,确保了所有氦被电离,没有原子被激发。在 LCFS 外部, α 粒子数密度太低导致高能碰撞粒子无法产生足够多的激发态氦;在 LCFS 附近, α 粒子数密度仍可确保粒子高能碰撞的概率,且有着足够多的原子态氦被激发并跃迁至 $n=2$ 的状态,同时产生巴尔末线。这一物理特性

决定了 LCFS 与可见光辐射(波长以 656.28 nm 为主)之间存在空间位置相关性。EAST 等离子体从光学性质来看很稀疏,并显示出高度的弥散特性。图 1 为 EAST 偏滤器位形等离子体可见光图像及 EFIT 磁面实时反演结果,其中 I_p 为等离子体电流, N_e 为等离子体浓度。可以看到,亮度较高的是等离子体温度较低的边界部位。中央区域的等离子体温度相对较高,辐射波长处于不可见光波段,而等离子体边界处温度相对较低,此处的辐射频率正好在可见光范围内,因此可被观察到。可见光成像诊断系统主要由内窥镜光学系统和高速摄像机组成,可以对等离子体边界的中性燃料粒子发射的巴尔末系辐射(如 D_α)进行采集并生成影像。综上所述,托卡马克等离子体光学边界具有以下特点:1) 等离子体光学边界在极向上是一个封闭的曲线,且靠近真空室壁;2) 等离子体光学边界位置因为 Balmer 辐射发射可见光,和其他区域有明显的区别。

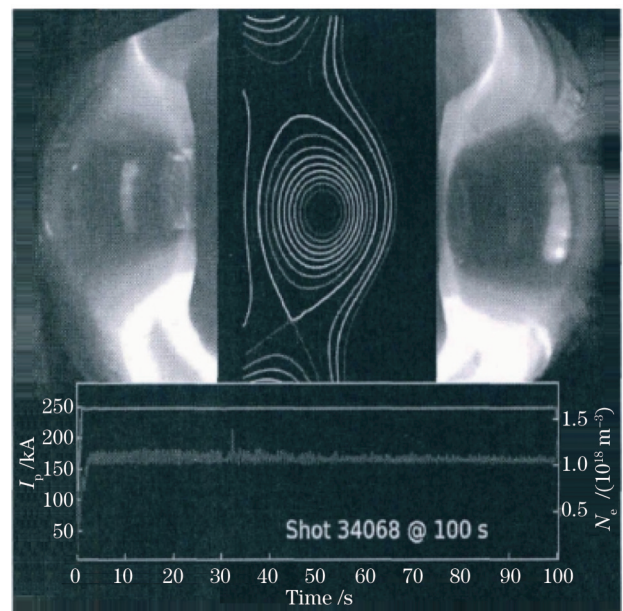


图 1 EAST 偏滤器位形等离子体可见光图像及 EFIT 磁面实时反演结果

Fig. 1 Visible plasma image and real-time inversion result of EFIT magnetic surface for EAST divertor configuration

从图像视觉计算的角度来看,图像边缘模型一般可分为 3 类,分别是像素突变边缘(step edge)模型、像素坡度变化边缘(ramp edge)模型和像素屋脊变化边缘(roof edge)模型。这 3 类模型的边界像素变化曲线如图 2 所示。从等离子体可见光成像历史图像的数据分析来看,在理想锐化的条件下,等离子体图像边缘是一种屋脊型边缘,如图 3 所示。

经过灰度化处理的图像边缘区域的像素值依旧呈现出“屋脊”型变化趋势,如图 4 所示。因此,结合光学成像和计算机视觉算法,通过识别边界处等离子体不同于其他位置的图像特征,可以提取等离子体边界坐标,从而实现等离子体形状和位置重建。

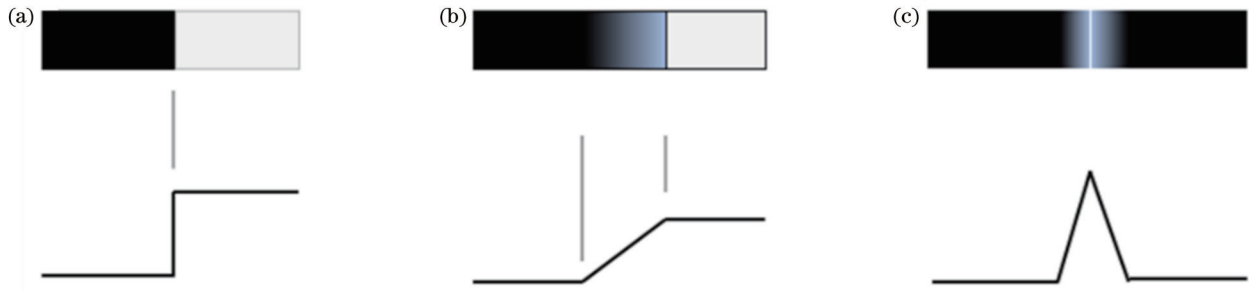


图 2 3类模型的图像边缘。(a)像素突变边缘模型;(b)像素坡度变化边缘模型;(c)像素屋脊变化边缘
Fig. 2 Image edge for three models. (a) Step edge model; (b) ramp edge model; (c) roof edge model

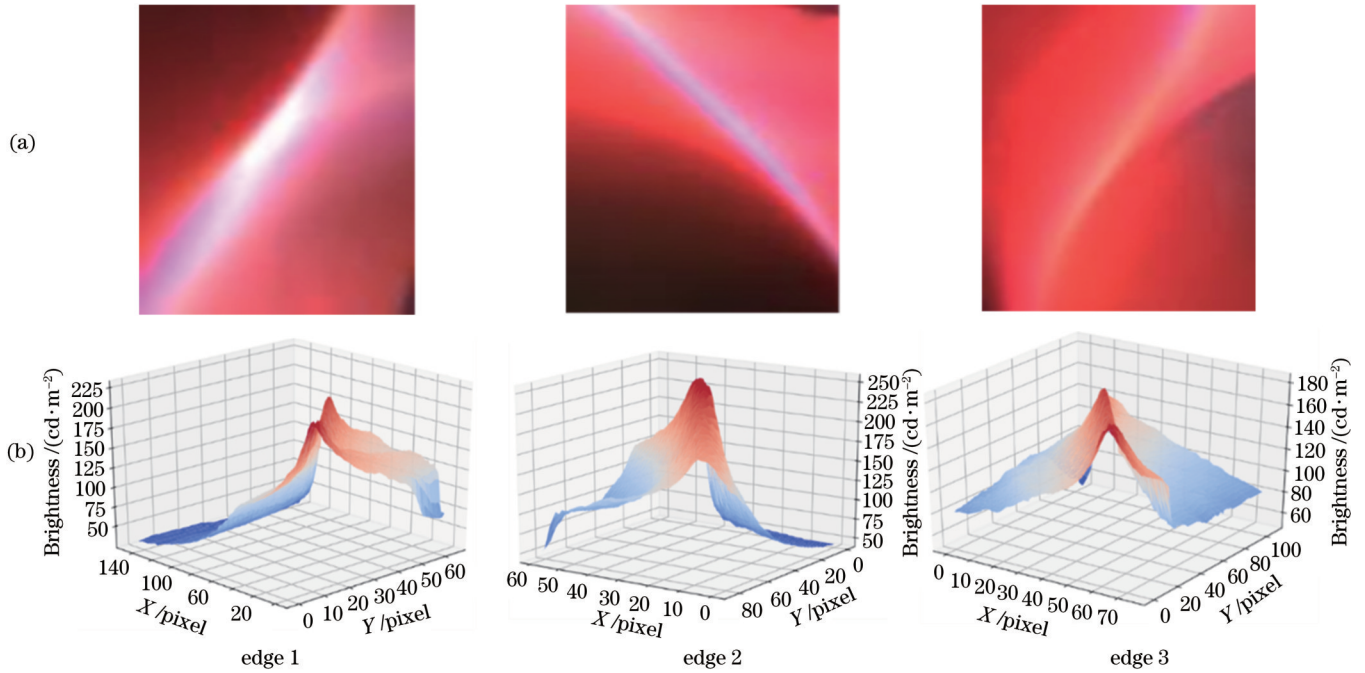


图 3 等离子体图像边缘像素变化趋势。(a)等离子体典型光学边界区域;(b)等离子体典型光学边界区域像素变化
Fig. 3 Variation trend of plasma image edge pixel. (a) Typical optical boundary region of plasma; (b) pixel change in the typical optical boundary region



图 4 灰度化后等离子体图像边缘区域
Fig. 4 Plasma image edge region after gray processing

2.2 光场计算成像

光场是三维空间所有光线的集合。经过两次简化,光场由最初的七维光场简化至四维^[23-24],可由 2 个平行平面进行表征,点 (u, v) 和 (x, y) 之间的连线表示记录的光线信息,如图 5 所示。

通过在传感器和主透镜之间放置微透镜阵列,光场相机可在单次曝光中同时记录入射光线的方向和强度信息,如图 6 所示。微透镜可看作是一个散焦元件,入射光线经主透镜聚焦后,经由微透镜散射到传感器

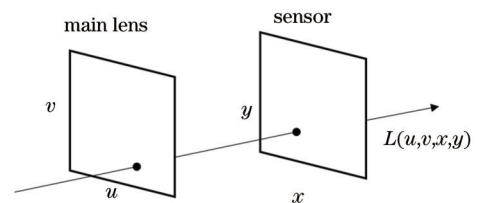


图 5 四维光场表示
Fig. 5 Representation of 4D light field

上,使得传感器可记录来自不同深度、不同角度的光线信息,在传感器平面点 (x, y) 接收的光线 $L_F(u, v, x, y)$ 的总光谱能量^[25]为

$$E_F(x, y) = \iint L_F(u, v, x, y) dudv. \quad (1)$$

虽然图像仍由二维传感器记录,但是关于深度的

信息被编码到像素值中,对记录的原始光场图像进行解码,即可提取出深度信息,该过程也被称为光场重聚焦。解码过程也可看作是聚焦平面的移动,如图 7 所示,当聚焦面从焦点 F 处移至 F' 时,其相应的焦距关系为 $f_{F'} = \alpha f_F$,结合相似三角形定理,总光谱能量 $E_{F'}$ 可表示为

$$E_{F'}(x, y) = \iint L_F(u, v, x, y) dudv = \iint L_F\left(u, v, u + \frac{x-u}{\alpha}, v + \frac{y-v}{\alpha}\right) dudv = \iint L_F\left[u, v, u\left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) + \frac{x}{\alpha}, v\left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) + \frac{y}{\alpha}\right] dudv, \quad (2)$$

改变重聚焦参数 α ,即可得到不同聚焦深度的图像。

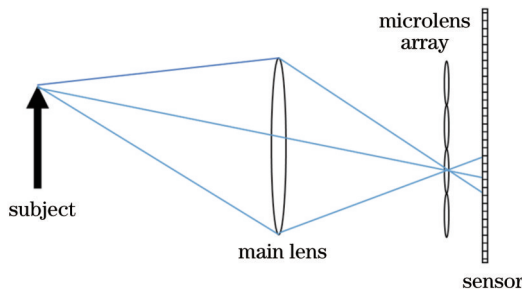


图 6 微透镜阵列光场成像系统

Fig. 6 MLA-based light field imaging system

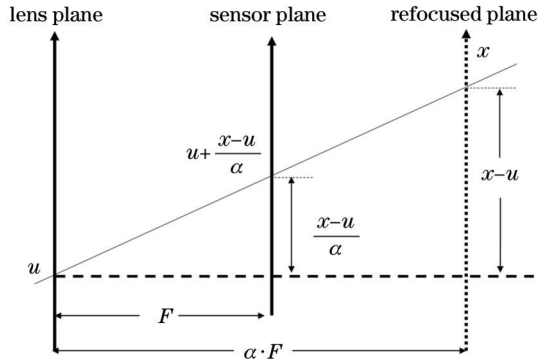


图 7 重聚焦成像原理

Fig. 7 Principle of refocusing imaging

2.3 基于光学分层理论的反卷积算法

反卷积算法主要基于线性不变系统中的成像模型(忽略噪声),即图像是真实物体与成像系统光学脉冲响应的卷积运算结果,计算公式为

$$g(x, y) = f(x, y, z) * h(x, y, z), \quad (3)$$

式中: $g(x, y)$ 为相机拍摄所得图像; $f(x, y, z)$ 为三维物体图像; $h(x, y, z)$ 为点扩散函数(PSF); $*$ 为卷积操作。点扩散函数可表示为点光源在像平面的模糊程度,常用来描述光学成像系统的成像质量。

根据光学分层理论,任何三维空间物体都可以看成是若干平行的二维断层切片的组合,如图 8 所示。

对于半透明物体,改变相机聚焦深度并对其进行拍摄,所得图像为所有二维分层切片的叠加像,即聚焦像与多幅离焦像的叠加结果,因此式(3)可改写为

$$g(x, y, z_m) = \sum_{j=1}^N f(x, y, z_j) * h(x, y, z_{m-j}), \quad (4)$$

式中: $g(x, y, z_m)$ 为相机聚焦在平面 z_m 时拍摄所得图像; $f(x, y, z_j)$ 为平面 z_j 的原始切片图像; $h(x, y, z_{m-j})$ 为相机聚焦在 z_m 平面时,切片 z_j 处的点扩散函数。因此,三维重建问题的关键转换为如何获取各分层图像的原始图像。由式(3)可知,结合已知的点扩散函数对叠加像进行反演重建,即可得到被测三维物体的原始切片图像。

2.4 迭代反卷积算法

反卷积问题具有病态性,直接反卷积将导致噪声放大,造成图像质量严重降低。迭代反卷积算法可纳入各种正则化技术和额外约束,且对噪声的敏感程度更低,鲁棒性更强。因此,本文采用迭代反卷积算法^[26]进行原始切片图像求解,表达式为

$$f^{k+1}(x, y) = f^k(x, y) + \mu \left[g(x, y) - f^k(x, y) * h(x, y) \right], \quad (5)$$

式中: k 表示迭代次数; μ 表示弛豫因子。迭代反卷积算法的初始值设置为 $f^{(0)}(x, y) = g(x, y)$ 。

离散化后,式(3)转变为

$$G = \hat{F}H, \quad (6)$$

式中: G 、 \hat{F} 分别为 $g(x, y, z)$ 和 $f(x, y, z)$ 的离散化表示; H 为点扩散函数 $h(x, y, z)$ 的托普利兹矩阵。根据式(4),分层图像序列可表示为

$$\begin{cases} G_1 = \sum_{i=1}^N \hat{F}_i H_{1,i}, \\ G_2 = \sum_{i=1}^N \hat{F}_i H_{2,i}, \\ \vdots \\ G_N = \sum_{i=1}^N \hat{F}_i H_{N,i}, \end{cases} \quad (7)$$

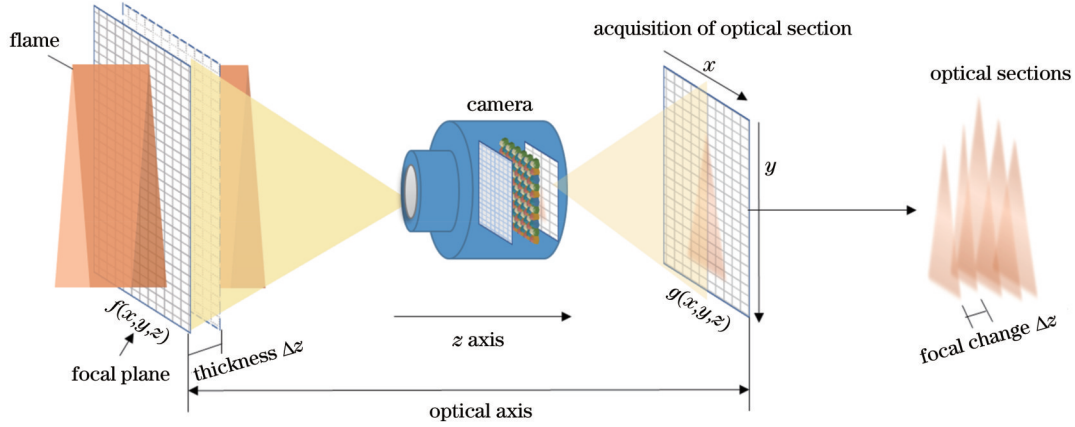


图 8 光学分层成像系统示意图
Fig. 8 Schematic of optical sectioning system

此时,结合式(5),所采用的迭代反卷积算法为

$$f^{k+1}(x, y, z_i) = f^k(x, y, z_i) + \mu \left[g(x, y, z_i) - \sum_{m=1}^N f^k(x, y, z_m) * h(x, y, z_{i-m}) \right], i = 1, 2, \dots, N, \quad (8)$$

式中: z_i 表示切片图像聚焦平面。本实验中 $g(x, y, z_i)$ 和 $h(x, y, z_{i-m})$ 均可通过实验获得。此时,式(7)中存在 N 个方程和 N 个待重建平面 $f(x, y, z_i)$, 方程组闭合可解。自此三维反卷积问题转换为方程组求解问题。

由于图像中的像素值可表征光线强度值,因此添加如下非负性约束条件:

$$f^{k+1}(x, y, z_i) = \begin{cases} f^{k+1}(x, y, z_i), & f^{k+1}(x, y, z_i) > 0 \\ 0, & f^{k+1}(x, y, z_i) \leq 0 \end{cases} \quad (9)$$

光场相机内镜头满足平面成像理论,且传感器为线性不变的光学元件,所以光场相机仍为线性不变系统,其成像规律仍遵循卷积成像原理,上述迭代反卷积算法在光场成像系统中仍然适用。

3 标定实验

由式(8)可知,点扩散函数是进行反卷积操作的关键因素,而在实际成像系统中,点扩散函数与深度密切

相关。因此,本节通过两个标定实验对深度信息与点扩散函数进行求解。

3.1 深度标定

解决等离子体边缘重建问题的方法之一是将相机坐标系转换到现实坐标系。本实验使用毫米刻度尺,结合聚焦测距法实现对这一转换关系的确定。聚焦测距法基于拍摄物在聚焦面上成像最清晰的原理实现测距。本实验以刻度尺为测量工具搭建标定平台,如图9所示。

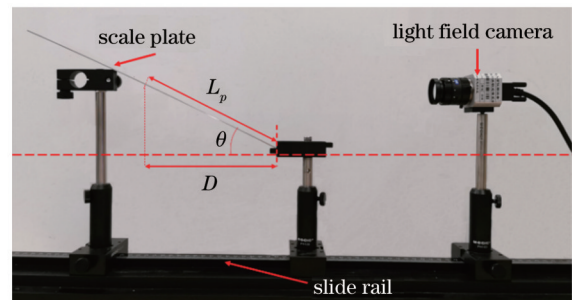


图 9 标定系统装置图
Fig. 9 Setup of calibration system

对倾斜刻度尺进行拍摄及重聚焦图像提取,图像清晰区域随重聚焦参数 α 的变化而变化,如图10所示。按刻度值将刻度尺划分为 M 部分,对每一部分进行清晰度计算并遍历所有刻度尺图像,找到该部分最清晰

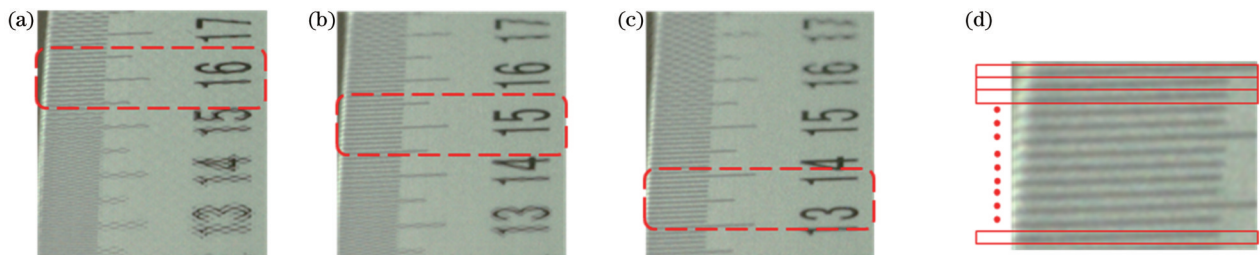


图 10 不同重聚焦参数 α 下的刻度尺图像。(a) $\alpha = 8.3$; (b) $\alpha = 17.4$; (c) $\alpha = 27.0$; (d) 刻度尺区域划分示例
Fig. 10 Refocused images of scale for different α . (a) $\alpha = 8.3$; (b) $\alpha = 17.4$; (c) $\alpha = 27.0$; (d) partial enlargement of scale image

时所对应图像的重聚焦参数。本文选用 Brenner 算法^[27]作为清晰度评价算法,其计算公式为

$$L_p = \sum_{x=1}^X \sum_{y=1}^Y [f(x+2, y) - f(x, y)]^2, p=1, 2, \dots, M, \quad (10)$$

式中: $f(x+2, y)$ 和 $f(x, y)$ 为图像灰度值; X 、 Y 分别为图像的高度和宽度。Brenner 算法通过计算相邻像素点的均方差进行清晰度评估。对刻度尺所有区域进行相同操作后,得到光场重聚焦参数与现实深度的对应关系,如图 11 所示。

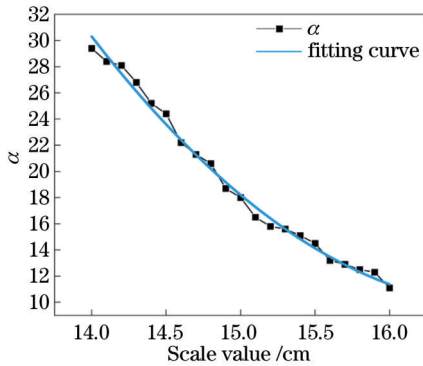


图 11 重聚焦参数与深度的关系曲线

Fig. 11 Relationship between α and refocusing depth D

3.2 点扩散函数确定

点扩散函数可看作是点光源成像的亮度分布,其大部分能量集中在中心点附近,与高斯峰分布相似^[28]。因此,将高斯点扩散函数作为离焦模型,其表达式为

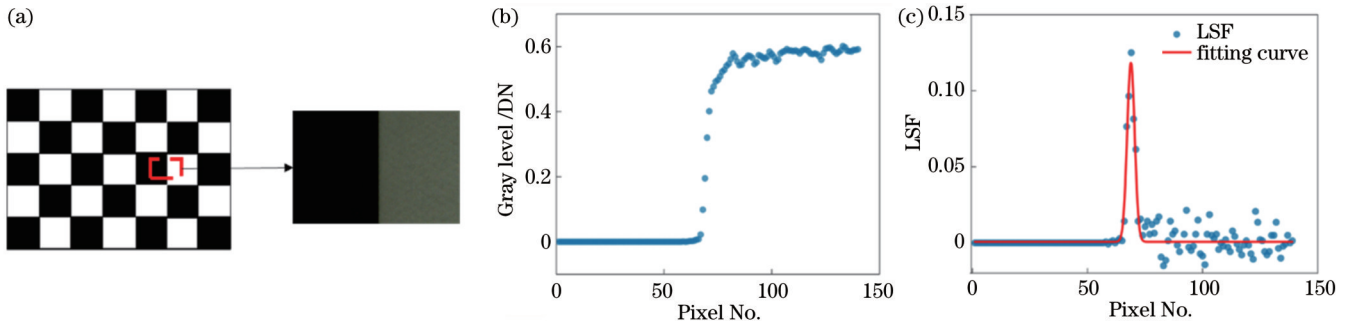


图 12 点扩散函数标定流程。(a)边缘图像提取;(b)灰度变化曲线;(c)线扩散函数及高斯拟合曲线

Fig. 12 Process of PSF calibration. (a) Extraction of edge image; (b) gray level curve; (c) LSF and Gaussian fitting curve

4 分层成像反卷积算法结果及讨论

4.1 分层成像反演数值实验

为验证本文算法的可行性,进行了分层成像反演数值模拟。通过设定不同的点扩散函数与图像卷积来模拟图像的离焦效果,如图 13 所示;再通过叠加某深度下的清晰原图,即可获得分层成像的对焦叠加效果图,如图 14 所示。

$$h(x, y) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right), \quad (11)$$

式中: σ 为点扩散函数的宽度,其数值越小,光学系统的成像质量越好。

在实验中,很难找到理想的点光源或线光源,因此常利用直边响应方法对点扩散函数进行计算,即通过对锐利边缘成像得到边缘扩散函数(ESF),并对其进行一阶微分得到线扩散函数(LSF),再对线扩散函数进行高斯拟合,即可得到参数 σ 的值,实现点扩散函数的计算。将式(11)沿着 y 方向积分即可得到遵循高斯分布的线扩散函数:

$$l(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(x, y) dy = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right). \quad (12)$$

直边在成像过程中受点扩散函数影响,容易出现灰度变化,导致成像模糊,而这一变化即为边缘分布函数。鉴于成像系统的线性叠加特性,边缘扩展函数可表示为线扩散函数的积分:

$$e(x) = \int_{-\infty}^x l(t) dt. \quad (13)$$

本实验以火焰为对象,火焰为半透明介质,每一幅重聚焦像均为聚焦像和其余非聚焦像的叠加像,即每一幅重聚焦图像都是多个点扩散函数共同作用的结果。因此,本文选取的 5 幅重聚焦图像,共需要标定 25 个点扩散函数。将标定板放置在预设的 5 个位置上进行拍摄,再通过重聚焦技术计算得到各个位置的 5 幅标定板重聚焦图像,选择相同位置的相邻黑、白区域的直边图像进行运算,得到不同深度下的高斯参数 σ ,计算流程如图 12 所示。

根据式(8)和式(9),所采用的迭代反卷积算法的执行过程如图 15 所示。进行反演运算后,得到的分层图像如图 16 所示。可以看出,各分层图像基本可分离其他层的离焦信息,能够较好地还原各分层的原始亮度信息。

为进一步探讨切片数量和切片间隔对重建效果的影响,按照图 13、图 14 所示流程再次构建了两组叠加数据,如图 17(b)、图 18(b)所示,每组数据包含 5 幅叠

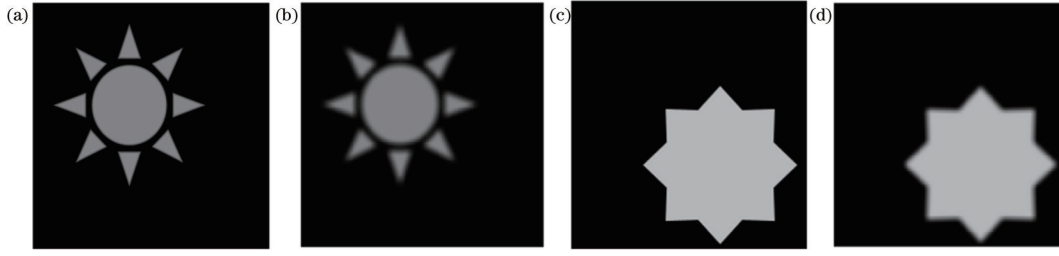


图 13 离焦模糊图像及模拟结果。(a)原始图像 1;(b)离焦图像 1;(c)原始图像 2;(d)离焦图像 2
Fig. 13 Defocused blurred images and simulation results. (a) Original image 1; (b) defocused image 1; (c) original image 2; (d) defocused image 2

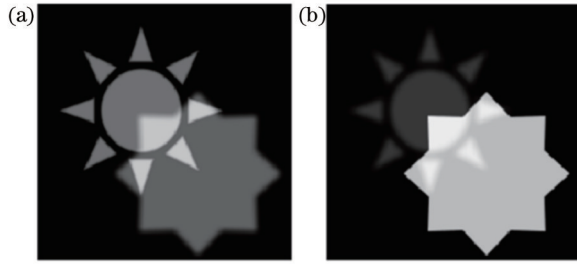


图 14 聚焦在不同位置的图像。(a)聚焦在图像 1;(b)聚焦在图像 2
Fig. 14 Images focusing on different locations. (a) Focus on image 1; (b) focus on image 2

加像,其中:第一组数据中每幅图像的图案为不同形状,目的是分析切片数量对重建效果的影响;第二组数

据中,每幅图像的图案为大小不一、中心一致的相同形状,目的是分析切片间隔对重建效果的影响。为客观评价重建结果的质量,采用结构相似性(SSIM)对重建结果进行评价分析。SSIM取值范围为0~1,值越大表示图像失真越小。

在第一组数据中分别选取三切片(1-3-5)和五切片(1-2-3-4-5)进行重建对比实验,结果如图 17(c)所示。可以看到,三切片重建结果中仍保留着未参与迭代反卷积的分层图像信息。与原始切片 3 相比,两组实验中重建切片图像的 SSIM 值分别为 0.5407 和 0.8574。因此,参与反卷积的切片图像数量越多,能够去除的散焦信息就越多,得到的重建切片就越贴近真实切片。

Input: section images $g(x, y, z_i)$, PSF $h(x, y)$ and the relaxation factor C

Output: the original radiation distribution of each section images $f(x, y, z_i)$

```

1  $f^{(0)}(x, y, z_i) \leftarrow g(x, y, z_i)$ 
2 for  $k=0$  to  $M$  do
3   for  $i=1$  to  $N$  do
4      $S \leftarrow \sum_{j=1}^N f^k(x, y, z_j) * h(x, y, z_{i-j})$ 
5      $f^{k+1}(x, y, z_i) \leftarrow f^k(x, y, z_i) + C * [g(x, y, z_i) - S]$ 
6     if  $f^{k+1}(p, q, z_i)$  in  $f^{k+1}(x, y, z_i)$  less than 0 do
7        $f^{k+1}(p, q, z_i) \leftarrow 0$ 
6 end

```

图 15 迭代反卷积算法方程组求解

Fig. 15 Iterative deconvolution algorithm for solving systems of equations

在第二组数据中分别选取 2 个三切片(1-3-5、2-3-4)进行重建对比实验,结果如图 18 所示。与原始切片 3 相比,两组实验结果的 SSIM 分别为 0.8270 和 0.8529,可见选择间隔较小的切片的重建效果略优于间隔较大切片的重建结果。

4.2 火焰反卷积实验结果及分析

为验证所提算法在聚变等离子体重建中的有效性,以火焰为研究对象进行台面实验,采用光场相机 Raytrix R42 进行拍摄,将火焰发生器(H_2 火焰,发射光谱的峰值强度出现在 410.2~656.3 nm 波长范围内)

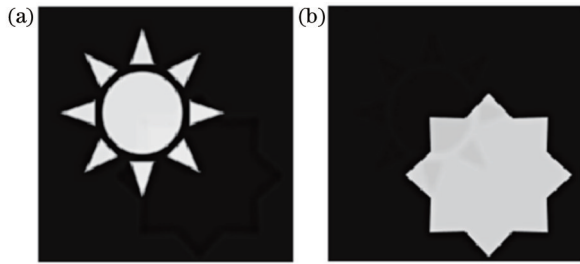


图 16 重建图像。(a)重建图像 1;(b)重建图像 2

Fig. 16 Reconstructed images. (a) Reconstructed image 1; (b) reconstructed image 2

中心线放置在离相机主透镜 0.5 m 的位置,火焰的直径为 5 mm,实验平台示意图如图 19 所示。根据光学分层成像理论,将火焰分为 5 层,采用重聚焦方法,在这 5 个分层位置获取 5 幅重聚焦图像,如图 20 所示,其中 section 3 为火焰中心图像。由于火焰是典型的半透明、弥散态介质,每幅图像都是聚焦像与其余 4 幅离焦图像的叠加像,且各重聚焦图像之间并没有明显区别。

结合光学分层成像原理,将火焰体三维重建转换

成火焰二维切片重建。结合 3.2 节获得的点扩散函数信息,利用迭代反卷积算法进行求解,6 次迭代后得到原始分层图像。图 21(a)中火焰边缘非常模糊,在图 21(b)所示的轮廓图中最外侧切片无法进行边界轮廓提取,而且提取的轮廓图的下半部丢失信息较多。该现象可能是由背景中不均匀光照导致的,因此,对原始图像数据进行平场校正,将背景信息视为低频信息,使用高斯滤波器进行筛选并将其去除。

对原始图像数据进行平场校正后,再次进行迭代反卷积操作,得到的重建结果如图 22 所示。此时重建火焰边缘更加清晰,且亮度较原始重建结果更加贴近原始图像。轮廓图中,各切片的轮廓信息均能被提取,且最外侧切片火焰轮廓明显小于中间切片火焰轮廓。将轮廓图沿 z 轴堆叠,结果如图 23 所示。可以看到,各层切片高度先升高后降低,中间最高,两侧最低,任意选取一点进行正交成像,各层图像的高度依旧呈先增大后减小的变化趋势,符合火焰实际形态特征。当获取到的切片图像数量足够多时,即可沿 z 轴按顺序堆叠实现更完整的火焰边界三维重建。此外,在 CPU 环境下对 5 幅火焰切片图像进行重建,一轮迭代计算仅

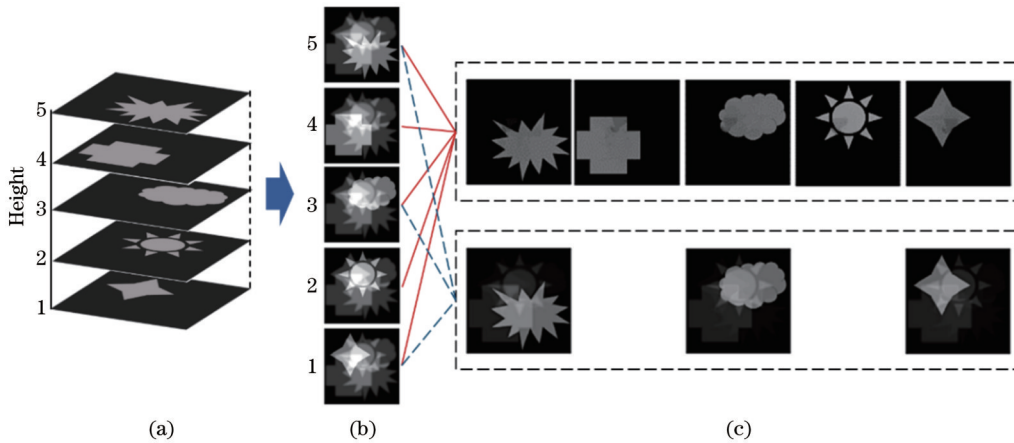


图 17 切片数量影响验证。(a)切片图像的空间分布;(b)各深度叠加像;(c)不同切片数量下的重建结果

Fig. 17 Verification of the effect of the number of sections. (a) Spatial distribution of section images; (b) superimposed images at each depth; (c) reconstruction results with different number of section images

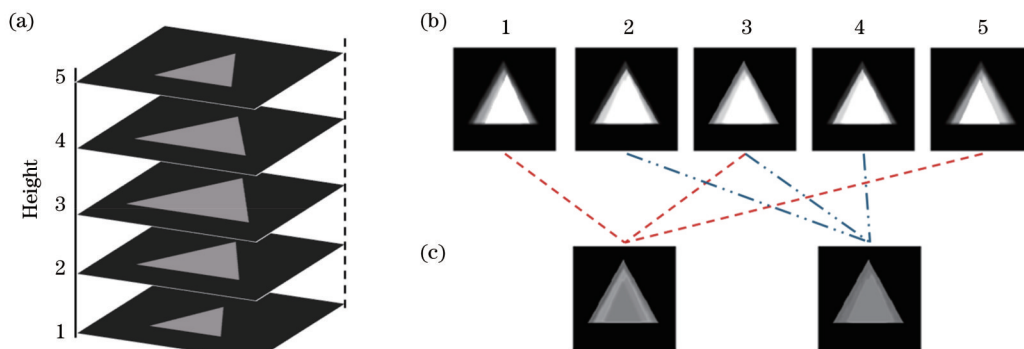


图 18 切片间隔影响验证。(a)切片的空间分布;(b)各深度叠加像;(c)不同切片间隔下的重建结果

Fig. 18 Verification of the effect of section intervals. (a) Spatial distribution of sections; (b) superimposed images at each depth; (c) reconstruction results with different section intervals

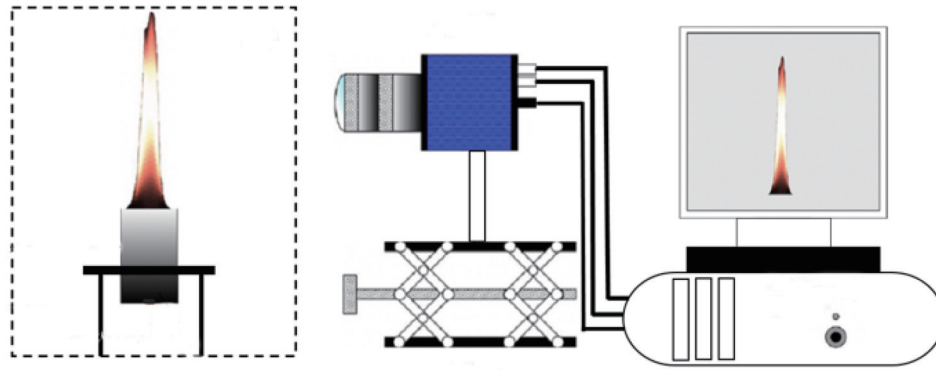


图 19 火焰实验系统

Fig. 19 Flame experiment system

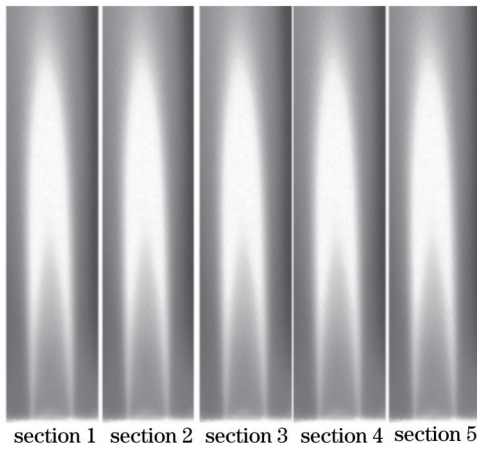


图 20 火焰重聚焦图像

Fig. 20 Refocused flame images

需 0.252 s, 这为后续进行火焰实时三维重建提供了可能。

5 结 论

针对传统光学诊断技术中三维信息丢失、实时

性差等问题, 提出一种基于光学分层成像理论的光场反卷积算法, 在单相机无调焦的情况下实现了等离子体边界的三维重建。基于光学分层成像理论, 将三维重建问题转换为二维切片重建问题, 极大减少了计算开销。结果表明, 本文方法可重建出火焰的原始切片图像, 台面实验结果初步证明了基于光场成像的等离子体三维重建方法的可行性。当然, 本研究也存在一定的局限性。以本实验的光学成像条件为例, 三维重建物体的景深分辨率应接近于焦平面内的物体深度, 对于高景深分辨率来说, 很可能需要 100 个或更多的焦平面来跨越物体的全部深度, 而本实验仅选择了 5 个切片对所提方法的可行性进行验证。为了进一步提高重建的时空分辨率, 接下来将尝试使用高精度电动位移平台实现更精确的点扩散函数提取, 进一步对更多的分层图像进行反演运算。随着利用光学诊断重建等离子体边界研究的不断深入, 可以预见, 依托于算法、算力、测量手段以及计算成像模拟技术的不断发展与成熟, 基于光场计算成像的等离子体边界重建将是未来等离子体位形控制研究的热点之一。

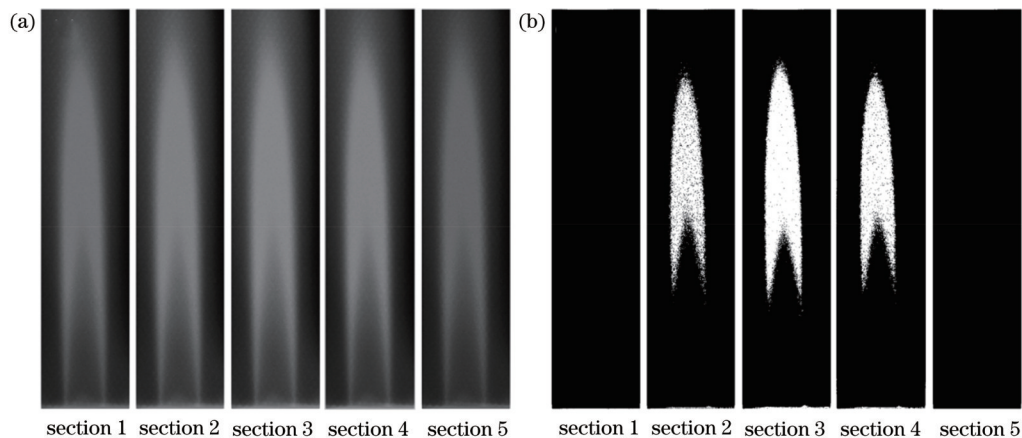


图 21 基于原始图像的重建效果。(a)重建图像;(b)轮廓图

Fig. 21 Reconstruction results based on original images. (a) Reconstructed images; (b) contours

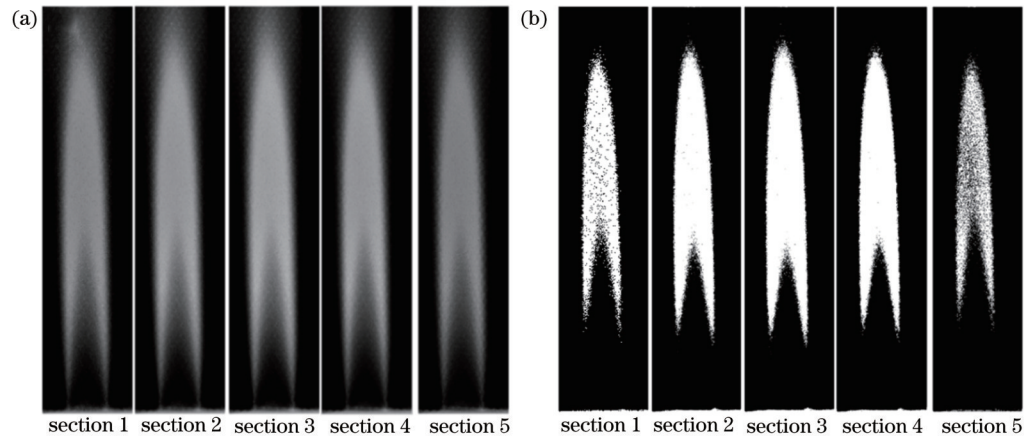


图 22 平场校正后的重建效果。(a)重建图像;(b)轮廓图

Fig. 22 Reconstruction effect after flat fielding. (a) Reconstructed images; (b) contours

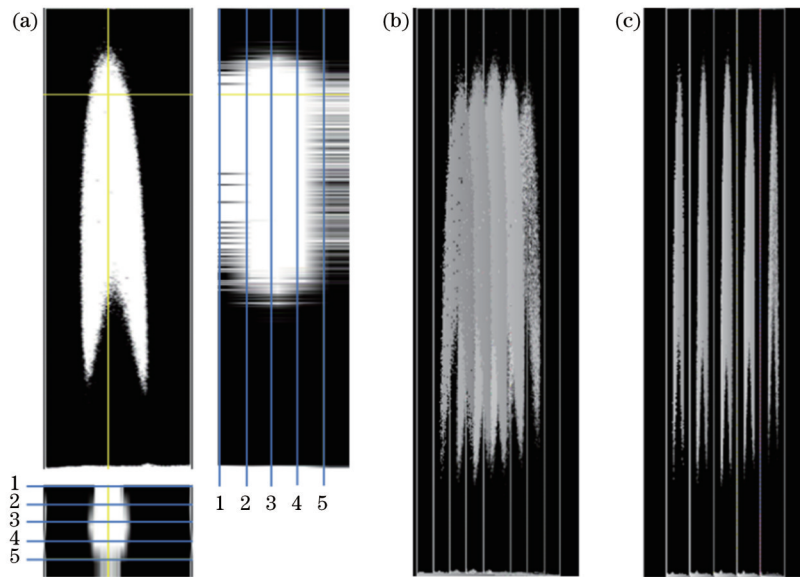


图 23 切片堆栈三维视图。(a)切片堆栈正交视图;(b)旋转 15°视图;(c)旋转 90°视图

Fig. 23 3D view of section stack. (a) Orthogonal view of section stack; (b) view after rotating 15°; (c) view after rotating 90°

参 考 文 献

- [1] Qian J P, Wan B N, Lao L L, et al. Equilibrium reconstruction in EAST tokamak[J]. Plasma Science and Technology, 2009, 11(2): 142-145.
- [2] 游天雪, 袁保山, 李芳著. 用可移动电流丝方法重建 HL-2A 等离子体边界的研究[J]. 物理学报, 2007, 56(9): 5323-5329.
You T X, Yuan B S, Li F Z. Plasma boundary identification in HL-2A by means of the movable current filaments method[J]. Acta Physica Sinica, 2007, 56(9): 5323-5329.
- [3] Lao L L, John H S, Stambaugh R D, et al. Reconstruction of current profile parameters and plasma shapes in tokamaks[J]. Nuclear Fusion, 1985, 25(11): 1611-1622.
- [4] 沈飙. EAST 电磁测量诊断研究[D]. 合肥: 中国科学院合肥物质科学研究院, 2007.
Shen B. Research on diagnosis of EAST electromagnetic measurement[D]. Hefei: Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, 2007.
- [5] Luxon J L, Brown B B. Magnetic analysis of non-circular cross-section tokamaks[J]. Nuclear Fusion, 1982, 22(6): 813.
- [6] Hutchinson I H. Principles of plasma diagnostics: second edition [J]. Plasma Physics and Controlled Fusion, 2002, 44(12): 2603.
- [7] Linehan B L, Mumgaard R T, Wensing M, et al. The multi-spectral imaging diagnostic[J]. The Review of Scientific Instruments, 2018, 89(10): 103503.
- [8] Liu G J, Wan B N, Sun Y W, et al. Analysis of uncertainty in equilibrium reconstruction in the EAST superconducting tokamak[J]. Review of Scientific Instruments, 2013, 84(7): 073502.
- [9] Hang Q, Zhang H, Chen D L, et al. Development of high-speed image acquisition and processing system for real-time plasma control on EAST[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2021, 49(12): 3832-3840.
- [10] Zhang H, Xiao B J, Luo Z P, et al. High-speed visible image acquisition and processing system for plasma shape and position control of EAST tokamak[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2018, 46(5): 1312-1317.
- [11] Zhang H, Xiao B J, Luo Z P, et al. Reconstruction of the plasma boundary of EAST tokamak using visible imaging diagnostics[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2018, 46(6): 2162-2169.
- [12] 殷永凯, 于锴, 于春展, 等. 几何光场三维成像综述[J]. 中国激光, 2021, 48(12): 1209001.

- Yin Y K, Yu K, Yu C Z, et al. 3D imaging using geometric light field: a review[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(12): 1209001.
- [13] 方璐, 戴琼海. 计算光场成像[J]. 光学学报, 2020, 40(1): 0111001.
Fang L, Dai Q H. Computational light field imaging[J]. Acta Optica Sinica, 2020, 40(1): 0111001.
- [14] Ng R, Levoy M, Brédif M, et al. Light field photography with a hand-held plenoptic camera[D]. Stanford: Stanford University, 2005.
- [15] Ng R. Fourier slice photography[J]. ACM Transactions on Graphic, 2005, 24(3): 735-744.
- [16] Sun J, Xu C L, Zhang B, et al. Three-dimensional temperature field measurement of flame using a single light field camera[J]. Optics Express, 2016, 24(2): 1118-1132.
- [17] Huang X, Qi H, Zhang X L, et al. Application of Landweber method for three-dimensional temperature field reconstruction based on the light-field imaging technique[J]. Journal of Heat and Mass Transfer, 2018, 140(8): 082701.
- [18] Fahrbach F O, Voigt F F, Schmid B, et al. Rapid 3D light-sheet microscopy with a tunable lens[J]. Optics Express, 2013, 21(18): 21010-21026.
- [19] 张益溢, 黄郑重, 杨峰, 等. 数字聚焦压缩全息成像技术研究[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(18): 1811019.
Zhang Y Y, Huang Z Z, Yang F, et al. Study on numerical focusing compressive holographic imaging[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(18): 1811019.
- [20] Conchello J A, Lichtman J W. Optical sectioning microscopy[J]. Nature Methods, 2005, 2(12): 920-931.
- [21] Eberhart M F, Loehle S. 3D analysis of plasma flows by light field deconvolution[C]//AIAA Scitech 2020 Forum, January 6-10, 2020, Orlando, FL, Virginia: AIAA Press, 2020: 0686.
- [22] Eberhart M, Loehle S, Offenhäuser P. 3-D visualization of transparent fluid flows from snapshot light field data[J]. Experiments in Fluids, 2021, 62(8): 165.
- [23] Gershun A. The light field[J]. Journal of Mathematics and Physics, 1939, 18(1/2/3/4): 51-151.
- [24] Levoy M, Hanrahan P. Light field rendering[C]//SIGGRAPH '96: Proceedings of the 23rd annual conference on Computer graphics and interactive techniques, August 4-9, 1996, New Orleans, LA, USA. New York: ACM, 1996: 31-42.
- [25] Salvaggio N, Stroebel L D, Zakia R D. Basic photographic materials and processes[M]. 3rd ed. London: Focal Press, 2013.
- [26] Xu C Q, Aïssaoui I, Jacquey S. Algebraic analysis of the Van Cittert iterative method of deconvolution with a general relaxation factor[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1994, 11(11): 2804-2808.
- [27] Brenner J F, Dew B S, Horton J B, et al. An automated microscope for cytologic research a preliminary evaluation[J]. The Journal of Histochemistry and Cytochemistry, 1976, 24(1): 100-111.
- [28] Sarder P, Nehorai A. Deconvolution methods for 3-D fluorescence microscopy images[J]. IEEE Signal Processing Magazine, 2006, 23(3): 32-45.

Light Field Deconvolution Algorithm for Three-Dimensional Plasma Reconstruction

Zhang Heng^{1,2,3}, Lü Xue^{1,2}, Li Hua³, Hang Qin^{1,2*}

¹Chongqing Key Laboratory of Computational Intelligence, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China;

²College of Computer Science and Technology, Chongqing University of Posts and Telecommunications, Chongqing 400065, China;

³Hefei Institute of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, Anhui, China

Abstract

Objective Identifying and reconstructing fusion plasma boundaries accurately are important research areas in controlled thermonuclear fusion. The traditional electromagnetic measurement methods will inevitably suffer from the accuracy problem arising from neutron radiation and long-term drift. The traditional optical diagnostic methods are non-intrusive and reach a high level of spatial resolution. However, they are commonly limited to two-dimensional imaging. As the processes within the plasma flow are inherently three-dimensional, it is necessary to develop a three-dimensional method for plasma measurement. In order to capture the dynamic information of the plasma and avoid signal distortion, three-dimensional imaging must be achieved at a high speed in parallel or sequential imaging of multiple planes. However, the existing three-dimensional reconstruction methods based on tomography technology are limited by spatial and temporal resolution, and multiple images have to be captured from various angles, or complex experimental setups are needed. All the above methods are not applicable to reconstructing the three-dimensional plasma boundaries in real time. The light field camera is an emerging image acquisition device, in which a microlens array is placed between the main lens and the sensor. With the light field camera, multi-angle information can be captured within a single exposure. Plasma flow is the typical semi-transparent and dispersive media. To date, some studies have used the light field deconvolution algorithm to reconstruct the plasma, but the algorithm requires a long computation time. To this end, we propose a light field deconvolution algorithm based on optical sectioning imaging, which has the advantages of simplicity and speed. We hope that our method can be helpful in the three-dimensional reconstruction of plasma.

Methods The depth information and point spread function are the key parameters of the method in this paper. We obtain these two parameters through experiments. First of all, with the digital refocusing technology, we calculate the relationship between the light-field refocused parameters and real-world depth by using the scale and the image sharpness evaluation algorithm. Then, we determine five points to calculate refocused section images, and by the edge method, the point spread function at these locations is computed for the subsequent iterative deconvolution operation. Finally, we perform the deconvolution operation on the image to be reconstructed and the point spread function to remove the out-of-focus information from the image to be reconstructed.

Results and Discussions In order to verify the effectiveness of the proposed method, simulation experiments are conducted. The defocusing effect is simulated by setting different point diffusion functions and image convolution (Fig. 14). The simulation results show that the proposed method can effectively remove the out-of-focus image information. In addition, the effect of the number of sections and section intervals on the reconstruction accuracy is explored, and the structural similarity (SSIM) is used to evaluate the performance (Figs. 16 and 17). The results show that as more sections are involved in the deconvolution, and the spacing gets smaller, the reconstruction performance becomes better. Finally, an experiment with the flame is conducted as the research object. The proposed method recovers the original structure of the section image successfully, and the trend is consistent with the actual flame distribution (Fig. 22), which verifies the experimental efficacy of the proposed reconstruction method.

Conclusions In order to address the problems in traditional optical diagnostic techniques such as three-dimensional information loss and poor real-time performance, a light field deconvolution method based on optical sectioning imaging is proposed, so as to achieve the three-dimensional reconstruction of plasma boundaries by a single camera without focus adjustment. The three-dimensional reconstruction is transformed into the two-dimensional section reconstruction, which reduces the computational cost greatly. The results show that the original section image of the flame can be reconstructed by the proposed method, which initially demonstrates the feasibility of the three-dimensional reconstruction method of the plasma based on light field imaging. With the optical imaging conditions in this paper as an example, the depth-of-field resolution of the three-dimensional reconstructed object should be close to the depth of the object within the focal plane, and for high depth-of-field resolution, 100 or more focal planes are likely to be required to span the full depth of the object, while only five sections are selected to verify the effectiveness of the proposed method. To further improve the spatio-temporal resolution of the reconstruction, we will make attempts to achieve a more accurate extraction of the point spread function by using a high-precision electrodynamic displacement stage and performing deconvolution operations with more section images.

Key words machine vision; fusion plasma; three-dimensional reconstruction; light field refocus; optical sectioning imaging; iterative deconvolution