

激光与光电子学进展

基于双波长莫尔和发射层析的等离子体双温测量

庄俊彦¹, 陈云云^{1,2,3*}, 陈雅宜^{1,2,3}¹南京信息工程大学物理与光电工程学院, 江苏 南京 210044;²南京信息工程大学江苏省大气海洋光电探测重点实验室, 江苏 南京 210044;³南京信息工程大学江苏省气象光子学与光电探测国际合作联合实验室, 江苏 南京 210044

摘要 提出了一种基于双波长莫尔和发射层析的双温折射率模型,可实现等离子体电子和气体温度的同时测量,并从理论上讨论了该模型的合理性和优越性。选择不同压强下的氩弧等离子体进行实验,利用双波长莫尔层析技术测量折射率分布,探测波长分别为 532 nm 和 808 nm,而氩弧等离子体的区域划分基于发射层析技术,最终实现了电子和气体温度的重建,以此验证了双温折射率模型的可行性,并分析了可能影响精确度的因素。本研究结果有助于扩展光学层析技术的适用范围,同时可以更好地进行等离子体流场的光学诊断。

关键词 双温折射率模型; 双波长莫尔层析; 发射层析; 温度分布

中图分类号 O436

文献标志码 A

DOI: 10.3788/LOP221975

Double-Temperature Measurements of Arc Plasmas by Integrating Two-Wavelength Moiré and Emission Tomography

Zhuang Junyan¹, Chen Yunyun^{1,2,3*}, Chen Yayi^{1,2,3}¹*School of Physics and Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, Jiangsu, China;*²*Jiangsu Key Laboratory for Optoelectronic Detection of Atmosphere and Ocean, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, Jiangsu, China;*³*Jiangsu International Joint Laboratory on Meteorological Photonics and Optoelectronic Detection, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing 210044, Jiangsu, China*

Abstract In this paper, a double-temperature refractive index model, which can be used to simultaneously obtain the temperatures of the electron and gas for plasma, is introduced. In addition, the rationality and superiority of the proposed model are theoretically discussed. Furthermore, argon arc plasmas with different injected pressures are selected as practical examples for experiments. During the experiments, refractive index measurements are performed using two-wavelength moiré tomography with probe wavelengths of 532 nm and 808 nm. The region division of the measured argon plasmas is achieved using emission tomography. Finally, the temperatures of the electron and gas are reconstructed to verify the feasibility of the double-temperature refractive index model, and the factors that might cause imprecision are analyzed. The findings of this study will be valuable for expanding the applicable region of optical computerized tomography methods and facilitating optical diagnosis in plasma flow fields.

Key words double-temperature refractive index model; two-wavelength Moiré tomography; emission tomography; temperature distribution

1 引言

众所周知,电子数密度和温度是等离子体流场的 2 个重要参数。为此,人们提出了很多的测量方法,如

微波^[1-2]、光纤光度探测^[3]、光谱学^[4-6]、瑞利散射^[7]以及基于折射率测量的技术^[8-16]。其中,光学层析技术(OCT)作为典型的基于折射率测量实现关键参数重建的方法之一,以实时、稳定和非接触等特点著称,更

收稿日期: 2022-07-04; 修回日期: 2022-08-08; 录用日期: 2022-09-26; 网络首发日期: 2022-10-06

基金项目: 国家自然科学基金(61975083)、国家级大学生创新创业训练计划项目(202110300031)

通信作者: *yunqq321@sina.cn

重要的是该技术可提供被测参数的三维分布。

到目前为止,有人提出利用双波长莫尔层析技术以直接获得等离子体流场的电子数密度,同时也考虑了中性粒子的贡献^[17]。此外,等离子体流场的温度测量通常基于假设等离子体处于热平衡或局部热平衡状态^[18]。然而,并非所有的等离子体流场都能满足此条件。因此,建立一个能够实时测量等离子体中电子和气体温度的双温折射率模型非常关键。

本研究提出了一个适合同时获得电子和气体温度的等离子体双温折射率模型。为了进一步验证该模型的可行性,选择不同压强下的氩弧等离子体作为实验对象进行实验。考虑到莫尔层析技术的稳定性优于干涉测量,采用双波长莫尔层析技术来测量等离子体的折射率^[19],并利用发射层析技术获得等离子体的强度进行区域划分^[20]。换言之,将联合双波长莫尔和发射层析技术,同时获得等离子体流场的电子和气体温度,相关研究成果将为基于折射率测量诊断等离子体流场温度的光学方法提供一定参考。

2 理论推导和分析

2.1 折射率模型

根据等离子体流场的组成成分,折射率^[21]可表示为

$$n - 1 = \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) N_n + \delta \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) N_i - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e = \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) (N_n + \delta N_i) - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e, \quad (1)$$

式中: L 为洛希密脱常数,其值为 $2.687 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$; A 、 B 为与流场中的中性粒子种类有关的常数^[22]; λ 为探测光波长; δ 为离子与对应的中性粒子相比对折射率的贡献; N_n 、 N_i 、 N_e 分别为中性粒子、离子和电子的数密度。

已知中性粒子、离子和电子的数密度都是关于温度和压强的函数^[23],所以等离子体的折射率应与温度、压强、成分和探测光波长相关。基于式(1)很难直接获得等离子体中电子和气体的温度以及各成分的数密度,下面将通过理论推导,进一步建立这些量与折射率之间的关系。

2.2 理论推导

对处于非热平衡态下的等离子体,通常应该由电子温度 T_e 、气体(离子)温度 T_g 两个温度来描述^[24],且体系中的电子温度会远大于气体温度。

根据萨哈电离方程^[25],非热平衡等离子体的电离^[26]可表示为

$$\frac{\alpha_1^2}{1 - \alpha_1^2} = \frac{1}{P} K_1(T_e), \quad (2)$$

式中: α_1 为离子体的第一电离度; P 为等离子体压强; $K_1(T_e)$ 为电子温度 T_e 下的第一电离平衡常数^[26],其描述如下:

$$K_1(T_e) = 2 \frac{Z_1}{Z_0} \left(\frac{2\pi m_e}{h^2} \right)^{3/2} (\kappa T_e)^{5/2} \exp\left(-\frac{E_1}{\kappa T_e}\right), \quad (3)$$

式中: h 、 κ 分别为普朗克常数、玻尔兹曼常数; m_e 为电子质量; E_1 为中性粒子的第一电离能(Ar为 15.759eV ^[22]); Z_0 、 Z_1 分别为中性粒子和第一电离电子的配分函数^[27]。

此外,通过式(2)可以将第一电离度写为

$$\alpha_1 = \left(\frac{\frac{1}{P} K_1(T_e)}{1 + \frac{1}{P} K_1(T_e)} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4)$$

如果仅考虑第一次电离,式(1)中的 N_i 就可以直接用一次电离的粒子数密度 N_1 来代替。假设初始中性粒子数密度为 N_a^0 ,则有:

$$N_1 = N_e = \alpha_1 N_a^0, \quad (5)$$

$$N_a = (1 - \alpha_1) N_a^0. \quad (6)$$

然后,等离子体的压强就可以表示为与 N_a^0 有关的函数:

$$P = N_a \kappa T_g + N_1 \kappa T_g + N_e \kappa T_e = (1 - \alpha_1) N_a^0 \kappa T_g + \alpha_1 N_a^0 \kappa T_g + \alpha_1 N_a^0 \kappa T_e = [(1 - \alpha_1) \kappa T_g + \alpha_1 \kappa T_g + \alpha_1 \kappa T_e] N_a^0 = (T_g + \alpha_1 T_e) \kappa N_a^0, \quad (7)$$

式中: T_g 为等离子体中气体的温度。

根据式(7),初始的中性粒子数密度可表示为

$$N_a^0 = \frac{P}{(T_g + \alpha_1 T_e) \kappa}. \quad (8)$$

最后,引入等离子体的第一电离度 α_1 ,氩弧等离子体双温折射率模型可表示为

$$n - 1 = \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) [(1 - \alpha_1) N_a^0 + \delta \alpha_1 N_a^0] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \alpha_1 N_a^0 = \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) [(1 - \alpha_1) + \delta \alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \alpha_1 \right\} N_a^0 = \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) [1 - (1 - \delta) \alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(T_g + \alpha_1 T_e) \kappa}. \quad (9)$$

进一步讨论此双温折射率模型的合理性与优越性。

2.3 合理性与优越性

根据式(9),可以得到:

$$\begin{cases} \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(1 + \alpha_1) T_e \kappa}, T_g \sim T_e \\ \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(T_g/T_e + \alpha_1) \kappa}, T_g \sim \alpha_1 T_e \\ \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{\alpha_1 T_e \kappa}, T_g \ll \alpha_1 T_e \end{cases} \quad (10)$$

由式(10)可知:在假定等离子体处于局部热平衡状态下,此时所得结果与现有结果一致^[18]。而在等离子体不能满足热平衡或局部热平衡假设的情况下,气体温度 T_g 与电子温度 T_e 间的差异则必须被考虑。甚至在极端条件 $T_g \ll \alpha_1 T_e$ 下,可以忽略中性粒子对折射率的贡献。因此,式(10)可验证新推导的双温折射率模型的合理性。

此外,根据式(10)可以确定双温折射率模型适用

于各种等离子体,无论其是否满足局部热平衡状态,由于引入了等离子体的电离度,该模型的优势为无论等离子体的电离程度如何都适用,以上 2 个优点都证明了该双温折射率模型的优越性。

2.4 温度反演

通过式(9)不难发现存在 2 个参数 T_g 和 T_e ,而单波长光学方法不能同时获得 2 个参数,需采用如下双波长光学方法:

$$n_1(\lambda_1) - 1 = \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda_1^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_1^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(T_g + \alpha_1 T_e) \kappa}, \quad (11)$$

$$n_2(\lambda_2) - 1 = \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda_2^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_2^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(T_g + \alpha_1 T_e) \kappa}. \quad (12)$$

将式(12)除以式(11),得到:

$$\frac{n_1(\lambda_1) - 1}{n_2(\lambda_2) - 1} = \frac{\frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda_1^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_1^2 \alpha_1}{\frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda_2^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_2^2 \alpha_1}. \quad (13)$$

基于上式,可以将等离子体的电离度描述为

$$\alpha_1 = \frac{1}{(1 - \delta) + \frac{4.46 \times 10^{-14} [\lambda_1^2 (n_2(\lambda_2) - 1) - \lambda_2^2 (n_1(\lambda_1) - 1)]}{\frac{1}{L} \left[(n_2(\lambda_2) - 1) \left(A + \frac{B}{\lambda_1^2} \right) - (n_1(\lambda_1) - 1) \left(A + \frac{B}{\lambda_2^2} \right) \right]}}. \quad (14)$$

由式(14)可知,只要通过实验获得被测等离子体的折射率分布,即可获得电离度分布。在此基础上,电子的温度 T_e 就可通过式(4)获得。然后,等离子体中气体的温度也能通过式(11)和式(12)获得:

$$T_{g1} = \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda_1^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_1^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(n_1(\lambda_1) - 1) \kappa} - \alpha_1 T_e, \quad (15)$$

$$T_{g2} = \left\{ \frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda_2^2} \right) [1 - (1 - \delta)\alpha_1] - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_2^2 \alpha_1 \right\} \frac{P}{(n_2(\lambda_2) - 1) \kappa} - \alpha_1 T_e. \quad (16)$$

为了提高精确度,将 2 个探测光波长下得到的温度取平均,即可获得等离子体中气体的温度 T_g :

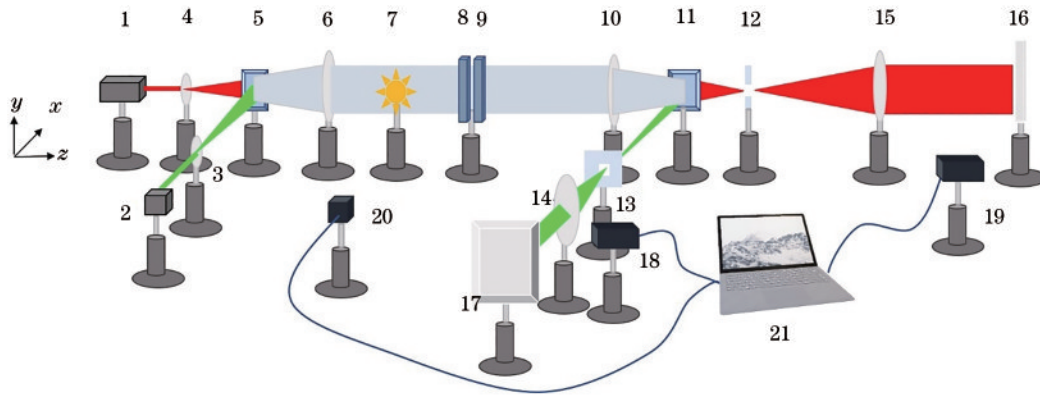
$$T_g = (T_{g1} + T_{g2})/2. \quad (17)$$

3 实验及结果

选择不同压强下的氩弧等离子体进行实验,与对应的中性粒子相比,该离子对折射率的贡献 $\delta = 0.67^{[28]}$ 。

3.1 实验装置

双波长莫尔和发射层析技术结合示意图,如图 1 所示。其中,激光器的波长分别为 532 nm、808 nm;最大输出功率分别为 400 mW、500 mW;准直透镜的焦距为 300 mm,直径为 50 mm;成像透镜的焦距为 300 mm,直径为 75 mm,所有透镜均为傅里叶变换透镜。532 nm 的探测光在合束器 5 和分束器 11 处的透射比接近 98%,而 808 nm 的探测光接近 95%。2 个朗奇光栅的光栅常数为 0.05 mm,实验中它们的间距为



1, 2-laser; 3, 4-extender lens; 5-beam combiner; 6-collimating lens; 7-arc plasma; 8, 9-Ronchi grating; 10, 14, 15-imaging lens; 11-beam splitter; 12, 13-filter; 16, 17-screen; 18, 19, 20-CCD; 21-computer

图1 双波长莫尔和发射层析原理图

Fig. 1 Schematic diagram of two-wavelength Moiré and emission tomography

1.53 cm。为了获得成像质量更高的莫尔条纹,装置中的滤波器仅允许+1或-1级频谱通过并成像。CCD18和CCD19在不遮挡光路的前提下,分别与接收屏16和接收屏17尽可能垂直,用于获取莫尔条纹;CCD20则用于获取氩弧等离子体的强度分布。本实验在22℃(295 K)的室温下完成。

实验中,3个CCD由一台电脑同步控制。为了减少氩弧等离子体的强度对莫尔条纹的影响,CCD18和CCD19前方都安装了两块波长分别为532 nm、808 nm,带宽均为10 nm的干涉滤光片。此外,为了防止氩弧等离子体的强度过高引起曝光,CCD20前

放置了衰减器,以获得成像质量更高的氩弧等离子体。为了使研究更具说服力,实验选择了相同条件下压强不同的氩弧等离子体作为研究对象,氩气的纯度为99.999%。

3.2 实验结果

3.2.1 电弧等离子体和莫尔条纹

实验中,获得的不同压强下的氩弧等离子体以及偏折莫尔条纹如图2、图3所示,参考莫尔条纹如图4所示。

由图2、图3可知,实验中所得的莫尔条纹对称性很好,说明被测氩弧等离子体应具有较好的轴对称性,便于对参数进行重建及分析。

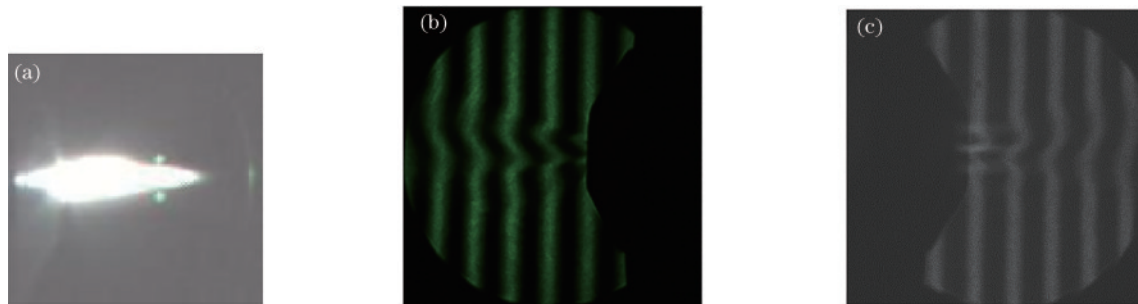


图2 氩弧等离子体和偏折莫尔条纹(0.3 MPa)。(a) 氩弧等离子体;(b) 532 nm;(c) 808 nm

Fig. 2 Measured arc plasma and deflected Moiré fringes (0.3 MPa). (a) Arc plasma; (b) 532 nm; (c) 808 nm

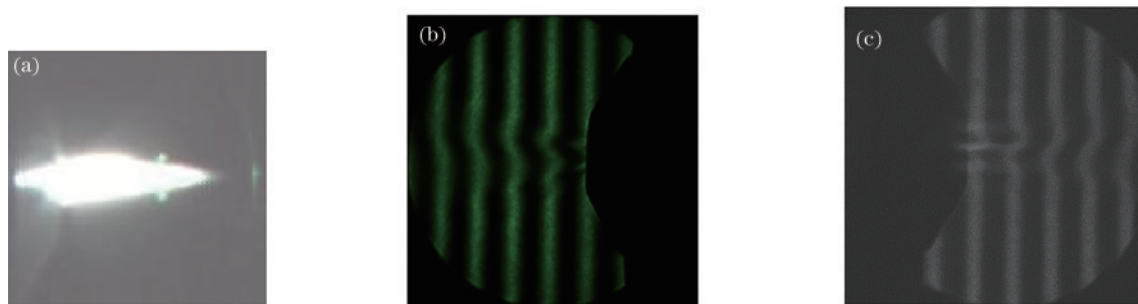


图3 氩弧等离子体和偏折莫尔条纹(0.5 MPa)。(a) 氩弧等离子体;(b) 532 nm;(c) 808 nm

Fig. 3 Measured arc plasma and deflected Moiré fringes (0.5 MPa). (a) Arc plasma; (b) 532 nm; (c) 808 nm

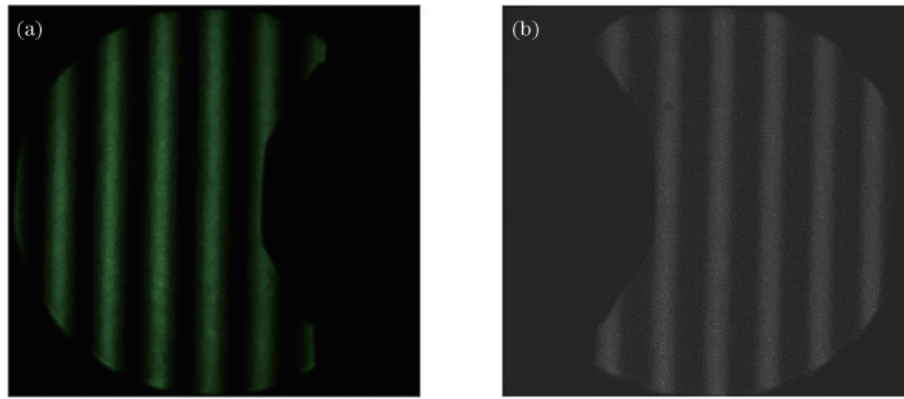


图 4 参考莫尔条纹。(a) 532 nm; (b) 808 nm

Fig. 4 Referenced Moiré fringes. (a) 532 nm; (b) 808 nm

3.2.2 折射率和光强分布

选取距离喷嘴 7 mm 的截面, 获得被测氩弧等离子体的折射率和亮度分布, 以便进一步重建出相关温度。基于多重网格相位展开的傅里叶变换方法从莫尔条纹中提取相位信息^[29], 然后通过滤波反投影(FBP)算法重建出氩弧等离子体流场的三维折射率分布^[30], 结果如图 5、图 6 所示。

由图 6 可知, 氩弧等离子体流场的三维折射率分布确实如莫尔条纹所表现的具有良好的轴对称性。因此, 可以直接利用径向折射率分布来清晰地显示, 结果如图 7 所示。

显然, 图 7 表明氩弧等离子体流场中心区域的折射率小于 1, 这是由于电子对等离子体折射率的贡献大于原子和离子的贡献。当然, 这也归因于电子对等

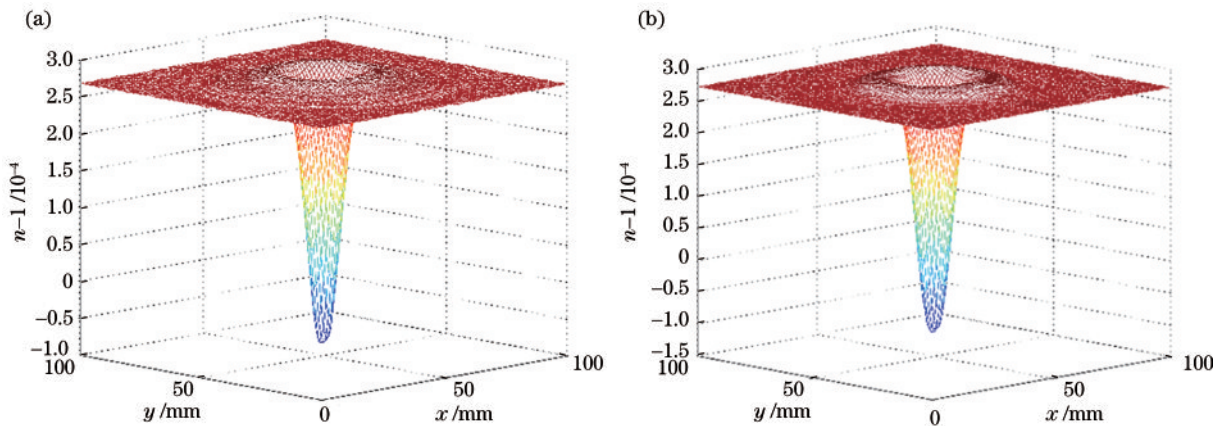


图 5 三维折射率分布 (0.3 MPa)。(a) 532 nm; (b) 808 nm

Fig. 5 3-D distributions of refractive index (0.3 MPa). (a) 532 nm; (b) 808 nm

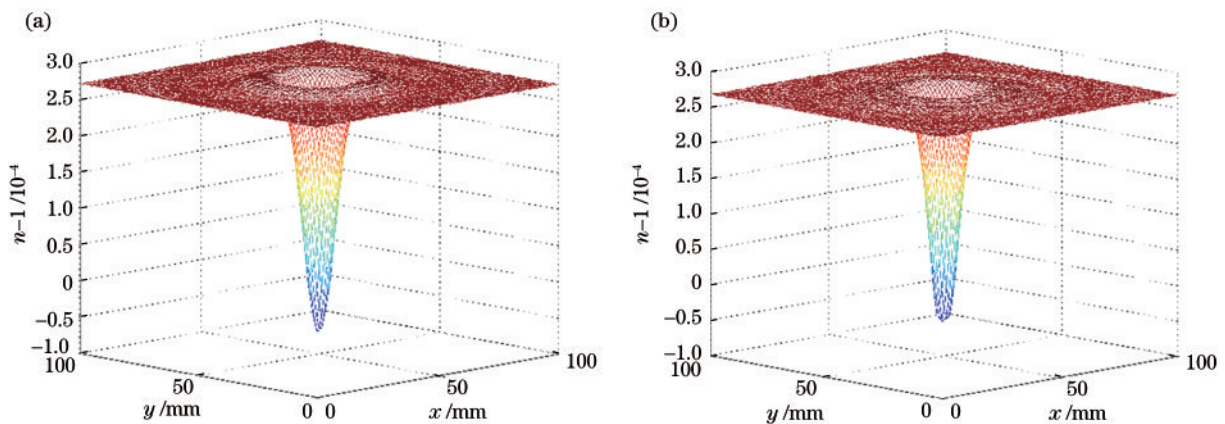


图 6 三维折射率分布 (0.5 MPa)。(a) 532 nm; (b) 808 nm

Fig. 6 3-D distributions of refractive index (0.5 MPa). (a) 532 nm; (b) 808 nm

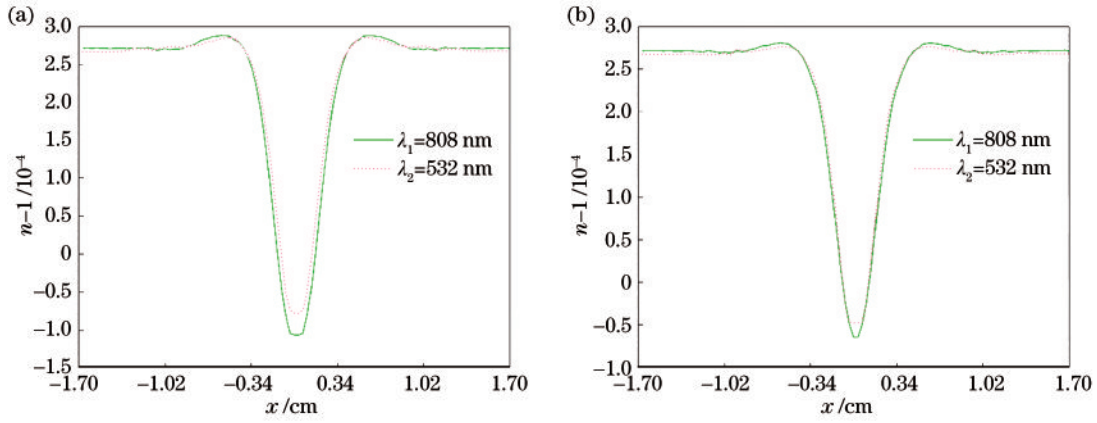


图 7 径向折射率分布。(a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

Fig. 7 Radial refractive index distributions. (a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

离子体折射率的贡献是负的。

为了划分被测氩弧等离子体区域,通过发射层析

技术获得被测等离子体的径向强度分布,如图 8 所示。

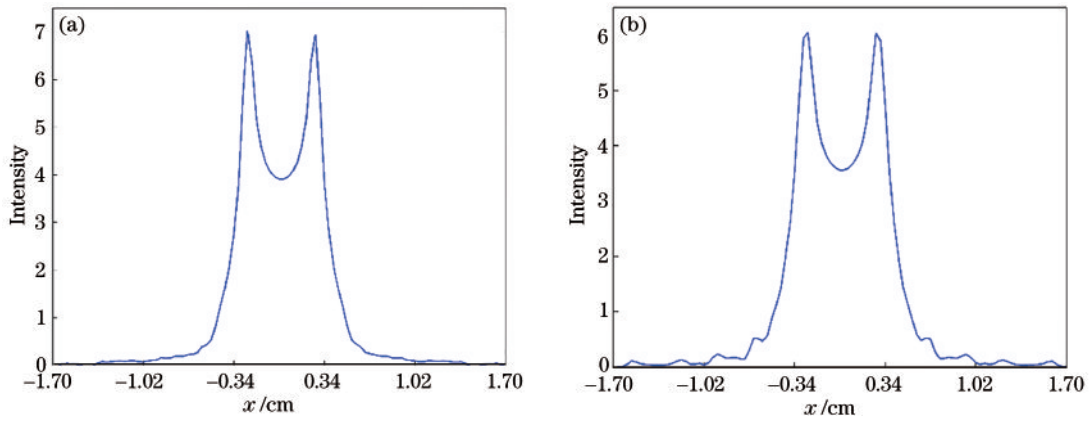


图 8 径向强度分布。(a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

Fig. 8 Radial intensity distributions. (a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

4 温度分布与讨论

4.1 电离度分布

重建折射率分布之后,根据式(14)获得电离度分

布,结果如图 9 所示。

由图 9 可知,2 种不同压强下的氩弧等离子体,其整体电离度并不高。这证明在理论推导中,仅考虑第一次电离是合理的。

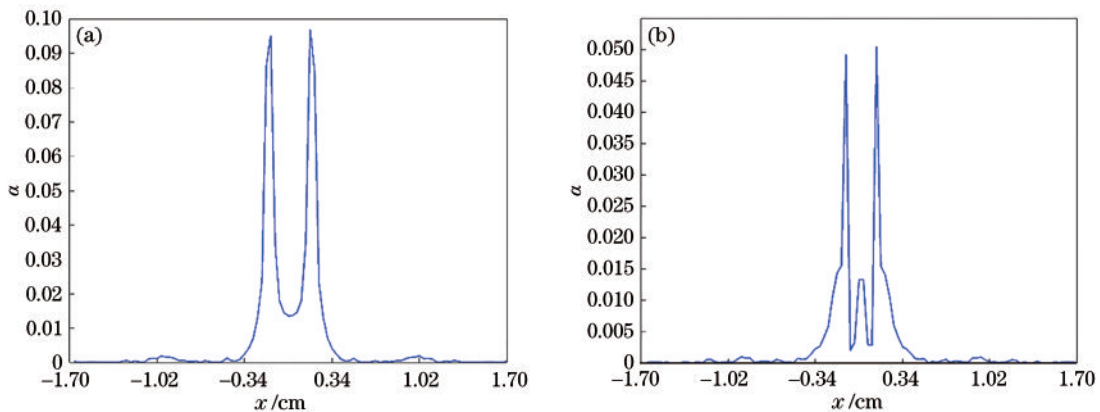


图 9 电离度分布。(a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

Fig. 9 Ionization degree distributions. (a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

4.2 温度分布

氩弧等离子体的温度分布可以通过牛顿迭代算法计算:

$$f(T_e) = \alpha_1 - \left(\frac{\frac{1}{P} K_1(T_e)}{1 + \frac{1}{P} K_1(T_e)} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

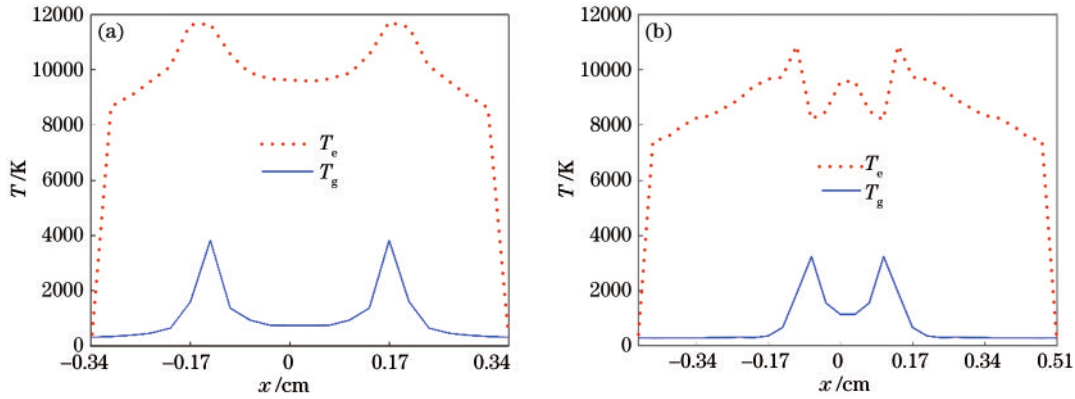


图 10 温度分布。(a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

Fig. 10 Temperature distributions. (a) 0.3 MPa; (b) 0.5 MPa

4.3 分析与讨论

可能导致温度测量出现偏差的因素有:

1) 式(9)仅考虑了第一次电离,如果还考虑氩弧等离子体流场的第二次电离,则双温折射率模型应修正为

$$n - 1 = \left[\frac{1}{L} \left(A + \frac{B}{\lambda^2} \right) (1 - 0.33\alpha_1) - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 (\alpha_1 + \alpha_1\alpha_2) \right] \frac{P}{(1 + \alpha_1 + \alpha_1\alpha_2)\kappa T}, \quad (19)$$

式中: α_2 为第二电离度。

氩的第一电离能为 15.759 eV,而第二电离能约为 27.9 eV。本实验中,氩弧等离子体中的气体温度 T_g 均低于 4000 K,电子温度 T_e 均低于 12000 K。且氩弧等离子体流场中心区域的第一电离度 α_1 在 0.2%~9.7% (0.3 MPa) 或 0.2%~5% (0.5 MPa) 的范围内。 α_2 只会比 α_1 更小,式(19)中二者的乘积项可基本忽略。因此,对所讨论的氩弧等离子体而言,第二次电离对测量精确度的影响可以忽略;而对那些无法忽略第二次电离影响的实际测量对象,式(19)意义重大。

2) 严格来说,该模型适用于纯氩弧等离子体流场。但在实际实验中,氩弧等离子体流场是直接喷射到空气中的,可能会有少量的空气混入氩弧等离子体流场。这一因素值得在今后的工作中加以考虑,以进一步提升 OCT 对等离子体流场温度重建的精度。

5 结 论

为了更好地应用 OCT 诊断等离子体流场,提出了

综合图 7~图 9,可以确定被测氩弧等离子体主要分布在中心区域,而在不同压强下,中心区域范围略有不同。以此重建中心区域的温度,结果如图 10 所示。

根据图 9、图 10 的结果不难发现,在被测等离子体的中心区域 T_g 和 $\alpha_1 T_e$ 的数量级相同,即等离子体处于式(10)中不能满足热平衡或局部热平衡假设的情况。

一个双温折射率模型,并从理论上对其合理性与优越性进行了分析讨论。然后,选择不同压强下的氩弧等离子体流场作为实验对象,通过实验验证了该模型的可行性。最终,采用双波长莫尔层析技术获得并记录了被测流场折射率信息的莫尔条纹,再利用发射层析技术确定电弧等离子体与周围空气的边界,同时获得了电子和气体温度。此外,还分析了可能影响精确度的因素,进一步验证了该模型的可行性。总之,本研究将为等离子体流场温度的测量,甚至为基于折射率的光学方法诊断电子数密度提供一定参考,有利于扩展 OCT 在等离子体流场诊断中的适用范围。

参 考 文 献

- [1] Howlader M K, Yang Y Q, Roth J R. Time-resolved measurements of electron number density and collision frequency for a fluorescent lamp plasma using microwave diagnostics[J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2005, 33(3): 1093-1099.
- [2] Yuan Z C, Shi J M, Xu B. Diagnosis of unmagnetized plasma electron number density and electron-neutral collision frequency by using microwave[J]. Plasma Science & Technology, 2005, 7(6): 3137-3138.
- [3] Simons T D. Optical fiber luminosity probe for plasma temperature fluctuation measurements[J]. Applied Optics, 1984, 23(11): 1807-1811.
- [4] Anderson T J, Dobbs G M, Eckbreth A C. Mobile CARS instrument for combustion and plasma diagnostics [J]. Applied Optics, 1986, 25(22): 4076-4085.
- [5] Sanz F E, Perez J M. Spectroscopic study of ablation in guided surface discharge plasmas[J]. Applied Optics,

- 1990, 29(4): 522-530.
- [6] Hofmann A, Smolka E, Popp H P, et al. Spectroscopic measurements of electron densities and gas temperatures in deuterium lamps[J]. *Applied Optics*, 1992, 31(18): 3540-3542.
- [7] Yalin A P, Ionikh Y Z, Miles R B. Gas temperature measurements in weakly ionized glow discharges with filtered Rayleigh scattering[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(18): 3753-3762.
- [8] Kahl G D, Wedemeyer E H. Interferometric analysis of axisymmetric plasma flow[J]. *The Physics of Fluids*, 1964, 7(4): 596-601.
- [9] Alcock A J, Ramsden S A. Two wavelength interferometry of a laser-induced spark in air[J]. *Applied Physics Letters*, 1966, 8(8): 187-188.
- [10] Jeffries R A. Two-wavelength holographic interferometry of partially ionized plasmas[J]. *The Physics of Fluids*, 1970, 13(1): 210-212.
- [11] Radley R J. Two-wavelength holography for measuring plasma electron density[J]. *The Physics of Fluids*, 1975, 18(2): 175-179.
- [12] Vest C M. Interferometry of strongly refracting axisymmetric phase objects[J]. *Applied Optics*, 1975, 14(7): 1601-1606.
- [13] Akhtar K, Scharer J E, Tysk S M, et al. Plasma interferometry at high pressures[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2003, 74(2): 996-1001.
- [14] Faris G W, Bergström H. Two-wavelength beam deflection technique for electron density measurements in laser-produced plasmas[J]. *Applied Optics*, 1991, 30(16): 2212-2218.
- [15] Faris G, Brinkman E, Jeffries J. Density measurements in a DC arc jet using scanned beam deflection tomography [J]. *Optics Express*, 2000, 7(12): 447-460.
- [16] 陈强华, 周胜, 丁锦红, 等. 基于多步相移法和偏振干涉光学层析光路的三维温度场测量[J]. *光学学报*, 2022, 42(7): 0712004.
Chen Q H, Zhou S, Ding J H, et al. Three-dimensional temperature field measurement based on multi-step phase shift method and polarization interference optical tomography optical path[J]. *Acta Optica Sinica*, 2022, 42(7): 0712004.
- [17] Chen Y Y, Song Y, Gu F, et al. High-temperature flow field's electron number density measurement by two-wavelength moiré tomography[J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1640-1643.
- [18] Chen Y Y, Song Y, Li Z H, et al. A model for arc plasma's optical diagnosis by the measurement of the refractive index[J]. *Optics Communications*, 2011, 284(12): 2648-2652.
- [19] Karny Z, Kafri O. Refractive-index measurements by Moiré deflectometry[J]. *Applied Optics*, 1982, 21(18): 3326-3328.
- [20] Chen Y Y, Wang J, Wang Q H, et al. Integrating moiré and emission tomography to visualize and diagnose high-temperature flow fields[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(13): 2721-2723.
- [21] Chen Y Y, Song Y, He A Z, et al. Dependence of arc plasma dispersion capability on its temperature[J]. *Chinese Physics Letters*, 2008, 28(12): 4258-4261.
- [22] Allen C W. *Astrophysical quantities*[M]. London: University of London, Athlone Press, 1963.
- [23] 卞荫贵, 徐立功. *气动热力学*[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 1997.
Bian Y G, Xu L G. *Aerothermodynamic*[M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 1997.
- [24] Rodero A, García M C. Gas temperature determination of non-thermal atmospheric plasmas from the collisional broadening of argon atomic emission lines[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2017, 198: 93-103.
- [25] Dewan E M. Generalizations of the Saha equation[J]. *The Physics of Fluids*, 1961, 4(6): 759-764.
- [26] Gross B, Grycz B, Miklóssy K. *Plasma technology*[M]. London: Iiiffe Books, 1969.
- [27] Jin Y M, Fan Y S. *The physical basis of low temperature plasma*[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 1983.
- [28] Alpher R A, White D R. Optical refractivity of high-temperature gases. I. effects resulting from dissociation of diatomic gases[J]. *The Physics of Fluids*, 1959, 2(2): 153-161.
- [29] 宋旸, 陈云云, 贺安之, 等. 基于相位重建的叠栅层析技术[J]. *光学学报*, 2009, 29(5): 1232-1239.
Song Y, Chen Y Y, He A Z, et al. Moiré tomography based on phase reconstruction[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(5): 1232-1239.
- [30] 宋旸, 张斌, 贺安之. 偏折层析的滤波反投影算法及误差分析[J]. *光学学报*, 2006, 26(11): 1657-1665.
Song Y, Zhang B, He A Z. Filtered back-projection algorithm of deflection tomography and error analysis[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(11): 1657-1665.