

# 激光汤姆孙散射测量容性耦合等离子体的电子密度

张泽亮, 宋海英\*, 刘世炳\*\*

北京工业大学跨尺度激光制造技术教育部重点实验室强场与超快光子学实验室, 北京, 100124

**摘要** 设计了一种测量电容耦合等离子体电子密度时间演化的 YAG 激光汤姆孙散射系统。电容耦合等离子体是在真空条件下由 300 W 射频电源供电的板极装置中产生的。采用最大转换增益  $5.0 \times 10^5$  V/W 的硅雪崩光电二极管(APD)测量波长范围为 200~1000 nm 的 Nd:YAG 激光汤姆孙散射信号。为了提高汤姆孙散射信号强度,在等离子体发生器两侧设置一个光学振荡腔,用于加长驱动激光与等离子体地接触长度和放大汤姆孙散射信号,提高信号光的总发射强度。此外,在 APD 前端还设置了信号采集系统和多级滤波系统,以提高信噪比。最后,依据汤姆孙散射原理设计计算等离子体电子密度的反演算法,并将计算结果与朗缪尔探针的测量结果进行了对比,验证了该算法的有效性。

**关键词** 激光光学; 等离子体诊断; 电容耦合等离子体; 汤姆孙散射; 电子密度测量

**中图分类号** TL65+3 **文献标志码** A

**doi:** 10.3788/LOP57.231406

## Measurement of the Electron Density of Capacitive-Coupled Plasma by Laser Thomson Scattering

Zhang Zeliang, Song Haiying\*, Liu Shibing\*\*

*Strong-Field and Ultrafast Photonics Laboratory, Key Laboratory of Trans-Scale Laser Manufacturing Technology, Ministry of Education, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China*

**Abstract** The YAG laser Thomson scattering system is designed to measure the time evolution of electron density of capacitive-coupled plasma (CCP). CCP is generated in a plate electrode device under vacuum which is powered by 300 W radio-frequency power supply. A silicon avalanche photodiode (APD) with a max conversion gain of  $5.0 \times 10^5$  V/W is used to measure the Nd:YAG laser Thomson scattered signal in the wavelength range of 200 nm to 1000 nm. In order to increase the intensity of the Thomson scattering signal, an optical oscillating cavity is set on both sides of the plasma generator to extend the contact length between the driving laser and the plasma and to amplify the Thomson scattering signal to increase the total emission intensity of the signal light. In addition, a signal collection system and a multistage filter system are positioned at the front-end of APD to improve the signal-to-noise ratio. Finally, we develop an inverse algorithm to calculate electron density of CCP based on the Thomson scattering principle, and the calculation results are compared with the measurement results of the Langmuir probe, which verifies the effectiveness of the algorithm.

**Key words** laser optics; plasma diagnose; capacitive-coupled plasma; laser Thomson scattering; electron density measurement

**OCIS codes** 140.3460; 280.5395; 350.5400

## 1 引言

近年来,随着气体放电技术的发展,在实验室中

已经可以产生稳定的辉光放电等离子体、电感耦合等离子体与电容耦合等离子体,用于对某些材料进行刻蚀、表面改性和镀膜。在气体放电过程中,输入

收稿日期: 2020-04-07; 修回日期: 2020-04-22; 录用日期: 2020-05-06

基金项目: 国家重点研究开发项目(2018YFB0504400)、北京市教委科技计划重点项目(KZ201710005004)、一般项目(KM201810005001)

\* E-mail: hysong@bjut.edu.cn; \*\* E-mail: sbliu@bjut.edu.cn

功率最初被电子吸收,然后通过弹性或非弹性碰撞转移到其他粒子。因此,获得等离子体环境中的电子密度( $n_e$ )对于研究放电机制与实际工业应用都十分重要<sup>[1]</sup>。

激光汤姆孙散射系统最早被用于研究热核聚变反应中等离子体环境的电子密度和电子温度,是一种能够准确高效获取等离子体性质的工具。其测量范围涵盖了辉光放电等离子体和电容耦合等离子体(电子密度低于  $10^{17} \text{ m}^{-3}$ )<sup>[2-3]</sup>。与传统的电子探针技术相比,激光汤姆孙散射系统是一种非接触型技术,既不会污染等离子体也不存在探针被腐蚀等问题,并且具有极高的时间分辨率和空间分辨率。系统的时间分辨率取决于激光光源重复频率,一般可以达到 10 ms;系统的空间分辨率与激光光斑和汤姆孙散射截面,一般可以达到  $2 \text{ cm}^{[3-5]}$ 。激光汤姆孙散射系统主要由激光光源、真空靶室、等离子体发生装置、振荡腔、多级滤波装置、恒温装置、探测器和数据收集装置组成。激光器产生超短脉冲光源经过反射镜进入等离子体发生装置并在振荡腔中多次反射,汤姆孙散射信号沿激光传播方向垂直方向传播,经过多级滤波装置进入光电探测器中。

本文设计了一种基于电容耦合等离子体(CCP)的 Nd:YAG 激光汤姆孙散射系统,并测量其等离子体的电子密度。电容耦合等离子体产生装置由两个圆形平板组成,通过射频放电的方式产生等离子体,整个装置被放置在低真空环境中。高功率射频电源为两个平行极板间提供了电势差,极板间的电子受高频电场的影响而往复运动,从而激发放电形成等离子体<sup>[6-10]</sup>。驱动激光参数如下:波长为 532 nm,单脉冲能量为 150 mJ,重复频率为 10 Hz,脉宽为 5 ns。激光在等离子体两端的振荡腔里多次反射与等离子体充分反应,用于提高汤姆孙散射信号强度。具有温度补偿功能的雪崩光电二极管(APD)探测器放置于与激光传输方向垂直的位置,该探测器由一个高灵敏度的雪崩光电二极管和一个低噪声的信号放大器组成,可以检测到频率最高为 400 mHz 的光学信号。最后,将实验测量的结果与朗缪尔探针标定的结果进行对比,验证整个系统和算法的有效性。

## 2 实验原理与装置

### 2.1 实验描述

自激光器 20 世纪 60 年代问世以来,激光散射已经发展成为研究等离子体性质的重要手段之一,

它不仅测量电子温度和密度的空间分布和时间演化,而且也可以用来标定一些其他诊断系统的测量结果。激光汤姆孙散射是一种通过探测自由电子发射的电磁辐射来确定电子密度的精确方法,现在被广泛应用于各种等离子体的测量中。

在实际测量中,要保证汤姆孙散射信号的强度大于等离子体自身辐射的强度,这要求入射激光的光功率足够强。但是,当激光的峰值功率密度超过  $10^{11} \text{ W/cm}^2$  时,极板间的气体会直接被激光电离,从而影响等离子体发生器中气体放电的稳定状态,对所探测的等离子体环境造成影响。通过理论计算,选择波长为 532 nm、脉宽为 5 ns、单脉冲能量为 235 mJ 的 Nd:YAG 激光器,可以避免上述不足,保证实验的顺利进行。除了保证适当的激光功率,还要尽量增加激光与等离子体的反应距离,激光在等离子体中穿过的距离越长,产生的汤姆孙散射光子数目也就越多。光学振荡腔被安置在等离子体发生器两侧,驱动激光在振荡腔中多次折返,间接增加了激光与等离子体的接触长度,直接增强汤姆孙散射信号。

### 2.2 理论推导

横截面积为  $S_0$  的调 Q 激光脉冲(脉宽为  $\tau$ )经过透镜聚焦后,入射到等离子装置真空室内,在测量位置的激光束截面面积为  $S$ ,长度为  $L$ ,则该散射体积内的电子总数为

$$N_e = \int_A^B n_e(Sdl) \approx LS\bar{n}_e, \quad (1)$$

式中: $n_e$  表示该等离子体的平均电子密度。该散射体积内的每一个电子都会参与散射过程,向接收系统发出散射光。当各个电子完全相关时,向接收系统辐射的散射光总功率为单个电子的  $N_e^2$  倍。如果电子的散射光之间没有相关性,则总的散射光功率为单个电子的  $N_e$  倍,这种散射称为非相干汤姆孙散射,简称为汤姆孙散射。这种相关性可以用散射参数  $\alpha$  表示为

$$\alpha = 1/(K\lambda_D) = \frac{1.08 \times 10^{-4} \lambda_0}{\sin(\theta/2)} \sqrt{\frac{n_e}{T_e}}. \quad (2)$$

当  $\alpha \ll 1$  时,对应于非相干汤姆孙散射;当  $\alpha \gg 1$  时,对应于相干汤姆孙散射或称为离子汤姆孙散射<sup>[11-12]</sup>。由此可见,汤姆孙散射信号的强度与等离子体中的电子密度有着直接关系,通过 APD 测量汤姆孙散射信号的电信号并计算出对应的光信号强度,随后计算出电子密度,具体推导过程如下。

APD 的输出电压  $V_{\text{out}}$  与输入信号光功率  $P_{\text{opt}}$

的关系为

$$V_{\text{out}} = P_{\text{opt}} \times R_M(\lambda) \times G, \quad (3)$$

式中:  $R_M(\lambda)$  为 APD 的响应度, 与输入信号的波长有关, 是一个常数;  $G$  为 APD 探测器的跨阻增益。

将 APD 采集到的电信号代入(3)式, 得到汤姆孙散射信号光功率。汤姆孙散射信号光功率和待测等离子体的电子密度之间的关系如下式所示, 可以看出, 汤姆孙散射信号的强度与等离子体密度成正比。将汤姆孙散射信号光功率和驱动激光光功率代入下式, 可以反演出等离子体发生器中的电子密度。

$$I_{\text{sc}}(\lambda) = I_{\text{pr}} n_e f \left( \frac{d\delta_T}{d\Omega} \right) \Delta\Omega S_\lambda(\lambda) L, \quad (4)$$

式中:  $I_{\text{sc}}$  表示汤姆孙散射光功率;  $I_{\text{pr}}$  表示驱动激光的光功率;  $\delta_T$  表示散射信号的横截面积;  $d\Omega$  表示汤姆孙散射的立体角;  $d\delta_T/d\Omega$  表示汤姆孙散射截面的微分形式<sup>[13-15]</sup>。

$$\frac{d\delta_T}{d\Omega} = r_e^2 (1 - \sin^2\theta), \quad (5)$$

式中:  $r_e$  表示经典电子半径;  $\theta$  表示汤姆孙散射角;  $S_\lambda(\lambda)$  对应汤姆孙散射能量分布(即汤姆孙散射谱形状因子)。由于汤姆孙散射属于非相干散射,  $S_\lambda(\lambda)$  满足以光探针波长为中心的高斯分布。

$$S_\lambda(\lambda) = \frac{1}{\Delta\lambda \sqrt{\pi}} \exp \left[ - \left( \frac{\lambda - \lambda_{\text{pr}}}{\Delta\lambda} \right)^2 \right], \quad (6)$$

式中:  $\Delta\lambda$  表示散射信号高斯轮廓的半峰全宽;  $\lambda$  表示汤姆孙散射信号波长;  $\lambda_{\text{pr}}$  表示驱动激光波长。

### 2.3 激光与光路系统

Nd:YAG 激光汤姆孙散射系统的示意图如图 1 所示。Nd:YAG 激光器的单脉冲能量为 150 mJ, 脉宽为 5 ns, 光束直径为 5 mm。等离子体放电装置由两部分组成, 分别是等离子体发生器和高功率射频电源。等离子体发生器主体部分为两个平行的直径为 150 mm 的圆形极板, 上极板与 300 W 可调高频电源连接, 下极板接地。在低真空状态下, 通过极板间放电产生等离子体。等离子体发生器两端为激光振荡腔, 由两组弧面反射镜组成。当驱动激光进入平板之后, 激光在两组反射镜之间多次反射, 从而激光可以和等离子体充分接触。光学收集系统和多级滤波系统被安置于激光传输方向的垂直方向, 收集激光与等离子体作用产生的汤姆孙散射信号。尽管 APD 探测器具有温度补偿功能, 但是经过测试, 在非恒温条件下 APD 的响应曲线仍然会受到温度影响, 无法得到更准确的数据。所以, 需要将 APD 探测器置于小型恒温室中, 提高实验的精度。

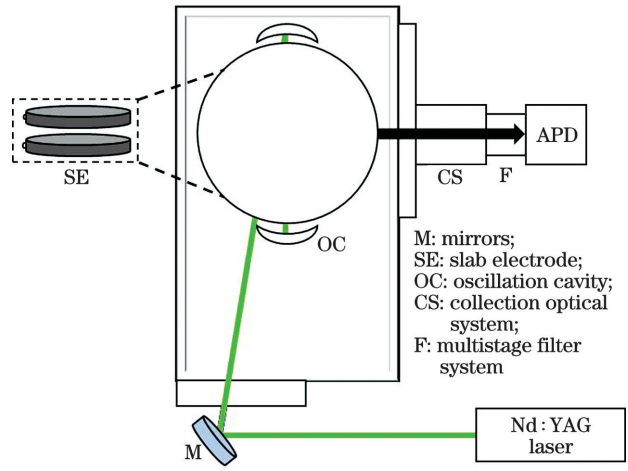


图 1 激光汤姆孙散射实验示意图

Fig. 1 Setup of laser Thomson scattering system

### 3 实验结果与分析

将 APD 的输出端口连接到计算机, 并在实验过程中实时读取 APD 的输出信号。图 2 为等离子体发生器产生稳定等离子体实物图。图 3 展示了在平板电极不同输入功率下 APD 输出信号强度随时间的变化曲线。随着放电功率的增加, APD 接收到的汤姆孙散射信号逐渐增强。但是, 在射频电源功率超过 80 W 时, 上下极板间产生不规律的电弧, 无法产生均匀分布的等离子体; 当射频电源功率低于 50 W 时, 上下极板间没有反应, 也无法产生均匀分布的等离子体。

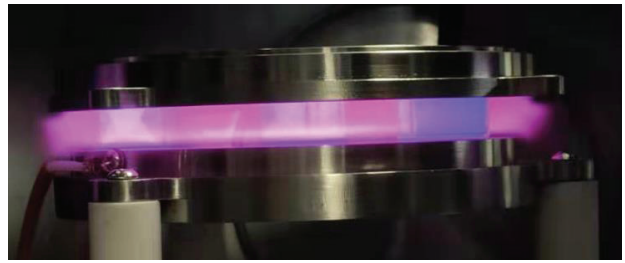


图 2 等离子体发生器产生稳定等离子体实物图

Fig. 2 Physical picture of stable plasma generated by plasma generator

从图 2 和图 3 可以看出, 随着输入功率的增加, 电子密度逐渐上升。原因在于, 随着输入功率的增加, 等离子体发生器中的电子能量分布由单一分布(高能电子), 变为二重分布(高能电子以及大量低能电子), 大量低能电子的存在使得电子平均能量降低。这是因为由于电子数目增加, 电子之间的碰撞加剧, 非弹性碰撞频率增加, 引起高能电子损失。电子获得更多的能量从而脱离离子的束缚, 产生更多

的自由电子,因此电子密度同步增加。

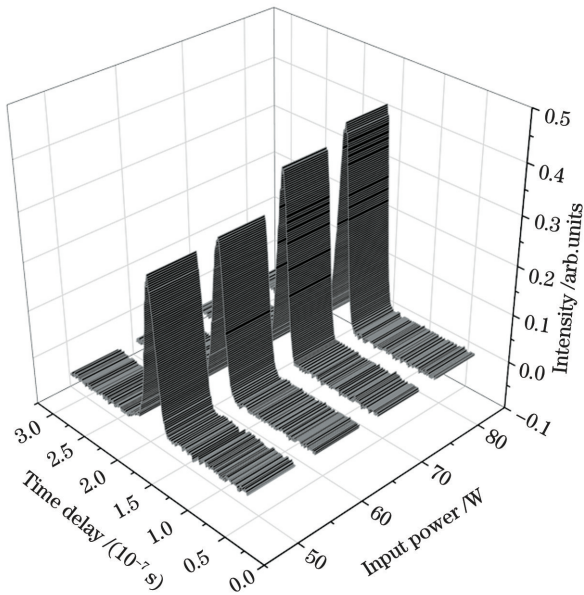


图3 APD检测到的激光汤姆孙散射信号

Fig. 3 Laser Thomson scattering signal detected by APD

基于实验原理中的推导,并通过对APD的采集结果进行分析和计算,可以获得平板电极中等离子体的电子密度与高功率射频输入电源功率之间的关系如图4所示,其中星号表示朗缪尔探针测量结果,方块表示本实验测量结果,两组结果误差在10%以内。

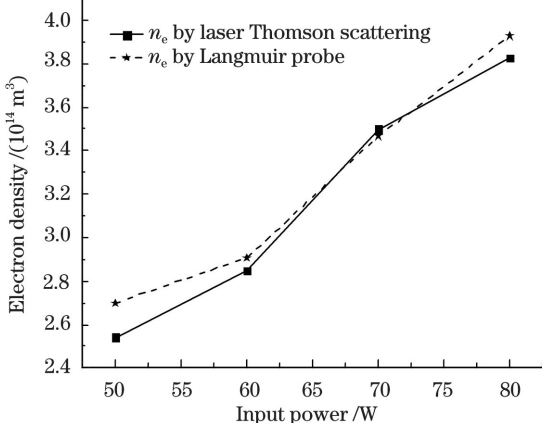


图4 电子密度变化曲线

Fig. 4 Electron density evolution curves

## 4 结 论

汤姆孙散射是诊断等离子体特性的一种非常有效的手段。本文设计的激光汤姆孙散射装置可以完成电子密度测量,结论如下:1)汤姆孙散射信号是非相干光,散射信号可以被看作是多个电子散射信号的线性叠加。单束激光穿过等离子体产生的汤姆孙

散射信号很弱,需要让激光在等离子体中传输足够的距离才能够收集到有效的信号。本文设计了激光振荡腔,置于等离子体发生器两侧,使得激光在等离子体中多次振荡,直接加长了激光与等离子体的接触距离,增强了汤姆孙散射信号。2)为了兼顾激光在等离子体中的损耗和等离子体受到激光的影响,必须选用适当的激光参数,本文中选用的Nd:YAG激光器,单脉冲能量为235 mJ、波长为532 nm、脉宽为5 ns、重复频率为10 Hz。根据实验结果可知,容性耦合等离子体的电子密度与放电功率成正比,放电功率越大电子密度越高。但是当放电功率过大时,会造成放电不稳定而产生不规律的电弧,无法产生等离子体。当放电功率过小时,由于上下极板间的气体没有被击穿,所以无法产生等离子体。通过多次重复实验,针对本文所使用的平板电极和射频电源,放电功率范围为50~80 W可以产生稳定均匀的等离子体。最后,将激光汤姆孙系统测量结果与朗缪尔探针测量结果对比,误差小于10%。

与朗缪尔探针相比,激光汤姆孙散射系统不需要直接与等离子体接触,不会对原有等离子体环境造成污染。此外由于朗缪尔探针传感器表面受到放电气体影响容易被污染,此时探针得到的伏安特性曲线和真实值相比会产生较大偏差,无法得到准确的电子密度信息。激光汤姆孙散射系统的“光探针”稳定性更高,能够长时有效地探测不同等离子体环境的电子密度信息。随着激光技术的不断发展,轻量型模块化的激光器将会适应多种应用场景,光探针相较于实体探针设备保养与维护成本更低,更加适用于科研和工业领域。

## 参 考 文 献

- [1] Zang Q, Zhao J Y, Yang L, et al. Development of a Thomson scattering diagnostic system on EAST[J]. Plasma Science & Technology, 2010, 12(2): 144-148.
- [2] Hatae T, Nagashima A, Yoshida H, et al. First operation results of YAG laser Thomson scattering system on JT-60U [J]. Fusion Engineering and Design, 1997, 34/35: 621-624.
- [3] Hatae T, Nagashima A, Kondoh T, et al. YAG laser Thomson scattering diagnostic on the JT-60U [J]. Review of Scientific Instruments, 1999, 70(1): 772-775.
- [4] Gerry E T, Rose D J. Plasma diagnostics by

- Thomson scattering of a laser beam [J]. *Journal of Applied Physics*, 1966, 37(7): 2715-2724.
- [5] Hopwood J. Review of inductively coupled plasmas for plasma processing [J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 1992, 1(2): 109-116.
- [6] Muraoka K, Uchino K, Yamagata Y, et al. Laser Thomson scattering studies of glow discharge plasmas [J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2002, 11(3A): A143-A149.
- [7] Hassaballa S, Tomita K, Kim Y K, et al. Laser Thomson scattering measurements of electron density and temperature profiles of a striated plasma in a plasma display panel (PDP)-like discharge [J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 2005, 44(14): L442-L444.
- [8] Belostotskiy S G, Khandelwal R, Wang Q, et al. Measurement of electron temperature and density in an argon microdischarge by laser Thomson scattering [J]. *Applied Physics Letters*, 2008, 92(22): 221507.
- [9] Noguchi M, Hirao T, Shindo M, et al. Comparative studies of the laser Thomson scattering and Langmuir probe methods for measurements of negative ion density in a glow discharge plasma [J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2003, 12(3): 403-406.
- [10] Scannell R, Walsh M J, Carolan P G, et al. Design of a new Nd:YAG Thomson scattering system for MAST [J]. *The Review of Scientific Instruments*, 2008, 79(10): 10E730.
- [11] MoradiZamenjani F, Ali Asgarian M, Mostajaboddavati M, et al. Particle-in-cell simulation feasibility test for analysis of non-collective Thomson scattering as a diagnostic method in ITER [J]. *Nuclear Engineering and Technology*, 2020, 52(3): 568-574.
- [12] Blanchard P, Andrebe Y, Arnichand H, et al. Thomson scattering measurements in the divertor region of the TCV Tokamak plasmas [J]. *Journal of Instrumentation*, 2019, 14(10): C10038.
- [13] Kajita S, Ohshima H, Tanaka H, et al. Spatial and temporal measurement of recombining detached plasmas by laser Thomson scattering [J]. *Plasma Sources Science and Technology*, 2019, 28(10): 105015.
- [14] Davies A S, Haberberger D, Katz J, et al. Investigation of picosecond thermodynamics in a laser-produced plasma using Thomson scattering [J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2020, 62(1): 014012.
- [15] Lee J H, Kim H J. Improvement of light collection subsystems in the KSTAR Thomson scattering diagnostic system [J]. *Journal of Instrumentation*, 2019, 14(11): C11015.