

双波长输出 He-Ne 激光器测量氦等 离子体中电子密度时空分布

黄元网 赵明信 孟 刚 李交美 吴昌军
(武汉物理所)

提 要

用 $3.39 \mu\text{m}$ 和 $0.63 \mu\text{m}$ 同时振荡的双波长 He-Ne 激光器, 首次测量了脉冲氦等离子体中电子密度 ($10^{14} \sim 10^{15} \text{cm}^{-3}$) 的时间和径向空间分布。

关键词: He-Ne 激光器, 脉冲氦等离子体, 电子密度。

一、前 言

自由电子在等离子体中电子密度的精确测量, 对于研究等离子体中的微观相互作用, 如激发过程, 电离过程, 谱线加宽等的研究是极为重要的。不同情形的等离子体, 自由电子密度相差十分悬殊(其差达 30 个量级)。测量电子密度的方法有多种, 主要有光谱法和各种探针, 如实物探针, 微波探针, 激光和粒子探针, 不同方法有不同的适用范围和精度, 选择测量方法需根据等离子体具体情形和精度的要求来定。

本文报道直管箍缩脉冲氦等离子体中电子密度的时间和空间分辨的测量, 我们选择激光探针法, 用激光干涉技术测量等离子体的光学折射率的变化, 与由等离子体中原子发射谱线线形来确定电子密度的光谱法^[1~2]相比, 此法具有理论简明, 设备价廉、测量手续简便, 精度较高。由于采用双波长 He-Ne 激光器的光腔作为干涉仪的参考臂, 比通用的迈克耳逊干涉仪具有更简单的光学系统, 通过对激光器红光(波长 6328 \AA) 的检测来探测红外光(波长 $3.39 \mu\text{m}$) 的干涉效应, 既提高了电子密度测量的时间分辨率, 又提高了测量灵敏度。

二、基本原理和实验装置

对于频率为 f 的电磁波, 等离子体所表现的折射率为^[3]

$$n_p = [1 - (f_p/f)^2]^{1/2}, \quad (1)$$

式中 $f_p = (n_e e^2 / \pi m_e)^{1/2}$ 为等离子体振荡频率。 m_e 、 e 和 n_e 分别是电子质量、电荷和电子密度。可见, 等离子体的折射率是电子密度的函数, 在一个脉冲等离子体期间, 电子密度的变化引起折射率的变化, 光束通过等离子体的光程也就发生变化。本文所测量的等离子体的电子密度范围在 $10^{14} \sim 10^{16} \text{cm}^{-3}$ 之间, 等离子体的振荡频率, $f_p = 9 \times 10^3 n_e^{1/2}$, 在 $10^{11} \sim 10^{12} \text{Hz}$ 之间, 与氦氖激光的 $3.39 \mu\text{m}$ 的红外光的频率相比, 满足 $(f_p/f) \ll 1$, 于是(1)式近似得

$$n_p \doteq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 = 1 - \frac{n_e e^2 \lambda^2}{2\pi c^2 m_e} \quad (2)$$

实验中, 等离子体置于 He-Ne 激光器和一平面反射镜之间, 红外光束往返通过等离子体后, 回入光腔, 与光腔内的红外光束干涉加强的条件是

$$2(\bar{n}_p l + \sum_i n_i d_i) = q\lambda, \quad (3)$$

l 为等离子体长度, \bar{n}_p 为光学折射率在等离子体长度 l 上的平均值, $\sum_i n_i d_i$ 表示除等离子体之外, 光束通过从激光输出镜到平面反射镜之间所有光学镜片及空气光路的光程, 这部分是固定的。实际上, 由于装置的机械振动等干扰, 这部分光程有变化, 但变化速率比等离子体中光程的变化速率低三个数量级, 可以忽略不计。由 (3) 式, \bar{n}_p 的变化 $\Delta\bar{n}_p$, 引起干涉条纹数的变化 Δq 由下式表示

$$\Delta q = \frac{2l}{\lambda} \Delta\bar{n}_p = -\frac{\lambda e^2}{\pi m_e c^2} \Delta n_e, \quad (4)$$

$$\Delta n_e = -\frac{\pi m_e c^2}{\lambda e^2} \Delta q, \quad (5)$$

式中负号表示电子密度变化与红外光干涉条纹数的变化方向相反。实际上, 在本实验中, 由于 n_e 是在某一时间间隔(等离子体寿命)之内随时间变化的, 所以干涉条纹数的增加或减少, 均表现为光束强弱随时间的变化。本文实验中所测的等离子体长度 $l=70$ cm, 红外光波长 $\lambda=3.39$ μm 连同物理常数代入(5)式得

$$\Delta n_e = -4.7 \times 10^{14} \Delta q (\text{cm}^{-3}), \quad (6)$$

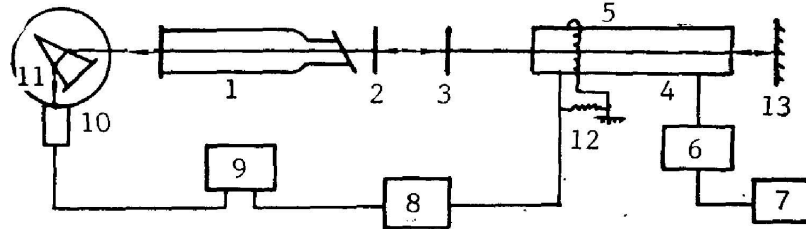


Fig. 1 Schematic diagram of the apparatus

1. He-Ne laser tube; 2. Laser output mirror; 3. Optical filter; 4. Plasma tube; 5. Rogoski coil; 6. Storage capacitor and electron switch system; 7. Single pulse trigger; 8. Gate circuit; 9. Storage oscilloscope; 10. Photomultiplier; 11. Prism monochromator; 12. Resistor (50 Ω); 13. Reflective mirror

实验装置如图 1, 70 cm 长的直管等离子体直径 4.4 cm, 管内流动氦气压在 0.2 Torr ~ 1 Torr 范围内可调, 放电电压在 15 kV ~ 20 kV 范围内可调, 通过杂散电感小于 100 nH, 电容为 0.45 μF 的低感储能电容放电, 放电回路中串有 3.5 Ω 的圆盘碳质电阻, 放电脉冲电流半宽度 6 μs , 放电 20 μs 后, 管中为无电流, 无磁场的复合等离子体, 由于使用环状电极和 6 根旋转对称的铜回流棒, 等离子体具有良好的轴对称和轴向均匀性, 一个脉冲等离子体的寿命约 200 μs 左右。

双波长 He-Ne 激光器的光腔(半外腔)作为干涉仪的参考臂, 激光器同时输出波长为 3.39 μm 的红外光和波长 6328 \AA 的红光, 总输出功率 2 mW 以上, 通过调节激光管放电电流, 调节红光和红外光输出比分, 红外光为单横模和单纵模。激光器的输出镜和镀金全反射镜组成干涉仪的测量臂, 被测的等离子体源置于其中, 红外增透膜是在锗基片上镀有多层介

质膜的平面镜,它阻断可见光,对 $3.39\ \mu\text{m}$ 的红外光,透射率大于 80%。红外光来回两次通过等离子体后进入激光腔内,与从激光输出镜腔内侧一面直接反射回腔内的红外光发生干涉。由于 $3.39\ \mu\text{m}$ 和 $6328\ \text{\AA}$ 的跃迁是具有共上能级 $3s$, 由于两条谱线的跃迁共用同一能态的粒子,因而激光强度互补。例如,当 $3.39\ \mu\text{m}$ 腔内干涉增强时, $6328\ \text{\AA}$ 的谱线强度减弱,利用这种互补效应,我们采用普通的可见区光电倍增管 GDB-333,探测红光的强度随时间的变化,间接测量 $3.39\ \mu\text{m}$ 红外光的时间干涉谱,提高了探测灵敏度,探测设备也比较简便。使用棱镜单色仪滤除 $6328\ \text{\AA}$ 以外的杂散光。光电倍增管的输出,直接显示在 400MO 宽带 7834-存储示波器上,再用照相法,拍摄示波器光屏上的干涉信号,作为分析用数据。

三、测量结果

1. 背景信号

调整光路和测量系统,使 He-Ne 激光器同时输出红光和红外光,红外光达 $1\ \text{mW}$ 左右时,在玻璃管内不存在等离子体的情况下,仍然观察到慢变化干涉信号,当在测量系统附近击掌或轻轻敲击镜片的光具座时,均观察到与之相应的幅度更大的干涉信号,这是测量中所不希望有的,称为背景信号,它是由于与系统相连的真空设备、实验室地板的振动及空气扰动所致,即 (3) 式中 $\sum n_i d_i$ 部分的变化所致。

图 2 是拍摄到的这种背景干涉信号,它一般是不规则的,信号变动周期在数毫秒到数十毫秒之间,比一个脉冲等离子体寿命长两个数量级以上,故背景信号对于实际测量,并不产生重要影响。

2. 干涉信号

围绕等离子体管的罗戈夫斯基 (Rogowski) 线圈所感应的信号 (如图 3(a)), 显示了产生氦等离子体的气体放电电流的波形,其上升前沿用来触发存储示波器的扫描,示波器记录整个脉冲等离子体寿命内干涉信号随时间的变化。图 3(b) 是干涉信号的照片,等离子体起始后 $20\ \mu\text{s}$ 内,电子密度由零较快地上升到极大值,随后经历大约 $180\ \mu\text{s}$ 复合后又趋近于零。电子密度由零到极大值,由极

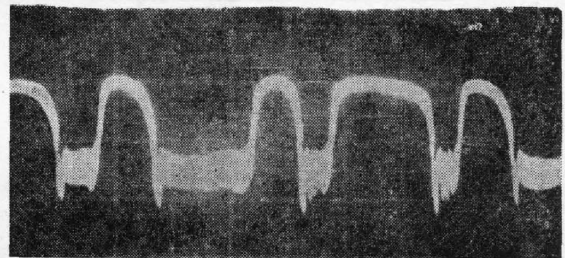


Fig. 2 Interference signal without plasma (20 ms/div)

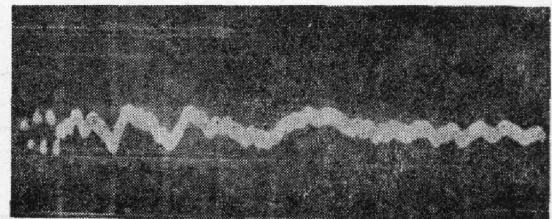
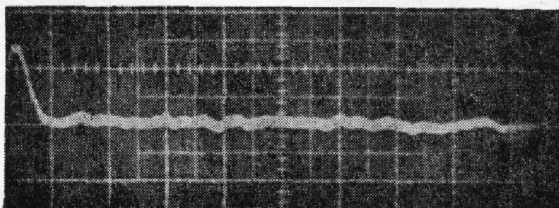


Fig. 3

(a) Inductive signal in Rogowski coil which represents the discharge current shape in helium plasma tube (20 $\mu\text{s}/\text{div}$)

(b) Typical interference signal with helium plasma (20 $\mu\text{s}/\text{div}$)

大值到零, 等离子体的光程经历同数量的变化, 两边的信号应具有同样的极值数, 在电子密度转折的时刻, 干涉信号应呈现马鞍形变化, 由于电子密度上升时间远短于下降时间, 两边的干涉信号极值的疏密程度有显著差别。

摄下干涉信号照片后, 我们从等离子体复合終了电子密度为零的一端, 开始计算, 一直到等离子体起始后的 $20 \mu\text{s}$, 根据(6)式算出复合阶段的电子密度随时间的变化。

3. 电子密度随时间和空间的变化

图4为放电管流动氦气压 0.5 Torr , 放电电压分别是 16 kV 和 18 kV 时, 在管中心轴上, 电子密度随时间的变化。图5是放电电压固定在 18 kV 氦气压为 0.5 Torr 和 0.7 Torr 时, 中心轴上电子密度随时间的变化, 它们均呈单调下降的规律。

图6是等离子体放电起始后, 三个不同时刻测得的电子密度随放电管径向的分布, $r=0$ 代表管子的中心轴, 在三个不同时刻, 电子密度均由管中心最大值均匀地逐渐向管边缘递减。

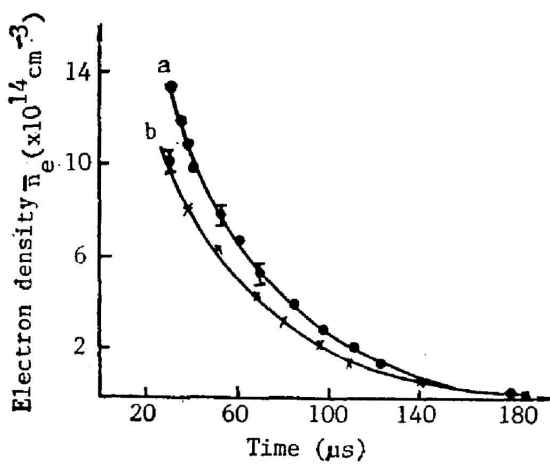


Fig. 4 Average electron density along the plasma axis ($r=0$) as a function of time helium pressure 0.5 Torr
(a) Discharge voltage 18 kV ;
(b) Discharge voltage 16 kV

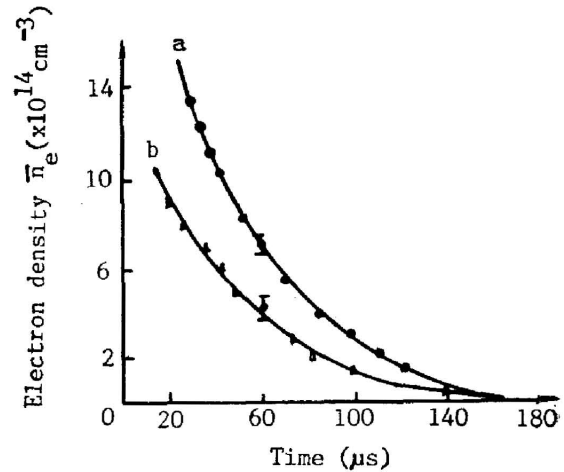


Fig. 5 Average electron density along the plasma axis ($r=0$) as a function of time
Discharge voltage 18 kV
(a) Helium pressure 0.5 Torr ;
(b) Helium pressure 0.7 Torr

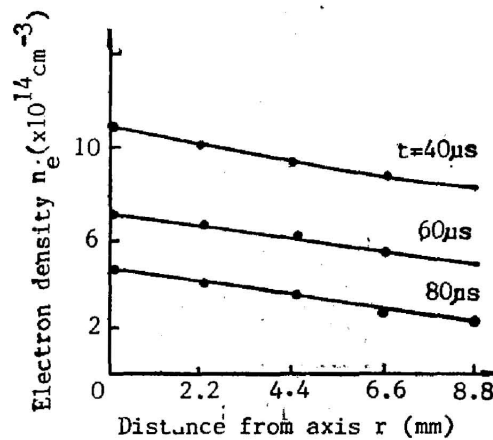


Fig. 6 Radial distribution of the average electron density at different time
Helium pressure 0.5 Torr , Discharge voltage 18 kV

四、讨 论

为了获得可靠的干涉信号和提高电子密度测量精度,除了要仔细排除放电脉冲对 He-Ne 激光器和探测系统的干扰,还要使示波器的触发信号真正是代表等离子体放电初始时刻的感应线圈的信号,以减少触发时间的晃动,才能提高电子密度随时间变化的准确性;信噪比直接影响电子密度的测量精度,它主要取决于双波长 He-Ne 激光器的质量。

根据干涉信号极值的变化,由(6)式推导电子密度。我们在时间上是由后往前,即从等离子体已经复合消失的时候开始往前计算干涉信号的变化,这样推算,数据可靠。此外,电子密度为零时,确定干涉信号和零基线的相对位置(干涉光束间初始相位)所造成的误差,也是电子密度测量计算的误差来源。

本文采用多张照片统计平均,所测电子密度的标准偏差一般在 10% 范围内。

若进一步改进测量信号的信噪比,大量照片分析平均,该法测量误差,估计可以降到 5% 左右。

据(6)式,该法可测得电子密度的下限为 $1.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$,而测量上限的估计,可根据 $3.39 \mu\text{m}$ 电磁辐射的频率 f 远远大于等离子体振荡频率 f_p 的条件决定,当电子密度为 10^{17} cm^{-3} 时, $f = 100f_p$ 。测量中,还应考虑干涉信号显示和读取的方便,实际上,用 $3.39 \mu\text{m}$ 的红外光作为干涉束,适宜测量 $10^{14} \sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 范围内的电子密度,更高的电子密度的测量需选择短波长的激光作干涉束,而低于 10^{14} cm^{-3} 的电子密度,则应选择更长波长的激光甚或微波辐射作为干涉束。

本工作在中国科学院院内基金和第三世界科学院基金的资助下完成的。

参 考 文 献

- [1] N. Furuta, Y. Nojiri *et al.*; *Spectrochimica Acta*, 1985, **40B**, No. 3, 423.
- [2] E. H. Choot, G. Horlick; *Spectrochimica Acta*, 1986, **41B**, No. 9, 935.
- [8] D. E. T. F. Ashby, D. F. Jephcott; *Appl. Phys. Lett.*, 1963, **3**, No. 1 (Jul), 13.

Time and radial resolved electron density measurement in helium plasma by a double wavelength He-Ne laser

HUANG YUANWANG, ZHAO MINGXIN, MONG GANG, LI JIAOMEI AND WU CHANGJUN
(*Wuhan Institute of Physics, Academia Sinica, Wuhan*)

(Received 5 October 1987; revised 20 June 1988)

Abstract

Time and radially resolved electron density in a pinch helium plasma has been measured with laser interferometry. The double wavelength He-Ne laser oscillating at $0.63\ \mu\text{m}$ and $3.39\ \mu\text{m}$ simultaneously was used. The average electron density via time for the laser traversed portion of plasma was given for different discharge voltage and different helium pressure.

Key words: He-Ne laser, pulsed helium plasma, electron density.