

# 双波长激光诊断氩等离子体弧

曹尔妍 王开绚

(中国科学院力学所)

**提要:** 本文报道采用双波长( $\lambda_1=632.8\text{ nm}$ ,  $\lambda_2=488\text{ nm}$ ) Mach-Zehnder 干涉仪对切割用氩等离子体弧(最大功率为4kW)的密度、温度等参数进行诊断的结果,并与单波长干涉法得到的结果相比较。

## Application of two-wavelength laser interferometer to diagnostics of argon plasma jets

Cao Eryan, Wang Kaixuan

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** A two-wavelength ( $\lambda_1=632.8\text{ nm}$ ,  $\lambda_2=488\text{ nm}$ ) Mach-Zehnder interferometer was used to determine the distribution of the electron density and temperature in argon plasma jets. The results are compared with those obtained by using single wavelength interferometry.

### 一、引言

自1982年以来我们先后采用单波长和双波长 Mach-Zehnder 干涉仪对切割用等离子体弧的电子密度、原子密度等参量进行了测量<sup>[1]</sup>。本文是在单波长之干涉后采用双波长 Mach-Zehnder( $\lambda_1=632.8\text{ nm}$ ,  $\lambda_2=488\text{ nm}$ )干涉仪进行进一步的测量。

### 二、等离子体的折射率理论

部分电离等离子体的总折射率为原子、电子和正离子各部分折射率的总和<sup>[2]</sup>。

电子对等离子体折射率的贡献为:

$$n_e^2 = 1 - \omega_p^2 / \omega^2$$

式中  $\omega_p$  为等离子体振荡频率,  $\omega$  是电磁波在等离子体中的传播频率, 当  $\omega_p \ll \omega$  时可写为:

$$\begin{aligned} n_e - 1 &\approx -\frac{1}{2} \omega_p^2 / \omega^2 \\ &= -\frac{N_e e^2 \lambda^2}{2\pi m_e c^2} \approx -4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e \end{aligned} \quad (2)$$

原子的折射率根据 Cauchy 公式可写为

$$n_a - 1 = \left( A + \frac{B}{\lambda^2} \right) N_a \quad (3)$$

式中  $A$ 、 $B$  均为常数, 且  $B \ll A$ , 即原子的折射率是波长  $\lambda$  的弱函数。

正离子对折射率的贡献为:

$$n_i - 1 = CN_i,$$

收稿日期: 1984年12月10日。

$C$  为常数, 因物质种类不同而异。

等离子体总的折射率可表示为:

$$n-1 = \left( A + \frac{B}{\lambda^2} \right) N_a + CN_i - 4.46 \times 10^{-14} \lambda^2 N_e \quad (4)$$

采用双波长激光干涉仪测量等离子体折射率可得:

$$\begin{cases} n_1 - 1 = \left( A + \frac{B}{\lambda_1^2} \right) N_a + CN_i - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_1^2 N_e \\ n_2 - 1 = \left( A + \frac{B}{\lambda_2^2} \right) N_a + CN_i - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_2^2 N_e \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} n_1 - 1 = \left( A + \frac{B}{\lambda_1^2} \right) N_a + CN_i - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_1^2 N_e \\ n_2 - 1 = \left( A + \frac{B}{\lambda_2^2} \right) N_a + CN_i - 4.46 \times 10^{-14} \lambda_2^2 N_e \end{cases} \quad (6)$$

由方程(5)、(6)相减可得出等离子体的电子密度为:

$$N_e = \frac{(n_2 - n_1) \times 10^{14}}{4.46(\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \quad (7)$$

求出  $N_e$  代入(5)或(6), 则可求  $N_a$  并可计算电离度。

根据 Saha 方程:

$$\begin{cases} \frac{N_i N_e}{N_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left( \frac{2m_e kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{eu}{kT}\right) \\ N_i = N_e \\ N_i + N_e + N_a = \frac{P}{kT} \end{cases}$$

由此推出

$$\frac{\eta^3}{1-\eta^2} P = 3.16 \times 10^{-7} T^{2.5} e^{-\frac{eu}{kT}} \quad (8)$$

式中  $\eta$  为电离度,  $\eta = \frac{N_e}{N_a + N_e}$ ; 氙电离电位  $U = 15.7 \text{ V}$ , 玻尔兹曼常数  $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/度}$ ,  $m_e$  为电子质量,  $e$  为电子电量,  $h$  为普朗克常数,  $P$  为压力 ( $P = 1 \text{ atm}$ ),  $T$  为温度,  $N_i$ 、 $N_e$ 、 $N_a$  分别为离子、电子和原子密度,  $g_i$  为离子的统计权重,  $g_a$  为原子的统计权重。

对式(8)两边取对数并整理得:

$$\begin{aligned} L_n \left[ \frac{10^7 \eta^3}{3.16(1-\eta^2)} \right] \\ = 2.5 \ln T - \frac{1.82278 \times 10^5}{T} \end{aligned} \quad (9)$$

用牛顿迭代法求解上式, 可计算中心弧

区的径向温度分布。

### 三、实验和结果

空间干涉场由双波长 Mach-Zehnder 干涉仪实现, 光路见图 1。激光源波长为  $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$ 。

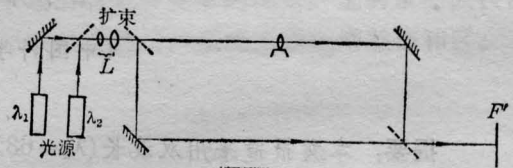


图 1 实验光路图

我们对切割用氙等离子体弧进行了测量, 得到了电流从 60~100 A, 氙流量为 0.25~1.5 m<sup>3</sup>/h 各种条件下的干涉条纹, 并对各不同截面高度上的电子密度和温度分布进行了计算。干涉条纹见图 2 和图 3。

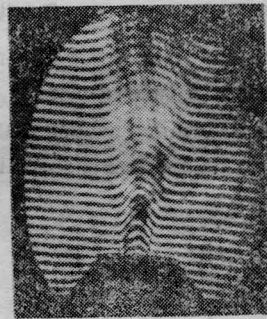


图 2

80 A, Ar 流量 0.5 m<sup>3</sup>/h,  $\lambda_1 = 632.8 \text{ nm}$

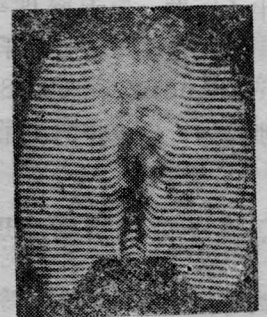


图 3

80 A, Ar 流量 0.5 m<sup>3</sup>/h,  $\lambda_2 = 488 \text{ nm}$

## 四、数据处理和实验结果的分析与讨论

### 1. 数据处理

仿照单波长激光干涉仪诊断等离子体弧的方法,对整个电弧进行分区处理,中心弧区按等离子体折射率理论进行计算,在边缘区域按高温气体理论进行计算。

假设电弧是径向轴对称折射率场(图4),在某截面高度上,干涉条纹漂移方程为:

$$S(y) = \frac{1}{\lambda} \int_{-x_1}^{x_1} [n(r) - n_0] dx \quad (10)$$

由图可知

$$x = \sqrt{r^2 - y^2}, \quad dx = \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}$$

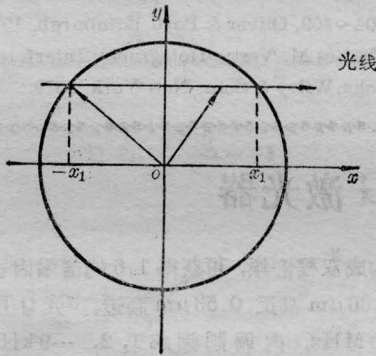


图 4

$$S(y) = \frac{2}{\lambda} \int_y^R [n(r) - n_0] \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (11)$$

此即 Abel 积分方程,可以反演为:

$$n(r) - n_0 = -\frac{\lambda}{\pi} \int_r^R \frac{dS(y)}{\sqrt{r^2 - y^2}} \quad (12)$$

在边缘区域,根据 Gladstone-Dale 方程<sup>[3]</sup>计算高温气体的温度。由 Gladstone-Dale 方程  $n-1 = K\rho$  ( $K$ —常数,随气体种类而不同,  $\rho$  为质量密度)和理想气体状态方程推得:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{n - n_0}{n_0 - 1}} T_0 \quad (13)$$

$T_0$ 、 $n_0$  分别为常温下气体的温度和折射

率。

用最小二乘法进行数据拟合,根据拟合后的数据计算折射率。我们采用线性函数法解方程(11),根据折射率差计算出电子密度、原子密度、电子温度、气体温度分布,结果如图5至图7。

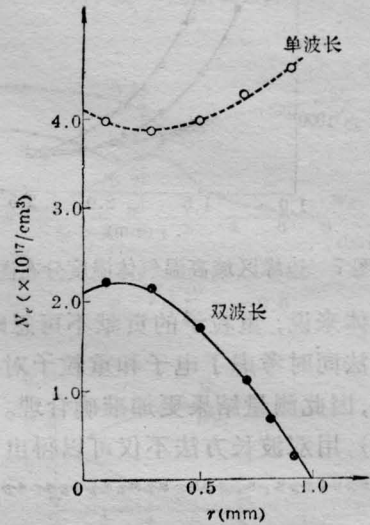


图 5 中心区域电子密度分布图

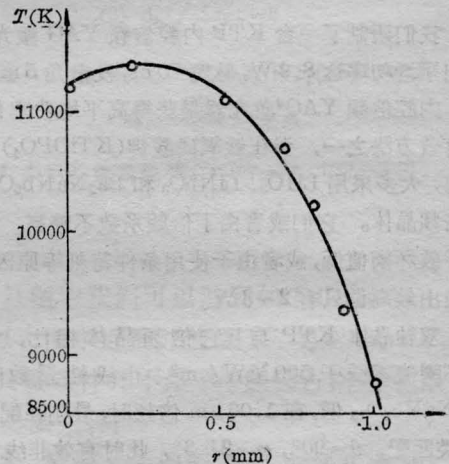


图 6 中心区域电子温度分布图

### 2. 实验结果分析与讨论

(1) 由单波长<sup>[1]</sup>测量结果,电子密度值偏高而且分布区域偏宽。选用双波长方法进行测量,改进电子密度值约一个数量级。这主要是因为单波长方法中假设等离子体折射率主要是电子的贡献。实际上对部分电离

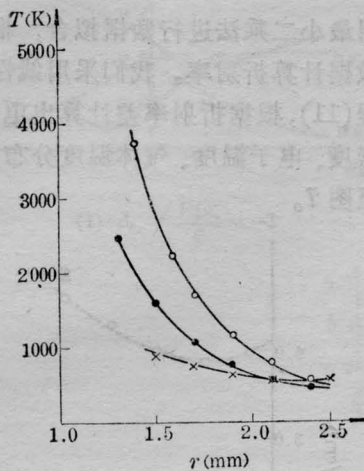


图7 边缘区域高温气体温度分布图

等离子体来说,重粒子的贡献不可忽略。双波长方法同时考虑了电子和重粒子对折射率的贡献,因此测量结果更加准确合理。

(2) 用双波长方法不仅可以得出弧区电

子密度分布和电离度等参数,而且根据局域热平衡理论,采用 Saha 方程可算出弧区温度分布。因此得到整个电弧的温度分布。

(3) 按弧中心区域(等离子体区)和边缘区域(高温气体区)分区处理的方法,是处理电弧比较好的方法。图6和图7是分别用两个模型所得的温度分布,分别在各自的模型所满足的条件下成立。当半径接近弧半径时(本实验由照片所读各截面高度弧区半径在1.5 mm左右,实际上弧半径还要更小一些),高温气体模型已不适用。两种模型所算结果中间有一段衔接区,可以考虑新的数学模型。

### 参 考 文 献

- [1] 曹尔妍,王开绚;《应用激光联刊》,(待发表)
- [2] U. Ascoli-Bartoli; "Physics of Hot plasmas", p. 404~409, Oliver & Boyd Edinburgh, 1970.
- [3] Charles M. Vest; "Holography Interferometry", John Wiley & Sons, New York, 1979.

## KTP 内腔倍频 YAG 激光器

我们研制了一台 KTP 内腔倍频 YAG 激光器,输出平均功率达 8.9 W,脉宽 70 ns,发散角 5 mrad。

内腔倍频 YAG 激光器是获得高平均功率绿光的有效方法之一,但在钛氧磷酸钾(KTiOPO<sub>4</sub>)出现以前,大多采用 LiIO<sub>3</sub>、LiNbO<sub>3</sub> 和 Ba<sub>2</sub>NaNb<sub>5</sub>O<sub>15</sub> 作为倍频晶体。它们或者由于倍频系数不够高,或者由于破坏阈值低,或者由于使用条件苛刻等原因,倍频输出最高也只有 2~3 W。

双轴晶体 KTP 与其它倍频晶体相比,它的破坏阈值不低于 500 MW/cm<sup>2</sup>,非线性系数略比 Ba<sub>2</sub>NaNb<sub>5</sub>O<sub>15</sub> 低,在 1.06 μm 倍频时,最佳匹配为第 II 类匹配,θ=90°,φ=21.3°,此时有效非线性系数为  $d_{eff}^{(II)} = 17.7 \times 10^{-9}$  e. s. u., 走离角很小,仅 0.262°,允许角很大,

$$\Delta\theta_{max} = -7^\circ \sim 7.2^\circ, \Delta\phi_{max} = -7.8^\circ \sim 11^\circ$$

(晶体长度 3.7 mm 时);  $\Delta\theta_{max} = -3.3^\circ \sim 4.2^\circ$ ,

$$\Delta\phi_{max} = -4.7^\circ \sim 4.8^\circ \text{ (晶体长度 10 mm 时)}$$

且 KTP 不潮解。所以 KTP 特性优良,使用方便。

我们研制的激光器采用双椭圆聚光腔,声光 Q 开关,使用谐波反射镜 M<sub>3</sub>(对 1.06 μm 高透, 0.53 μm

高反)构成双程倍频,可获得 1.6 的倍增因子,输出镜对 1.06 μm 高反,0.53 μm 高透。声光 Q 开关中心频率 40 MHz,内调制频率 1, 2, …, 9 kHz 可调。KTP 尺寸为 5.1×4.5×7.5 mm<sup>3</sup>(通光方向长度 5.1 mm),!表面镀 1.06 μm 增透膜。本装置的主要特点是采用准连续泵浦,即使氩灯的放电流呈方波。与连续泵浦相比,在相同的输入电功率时,准连续泵浦具有三大优点:一是减小了 YAG 棒中的热效应,测得热焦距加长了 1/3~1/4;二是增高了腔内循环的基波功率,从而提高了谐波输出平均功率。由理论分析,当占空比 1:n 时,谐波输出可提高 n 倍,在最佳情况下,我们得到高于二倍的输出。如在连续泵浦时谐波输出 4 W,在准连续时得到 8.9 W 的结果;三是提高了腔内的增益,所以得到较窄的脉宽,进而提高了谐波输出的峰值功率。

(天津大学 姚建铨 李 昱

薛 彬 汪永一

山东大学 蒋民华 谭忠恪 列耀岗 徐志彬

韩建儒 1985 年 3 月 25 日收稿)