

用于托卡马克装置的中性氢密度绝对测量的激光共振荧光散射仪

毛剑珊 方自深 吴新潮 肖俊勇
冯再金 吴振伟

(中国科学院等离子体物理研究所)

摘 要 本文描述了一种新的高温等离子体的诊断方法,即用激光共振荧光法测量托卡马克高温等离子体中的中性氢密度。整个测量系统用瑞利散射进行绝对定标。文章具体描述了 HT-6B 托卡马克装置上的共振荧光散射仪及其中性氢密度的测量结果。

关键词 共振荧光 能级寿命 能级布居数 共振激发 饱和激发跃迁 瑞利散射

一、引 言

在聚变等离子体物理研究中,中性氢密度时空分布测量是一项重要课题。到目前为止,国际上托卡马克装置上的中性氢密度多是用 $H\alpha$ 、 $H\beta$ 或 $L\alpha$ 的绝对测量来获得的。但由于 $H\alpha$ 面发光度“中空”厉害,没能用 Abel 变换给出精确结果^[1,2,3]。激光共振荧光法是最近十几年才建立起来的一种新的诊断方法,它具有较高的选择性(可排除其它谱线的干扰)、较高的灵敏度(可测中性氢最低密度为 10^8cm^{-3})和极高的时空分辨本领。但由于测量中有很强的 $H\alpha$ 背景光,信噪比很小,因此目前国际上在托卡马克装置上完成此项实验的不多。

二、测量原理

激光共振荧光法是利用一束强的单色光,其频率正好使待测原子发生共振激发,原子受激后向各个方向发射荧光,从某一方向测量荧光光强,经过绝对定标,可推出该种原子的密度。

氢原子的能级图如图 1 所示。当具有足够高光谱通量密度、一定带宽、 $\lambda_0 = 6563\text{\AA}$ 的激光进入热的氢等离子体,有选择地进行光泵跃迁,从 $n=2$ 能级到 $n=3$ 能级。 $n=3$ 能级上粒子数饱和时有

$$\frac{N_3^s}{N_2^s} = \frac{g_3}{g_2} = 2.25 \quad (1)$$

式中, N_3^s 、 N_2^s 分别表示激光饱和作用下的 $n=3$ 、 $n=2$ 能级布居数; g_3 、 g_2 分别表示 $n=3$ 、 $n=2$ 能级的统计权重。对于低密度等离子体 ($N_e < 10^{12}\text{cm}^{-3}$) 符合日冕模型,不同能级间的粒子布居数取决于日冕模型下的玻尔兹曼方程

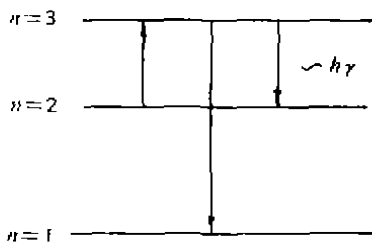


图 1 氢原子的能级图

玻尔兹曼方程

1989年 4月17日收到来稿, 1989年 9月6日收到改稿。

$$N_e N_1 R_{1n} = N_e \sum_{n' < n} A_{nn'} \quad (2)$$

对氢原子有

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{R_{13}}{R_{12}} \cdot \frac{A_{21}}{A_{31} + A_{32}} \quad (3)$$

式中, N_e 为电子密度, N_1 、 N_2 、 N_3 分别表示无激光照射时 $n=1$ 、 $n=2$ 、 $n=3$ 能级上的粒子

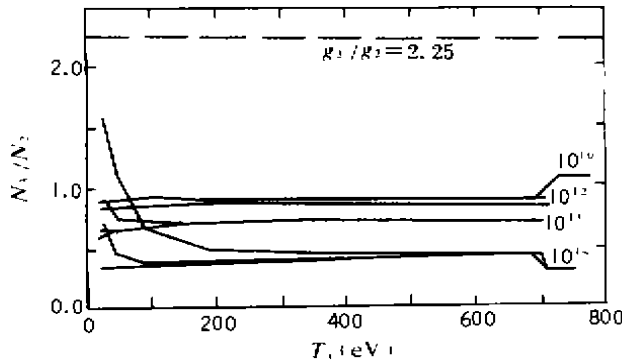


图 2 N_3/N_2 在不同 N_e 下的计算值曲线

布居数。 R_{1n} 代表由基态到 n 态的碰撞激发系数。 $A_{nn'}$ 代表由 n 态自发跃迁到 n' 态的自发辐射跃迁系数。当电子温度 T_e 在 100 eV 到 1000 eV 时, $R_{13}/R_{12} \approx 0.18^{[4]}$ 。从 (3) 式算出 $N_3/N_2 \approx 0.85$ 。由于激光共振激发使 N_3/N_2 由 0.85 增加到 2.25, 这一增量就确定了荧光信号的大小。

对于较高密度的等离子体 ($N_e = 10^{12} \sim 10^{14} \text{cm}^{-3}$) 不符合日冕模型, 这时 N_3/N_2 可以从 Johnson 和 Hinnoy 数据计算出来^[5], 如图 2 所示。假设

$$N_2 + N_3 = N_2^s + N_3^s \quad (4)$$

即 $n=2$ 、 $n=3$ 能级以外的能级布居数不受入射激光的影响。由 (1)、(4) 式得出

$$N_3^s = \frac{g_3}{g_2 + g_3} (N_2 + N_3) \quad (5)$$

$$\Delta N_3 = N_3^s - N_3 = N_2 \frac{g_2}{g_2 + g_3} \left(\frac{g_3}{g_2} - \frac{N_3}{N_2} \right) \quad (6)$$

在激光饱和作用下, 总粒子数的稳态值为 $(N_2 + N_3)\tau_s/\tau$ 。 τ 、 τ_s 分别表示没有激光照射和在激光饱和作用下, $n=2$ 、 $n=3$ 总的能级寿命。

$$\frac{1}{\tau} = \frac{N_2}{N_2 + N_3} \cdot \frac{1}{\tau_2} + \frac{N_3}{N_2 + N_3} \cdot \frac{1}{\tau_3} \quad (7)$$

$$\frac{1}{\tau^s} = \frac{g_2}{g_2 + g_3} \cdot \frac{1}{\tau_2} + \frac{g_3}{g_2 + g_3} \cdot \frac{1}{\tau_3} \quad (8)$$

则

$$N_3^s = \frac{g_3}{g_2 + g_3} (N_2 + N_3)\tau_s/\tau \quad (9)$$

从 (7)、(8)、(9) 式得

$$\Delta N_3 = N_3^s - N_3 = \alpha N_2 \quad (10)$$

式中:
$$\alpha = \frac{g_2}{g_2 + (\tau_2/\tau_3)g_3} \left(\frac{g_3}{g_2} - \frac{N_3}{N_2} \right) \quad (11)$$

(10)式也可写成
$$\Delta N_3 = \beta N_1 N_e \quad (12)$$

式中:
$$\beta = \alpha (N_2/N_1 N_e) \quad (13)$$

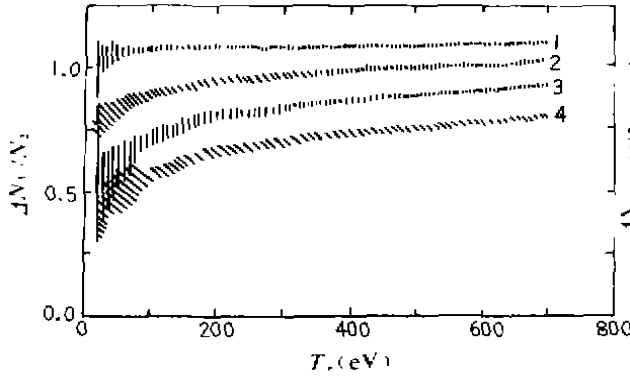


图 3 系数 $\alpha = \Delta N_3 / N_2$ 随电子温度的变化
画线阴影区表示氢原子密度 $N_1 = 10^7 \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 和电子密度 $N_e = 10^{12} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (1), $N_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (2), $N_e = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (3), 和 $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (4)

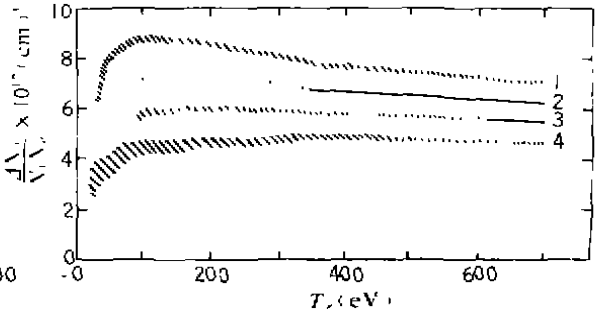


图 4 系数 $\beta = \Delta N_3 / N_1 N_e$ 随电子温度的变化
画线阴影区表示氢原子密度 $N_1 = 10^7 \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 和电子密度 $N_e = 10^{12} \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (1), $N_e = 3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (2), $N_e = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (3), 和 $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (4)

α 、 β 值可由文献 [5] 计算出来。对于 HT-6B 托卡马克装置: $N_e = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 100 \sim 200 \text{ eV}$, 从图 3, 4 中可得: $\alpha \approx 1.1$, $\beta \approx 8.3 \times 10^{-11}$, ΔN_3 的实验值为

$$(\Delta N_3)_{\text{exp}} = \frac{4\pi G}{A_{32} \cdot t} \quad (14)$$

式中, G 为荧光信号; A_{32} 是 $H\alpha$ 线的辐射跃迁几率; t 是激光脉冲宽度。由 (10), (12), (14) 式得

$$N_2 = \frac{3.6\pi G}{A_{32} t} \quad (15)$$

$$N_1 = \frac{4.8 \times 10^{16} \pi G}{A_{32} \cdot t \cdot N_e} \quad (16)$$

将实验值代入 (15)、(16) 式可直接计算出中性氢密度。

值得指出的是, 当照射在散射体上的激光功率密度大于饱和跃迁所需要的功率时, (14) 式才成立。只有在激光脉冲宽度大于它的能级寿命时 (14) 式才是精确的。

三、HT-6B 托卡马克装置上的共振荧光散射仪

HT-6B 装置上的共振荧光散射仪的光学设计和安排如图 5 所示。

从激光器 (1) 输出的激光, 光斑直径为 $\varnothing 3 \text{ mm}$, 经三倍扩束镜 (2) 后光斑为 $\varnothing 9 \text{ mm}$, 经直角棱镜 (3) 转 90° 、垂直射入真空室, 用一系列光栏 (4) 和光捕集器 (5) 来减少杂散光, 用可动作的小镜子 (6) 来调节光路。入射激光在散射体处的光斑为 $\varnothing 14 \text{ mm}$, 光束截面为 1.5 cm^2 。从与人射激光束成 90° 角的方向观测由散射体发出的荧光信号。荧光信号是通过接收物镜

(7) ($\varnothing 80\text{mm}$, $f = 213.03\text{mm}$) 成像在固定在像面导轨(8)上的光纤束的端面上, 经过 6563\AA 干

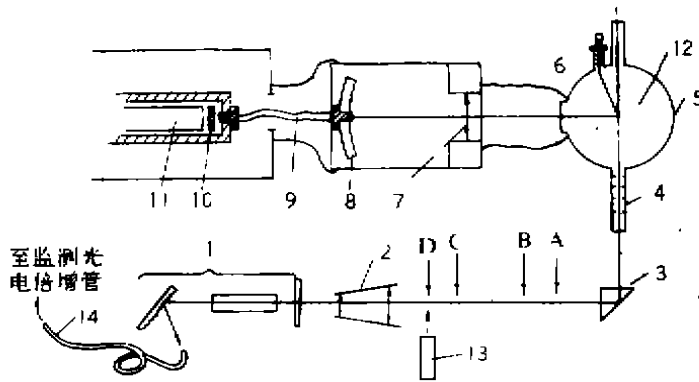


图5 光路系统的总体安排

- 1-染料激光器; 2-扩束镜; 3-转向棱镜; 4-光栏系列;
- 5-光捕集器; 6-不锈钢反射镜; 7-接收物镜; 8-像导轨;
- 9-光纤束; 10-6563Å干涉滤光片; 11-带门光电倍增管;
- 12-HT-68真空室小截面; 13-可调焦平行光管; 14-能量监测光纤

涉滤光片(10)到达光电倍增管(11)。入射激光的能量通过光纤(14)到光电倍增管监测。

实验中所用的激光器是一台可调波长的染料激光器。在 6563\AA 的输出能量为 6.1mJ 、脉冲半宽度为 400ns 、线宽为 7.4\AA 、发散度为 6.8mrad 、经三倍扩束镜后为 2.3mrad 。则激光输出的功率密度为 $2\text{kW}/\text{cm}^2\text{\AA}$ 。

从测量原理可知, 入射激光功率密度必须大于饱和跃迁所需要的功率。根据定义, 饱和跃迁速率等于自发辐射和电子碰撞跃迁速率之和^[7]。入射激光功率

I_λ 为:

$$I_\lambda = \left(\frac{A_{32} + A_{31}}{A_{32}} + \frac{N_e \sum R_{3j}}{A_{32}} \right) \frac{8\pi hc^2}{\lambda^5} \quad (17)$$

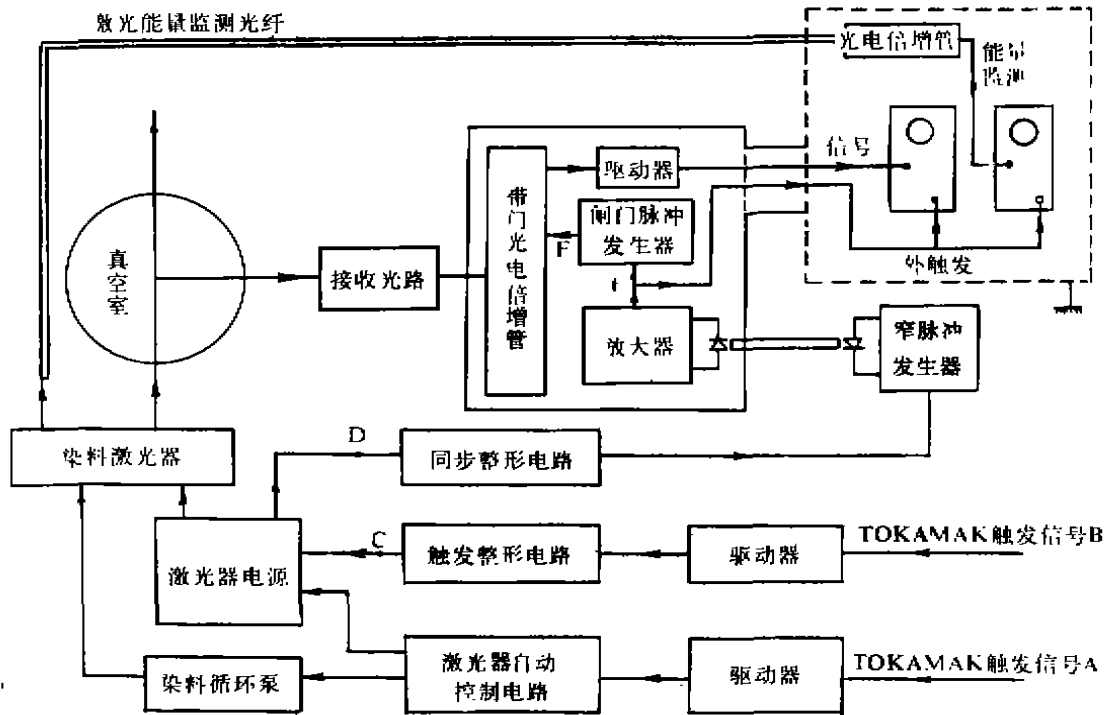


图6 电子学系统原理框图

对于高温、低密度等离子体忽略电子碰撞项, 则 $I_{\alpha} = 280W/cm^2 \cdot \text{\AA}$ 。

对于 HT-6B, 托卡马克离子温度为 70eV 左右, 谱线的多卜勒加宽的半宽度为 4.2\text{\AA}。因此激光器的各方面指标完全满足实验和理论的要求。

电子学系统如图 6 所示, 它主要包括激光器的自控、遥控电路, 外同步系统, 光电隔离同步耦合, 带门光电倍增管直流偏置电路和高压闸门脉冲发生器等。具体电路从略。

四、HT-6B 托卡马克装置上的共振荧光实验

我们在 HT-6B 装置上, 一般的放电条件下, 进行了共振荧光信号的测量。真空室的氢气压为 $1.87 \times 10^{-2} Pa$, 磁场强度为 0.7T, 放电电流为 30kA, 放电时间大于 20ms, 电子密度 $N_e = 4 \times 10^{12} cm^{-3}$ 。

我们在放电不同时刻对等离子体中的中心点的中性氢密度进行了测量, 并且在稳定重复的放电条件下, 用逐次多点的方法, 通过在像面导轨上移动光纤头测量了中性氢密度的空间分布(如图 9 所示)。测量荧光信号的典型示波图如图 7、8 所示。



图 7 杂散光信号加 H_{α} 本底波形图

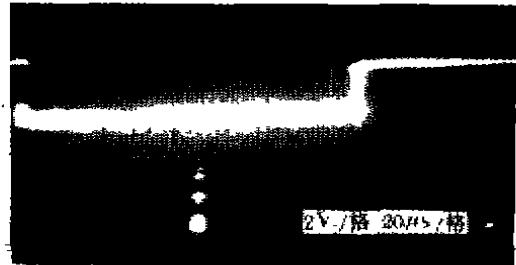


图 8 荧光信号加杂散光加 H_{α} 本底波形图

实验中在不同的激光输出功率条件下测量了荧光信号, 结果证明激光功率密度大于 $670W/cm^2 \cdot \text{\AA}$ 时荧光信号的大小与激光功率密度无关。用偏振片观察了两个垂直方向的荧光信号, 证实了荧光辐射是消偏振的。

整个测量系统是通过激光辐射在气压为 $5.07 \times 10^4 Pa$ 的氮气中瑞利散射来进行绝对定标的。为了克服灰尘的弥散射带来的误差, 充氮气后静置 18 小时再测量。经多次测量取平均, 激光能量为 4mJ 时, 瑞利散射信号为 1.1V。荧光信号通过下式进行计算

$$G = \frac{V_1}{V_2} \left[\frac{(W/h\nu)}{S} \cdot \sigma \cdot N \cdot \frac{1}{4\pi} \right] \quad (18)$$

式中, V_1/V_2 是同一系统测量到的荧光和瑞利散射电信号的比值; W 和 S 为激光在散射体处的能量和截面积; σ 为瑞利散射截面; N 为氮气分子密度。将 G 代入(16)式, 即可算出中性氢的密度。RCA7265 光电倍增管的噪声可以忽略(约 5mV), 信噪比约为 1。此处的噪声是指等离子体本身的 H_{α} 辐射和杂散光本底之和, 如示波图 7、8 所示。

误差主要来源于: 瑞利散射信号的测量约为 10%(气压表的读数, 激光能量的监测等造成的); 计算中用到的电子密度是远红外干涉法得到的, n_e 的测量误差为 5~10%; 荧光信号测量误差为 10~20%, 径向 $r=5cm$ 以内的实验点误差较小, $r=6cm \sim 8cm$ 测量误差较

大。实验点离散大的主要原因是由于 HT-6B 装置的真空窗口的尺寸较小($\phi 77\text{mm}$)，使得边缘点的接收立体角大大减小造成接收到的荧光信号大大减小，使测量误差增加。为了减少由于等离子体发射产生的涨落误差，实验中对荧光信号进行多次测量取平均。中性氢密度测量总的平均误差为 40% 左右，边缘点的误差为 50%。由于 $\Delta\Omega$ 的限制最多测到 $r=8\text{cm}$ (等离子体的半径为 12.5cm)，接收光路有待进一步改进。

五、结 论

通过共振荧光散射仪的研制及其在 HT-6B 托卡马克装置上的测量，我们认为：

1. 激光共振荧光法测量托卡马克装置中的中性氢密度具有精度高，分辨率大，计算方便等其它诊断方法无法比拟的优点。

2. 我们用此方法对 HT-6B 装置等离子体中心区的中性氢密度的测量，结果是合理的。与苏联 FT-1 装置上的测量相符。

3. 我们在接收光路上安装了像面导轨，光纤头可在像面导轨上精确移动，可进行中性氢密度的径向分布 $n_0(r)$ 的测量。在 6B 装置重复放电的条件下，测量了 $n_0(r)$ ，如图 9 所示。

4. 激光共振荧光法在核聚变研究中不仅仅局限于测中性氢密度，它还可以测杂质密度。如：ISX-B 上用激光共振荧光法测中性 Fe 的密度和速率分布。用激光碰撞感应荧光法测量等离子体电子密度等。目前激光共振荧光法越来越多地应用于等离子体物理诊断上。国内也有用此方法做光谱和原子能级寿命等方面的研究。总之它有着广泛的发展前途。

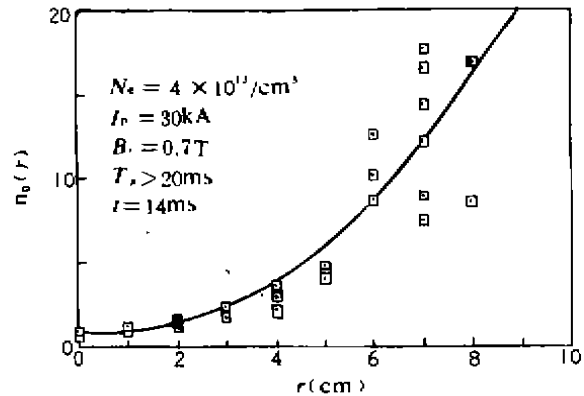


图 9 HT-6B 装置上的中性氢密度的径向分布

致谢 张广秋同志在初期的调研和方案方面做了不少工作；张平在接收系统的机械设计方面，HT-6B 装置运行组的同志在装置运行方面给予大力的支持和帮助。

参 考 文 献

- [1] Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden 1976) IAEA, Vienna, 387 (1977).
- [2] Nucl. Fus., 13, 271 (1973).
- [3] Nucl. Fus., 18(5), 647 (1978).
- [4] Johnson, L. C., Astrophys. J., 174, 227 (1972)
- [5] L. C. Johnson, E. Hinnov, JQSRT, 13, 333 (1973)
- [6] Burgess, D. D., Skinner, C. H., J. Phys. B 7, 297 (1974).
- [7] 项志遒, 俞昌旋, 高温等离子体诊断技术.

AN ABSOLUTE MEASUREMENT OF THE NEUTRAL DENSITY IN HT-6B TOKAMAK PLASMA BY RESONANCE FLUORESCENCE ON $H\alpha$ LINE

Mao Jianshan, Fang Zishen, Wu Xinchao, Xiao Junyong,
Feng Zaijin, and Wu Zhenwei

Institute of Plasma Physics Academia Sinica

ABSTRACT A new diagnostic method using the techniques of laser-induced fluorescence (LIF) is employed to measure the neutral density in Tokamak plasma. The diagnostic apparatus was calibrated by rayleigh scattering of laser radiation. Experimental results obtained on the HT-6B Tokamak are presented and discussed.

KEY WORDS resonance fluorescence, resonance excitation, life-time, level population, saturation of the excitation transition, rayleigh scattering.