

11

第9卷 第3期  
1997年8月强激光与粒子束  
HIGH POWER LASER AND PARTICLE BEAMSVol. 9, No. 3  
Aug. 1997HT-6M 托卡马克限制器前 H $\alpha$  谱  
线型分布的测量

徐伟 万宝年 李建刚 方自深 谢纪康

(中国科学院等离子体物理研究所, 合肥1126信箱, 230031)

TL612  
TL631.24

**摘要** 利用多道光学分析仪(OSMA)测出了HT-6M托卡马克限制器前H $\alpha$ 谱线型分布, 并从线型分布得到中性氢原子能量分布, 分析了发生在边界的原子、分子过程。通过拟合H $\alpha$ 谱线型分布的远翼, 由多普勒展宽求出等离子体离子温度。

**关键词** H $\alpha$ 谱线线型 能量分布 分子离解

**ABSTRACT** The distribution of H $\alpha$  spectral lineshape has been derived from the surface of limiter in HT-6M tokamak, with Optical System Multichannel Analysis. The energy distribution of hydrogen atoms has been directly derived from the distribution of H $\alpha$  lineshape. Main molecular processes at plasma edge have been discussed. Plasma ion temperature has been obtained from fitting remote wing of the distribution of H $\alpha$  lineshape with Gaussian function.

**KEY WORDS** H $\alpha$  spectral lineshape, energy distribution, molecular dissociation

大多数托卡马克装置中等离子体的密度是靠限制器和壁表面再循环的中性氢的通量来维持, 这些粒子不仅给等离子体加料, 而且会影响粒子约束时间, 甚至主导整个等离子体的行为<sup>[1]</sup>。再循环粒子有的是来源于热解吸后氢分子的离解, 有的来源于背景散射。不同的过程, 有不同的速度和能量分布, 测量H $\alpha$ 线型的目的是为了区分这些过程, 了解发生在等离子体边界的主要原子、分子过程, 得出等离子体的一些参数。通常H $\alpha$ 线型可通过扫描法和面阵二极管阵列测量出来, 扫描出的线型分布依赖于扫描源的线性度, 一般不能作线型分析。面阵二极管阵列配置高分辨率的单色仪, 能测量出高分辨率的谱线线型, 目前国外采用高谱分辨率面阵二极管阵列测量H $\alpha$ 线型。

## 1 实验安排

实验安排如图1所示, 光纤头D<sub>1</sub>上沿竖直方向排列着五道石英光纤束, 通过透镜将等离子体上半空间一半成象于D<sub>1</sub>上, 光纤头D<sub>2</sub>上也排列着五道石英光纤, 对应上半空的另一半。D<sub>1</sub>的观测方向几乎垂直于限制器的表面, D<sub>2</sub>观测方向与限制器的表面的夹角在45°左右。光纤头D<sub>0</sub>是单道光纤, 作标定用。D<sub>0</sub>、D<sub>1</sub>和D<sub>2</sub>另一端通过50m光纤耦合到可见光学多道分析仪(SOMA)的单色仪入射狭缝上。OSMA系统的分光元件是750mm单色仪, 在光栅架上装有三块光栅, 通过PC机或单色仪自身所带的控制器控制, 可随时调换。色散关系由软件通过步进电机控制。三块光栅的刻划分别是300、1200和3600g/mm, 其中300和3600g/mm光栅是闪耀

- 世界实验室资助项目  
1996年1月20日收到原稿, 1997年5月20日收到修改稿。  
徐伟, 1964年7月出生, 博士

光栅, 闪耀波长分别为 390nm 和 250nm。OSMA 系统的探头是带增强器的面阵二极管阵列 (ICCD), 阵面为  $578 \times 384$ , 对应于上面的三块光栅的谱分辨率分别为 0.1, 0.023 和 0.0057nm/像素。由于 3600g/mm 光栅在波长为 565.3nm 附近闪耀效率极低, 所以, 实验用的光栅是 1200g/mm 的全息光栅。

HT-6M 托卡马克大半径为 0.63cm, 小半径为 20cm, 纵场在 0.8~1.2T 之间, 中心和边界电子密度分别为  $1.0 \times 10^{13} \sim 1.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  和  $1 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$ , 中心电子温度和离子温度约 600eV 和 200eV。

HT-6M 有一对沿小环方向凸面的不锈钢限制器, 因此可以忽略反射光的影响。

## 2 基本原理

H<sub>α</sub> 线型主要由仪器函数, 观察方向, 光源的空间分布, 等离子体的分布和原子、分子过程共同决定。仪器函数可以用氦氖激光(632.8nm)测量, 而后用反卷积的方法从 H<sub>α</sub> 线型中将它扣除。对于处于  $n=3$  的激发态原子自发跃迁到  $n=2$  能级, 发射 H<sub>α</sub> 谱线, 寿命在微秒量级, 因此原子本身的辐射是空间均匀。那么, 在仅考虑 Doppler 效应的前提下, 离谱线中心  $\Delta\lambda$  范围内, H<sub>α</sub> 谱线的强度可以表示为

$$I(\Delta\lambda) \propto \int_{E, \Delta\lambda} n_0 n_e \langle \sigma v \rangle \frac{f(E)}{E^{1/2}} dE dV \quad (1)$$

式中,  $n_0$  是中性氢的密度,  $n_e$  是电子温度,  $\langle \sigma v \rangle$  为激发速率系数,  $f(E)$  为能量分布函数,  $\lambda$  为谱线的波长,  $E$  为辐射粒子的动能, 即  $E = mc^2 (\Delta\lambda)^2 / 2\lambda^2$ , 空间积分定义为中性氢原子自由程范围内的空间体积。当电子温度高于 10eV 时, 每电离一个氢原子所辐射的 H<sub>α</sub> 光子数几乎为恒量, 误差小于 10%<sup>[2]</sup>, 因此上式可写成

$$I(\Delta\lambda) \propto \Gamma_0 \int_{E, \Delta\lambda} \frac{f(E)}{E^{1/2}} dE \quad (2)$$

式中,  $\Gamma_0 = \int n_0 n_e \langle \sigma v \rangle dV$ , 对上式微分可得<sup>[3]</sup>

$$f(E) \propto \frac{dI(\Delta\lambda)}{d\lambda} \quad (3)$$

(3)式表明对 H<sub>α</sub> 线型分布求波长的梯度就能得到中性氢原子的能量分布。

## 3 实验现象和分析

### 3.1 能量分布

图 2(a) 是欧姆放电时典型的 H<sub>α</sub> 线型, 它的两翼很不对称, 蓝移一侧分布较宽, 红移一侧较窄, 偏离高斯分布。图 2(b) 为辉光放电时 H<sub>α</sub> 线型, 它的两翼几乎对称, 基本符合高斯分布。两者的差异是由于两种放电条件下等离子体边界状态不同造成的。

图 3 给出图 2 蓝移一侧的能量分布。从图 3 中可以看出, 欧姆放电时能量分布上有两个明显的特征峰, 一个在 0.3eV 处, 另一个在 4.3eV 左右, 在 6~12eV 之间,  $f(E)$  值较高, 而且分布较平坦。

等离子体中的粒子最终会扩散到等离子体边界, 其中的离子在经过鞘层时, 会被加速, 获得的动能大约为  $3KT_e$ <sup>[4]</sup>,  $T_e$  是鞘层电子温度, 当离子碰撞到限制器时, 一部分在损失一定能量后, 反射回等离子体中, 另一部分被吸附, 通过热解吸一般以分子形式进入等离子体。当氢分子被解吸进入等离子体时, 它的速度大约等于室温下的热运动速度(冷壁条件下), 即  $v_{H_2}$

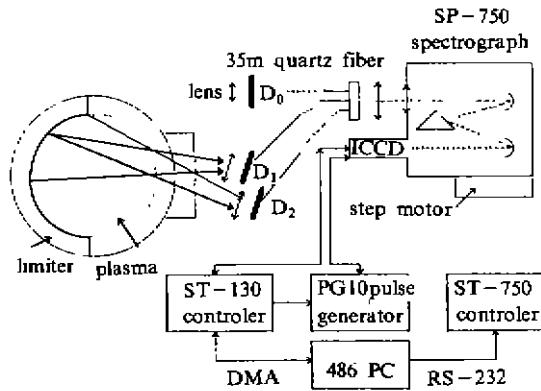


Fig. 1 Experiment arrangement  
图 1 实验安排

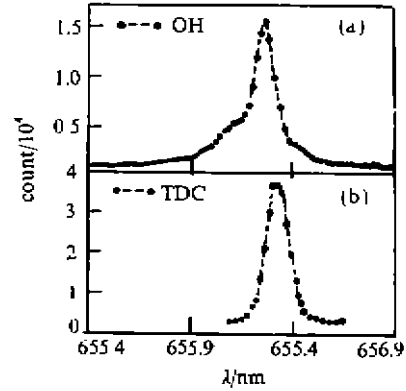
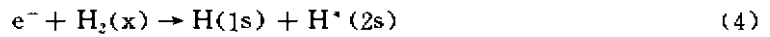


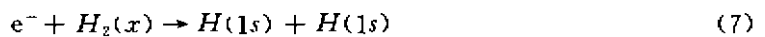
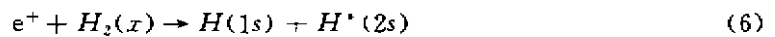
Fig. 2 Distribution of H<sub>α</sub> spectral lineshape  
(a) OH discharge (b) TDC discharge  
图 2 H<sub>α</sub> 谱线线型分布

$= 1.5 \times 10^5 \text{ cm/s}$ , 氢分子的电子碰撞离解系数  $S_{H_2} = \langle \sigma v \rangle \approx 1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$ , 有效截面  $\sigma_{\text{eff}} = \sigma v / v_{H_2} \approx 6.7 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ , 氢分子平均自由程  $\lambda_0 \leq (n(a)\sigma_{\text{eff}})^{-1} = 1.4 \text{ cm}$ ,  $n(a) = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , 因此氢分子平均自由程大约只有 1cm, 在边界层内氢分子就会被电离和离解。根据能量分布上的两个特征峰, 能确定 HT-6M 在欧姆放电时在边界内发生主要的分子过程是<sup>[5]</sup>



(4)式是氢分子的离解激发, 即氢分子首先被激发到激发分子态, 随后分子离解, 留一个原子在激发态, 在这过程中, 中性氢原子获得动能在 0~1.4eV 之间, 峰值在 0.3eV, 即形成所谓的慢原子。电子损失 15.3eV 能量。(5)式是氢分子的电离离解, 这一过程中产生的中性氢原子的能量, 依赖于  $H_2^+$  的振动激发态, 一般认为,  $H_2^+(\nu)$  的  $\nu=0\sim 8$  数目占统治地位( $\nu$  为分子振动量子数), 理论上计算出中性氢原子获得的动能峰值在 4.3eV 左右, 电子损失能量为 25eV。

图 3 辉光放电时中性氢的能量分布上也有两个明显的特征峰, 一个分布较高较宽的峰也是在 0.3eV, 另一个峰在 3eV 处,  $E > 7\text{eV}$  时, 能量分布函数  $f(E)$  为零。从两个特征峰对应的能量值, 可以断定 HT-6M 在辉光放电时发生在边界的主要分子过程是:



(6)式即是氢分子的离解激发, 产生 0.3eV 的慢原子。(7)式是氢分子离解, 产生的中性氢原子能量在 2~6.5eV 之间, 峰值在 3eV, 在这过程中电子损失能量为 10.5eV。

比较上述三个分子过程中电子损失的能量, 也能估计 HT-6M 辉光放电时电子温度在 10eV 附近, 欧姆放电时边界电子温度在 15~25eV 之间。

比较欧姆放电和辉光放电时的能量分布, 可以看出, 欧姆放电时的  $f(E)$  在 10~20eV 间分布较高、较平, 这是由能量较高的反射粒子形成的。它们的共同点是 0.3eV 的能量峰占绝对优势, 而且辉光放电时 0.3eV 分布更宽阔, 表明氢分子离解激发产生慢原子是边界发生的主要分子过程。边界电子温度越低, 氢分子离解成慢原子所占的份额越多。

### 3.2 远翼拟合

H<sub>α</sub> 谱线实际上是由三部分氢原子辐射共同决定,从上面的分析中能得出两部分的贡献,即反射回等离子体的氢原子和由氢分子离解产生的氢原子辐射的 H<sub>α</sub> 谱线,分别对应于图 2 的线型分布中间窄峰和下腰的凸出部分。图 2 还有一个宽阔的远翼,这是来源于电荷交换后的氢原子的辐射。

HT-6M 托卡马克边界区域电子温度  $T_e < 100\text{eV}$ ,  $n_e < 1 \cdot 10^{12}\text{cm}^{-3}$ , 氢原子的电离率  $\langle\sigma v\rangle \approx 5 \cdot 10^{-22}\text{cm}^2/\text{s}$ , 反射氢原子和快原子速度  $v_0 > 2 \cdot 10^5\text{cm/s}$ , 有效截面  $\sigma_{\text{eff}} = \langle\sigma v\rangle/v_0 = 2.5 \cdot 10^{-13}\text{cm}^2$ , 因此可以估算中性氢原子的平均自由程  $\lambda_n = 1/n_e \sigma_{\text{eff}} = 40\text{cm}$ , 表明快原子和反射中性氢原子有很大一部分能到达等离子体中心。在电子温度为  $100 \sim 600\text{eV}$  区域内,中性氢原子的电荷交换截面大于电子电离截面,尤其在电子温度大于  $100\text{eV}$  时,电子电离截面随电子温度增高,电离截面几乎保持不变,而电荷交换截面逐渐增大。在等离子体中心区,中性氢原子电荷交换几率大于电子电离几率,因此将有一部分中性氢原子通过电荷交换能量达到与等离子体离子温度相当。这部分中性氢原子辐射的 H<sub>α</sub> 谱线将形成 H<sub>α</sub> 线型分布的远翼,为了突出这部分在拟合中的权重,采取去掉 H<sub>α</sub> 线型的峰和腰,仅让远翼点参与高斯拟合,结果见图 4。远翼的剩余量在正负 3% 之间随机变化,表明拟合比较理想。高斯分布的半高全宽  $\Delta\lambda_d = 0.65\text{nm}$ , 由  $T_e = 1.7 \cdot 10^{-8} A \Delta\lambda_d^2 / \lambda^2$ ,  $A$  为原子量,得出离子温度为  $170\text{eV}$ , 与利用中性粒子能谱测量出的等离子体温度  $200\text{eV}$  基本相符,误差小于 20%。值得一提的是远翼拟合与取的点数有关,为了减小由此带来的人为误差,可以多取点,而后从峰开始依次去点,每去一个点拟合一次,很显然随去点数增加,得出高斯分布的半高全宽逐渐增大,但当去掉一定点数时,  $\Delta\lambda_d$  几乎维持不变,这时的  $\Delta\lambda_d$  较可靠。

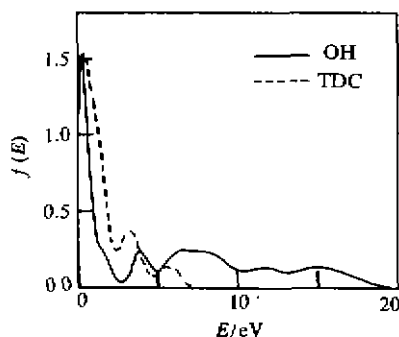


Fig. 3 The energy distribution of hydrogen atoms

图 3 氢原子能量分布

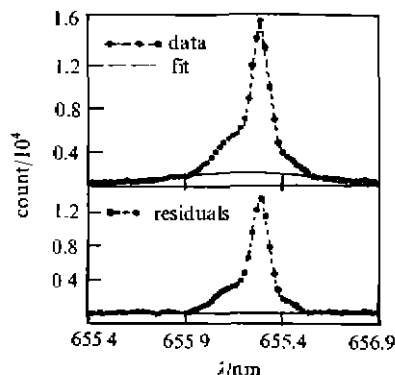


Fig. 4 The remote simulation of H<sub>α</sub> lineshape

图 4 H<sub>α</sub> 线型的远翼拟合

综上所述,可得出以下几点结论:(1)由 H<sub>α</sub> 线型分布直接得到了氢原子的能量分布。(2)从氢原子的能量分布得出在欧姆放电和辉光放电时发生在边界的分子过程是氢分子的离解激发和电离离解。(3)由远翼拟合的多普勒展宽得出 HT-6M 托卡马克等离子体离子温度为  $170 \pm 30\text{eV}$ 。

致 谢 实验中得到本所光谱组和 HT-6M 运行组全体人员的大力支持和合作。

## 参考文献

- 1 Wagneretal F. *J Nucl Mater.*, 1984, **121**:103
- 2 Johnson L. et al. *J Quant Spectrosc Radiat Transf.*, 1973, **13**:333
- 3 Ogawa T, Higo M. *Chem Phys Lett.*, 1979, **65**:610
- 4 Stangeby P C. *Nucl Fusion*, 1990, **30**:1225
- 5 Janev R K, Post D E. et al. *J Nucl Mater.*, 1984, **121**:10

## MEASUREMENT OF DISTRIBUTION OF H<sub>α</sub> SPECTRAL LINESHAPE IN THE FRONT OF THE LIMITER IN HT-6M TOKAMAK

Xu Wei, Wan Baonian, Li Jiangang, Fang Zishen, and Xie Jikang

*Institute of Plasma Physics, Academia Sinica, P. O. Box 1126, Hefei 230031*

For a better understanding of the main molecular processes at plasma edge, it is quite necessary to know energy distribution of hydrogen atoms, which can be derived from H<sub>α</sub> lineshape that is predominantly determined by Doppler effect. On HT-6M Tokamak H<sub>α</sub> lineshape has been obtained from the observation of particle recycling at the surface of stainless steel limiter, with Optical System Multichannel Analysis. And energy distribution of hydrogen atoms has been given during OH and TDC discharge respectively. Energy spectra shows a strong peak at 0.3eV during two cases, so-called "slow" atom is formed, which is produced by dissociative excitation. Energy spectra has also a marked additional peak at 4.0eV for OH discharge, and at 3.0eV for TDC discharge, which are produced by following two breakup reactions (5) and (?). Both reactions give rise to so-called "fast" atoms. No significant amount of atoms with energy greater than 7eV is found during TDC. But during OH, energy distribution is great between 5~20eV. This stems from reflecting particle with high energy, which is accelerated by the sheath potential before reflected. With a velocity above 20km/s, free path of reflect hydrogen is more than 40cm. Some hydrogen atoms can obtain the energy equal to plasma ion temperature by charge-exchange. H<sub>α</sub> line which radiated by these hydrogen atoms forms remote wing of H<sub>α</sub> lineshape. The remote wing of H<sub>α</sub> lineshape has been fitted with Gaussian function and plasma ion temperature has been derived from Doppler broadening.