

TRN CN8701108

CNIC-00040

SIP-0019

# 中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT

氢原子束密度探针



中国核情报中心

China Nuclear Information Centre

**CNIC-00040**

**SIP-0019**

# **氢原子束密度探针**

**梁文学 李太华 张集泉 刁光跃**

**(西南物理研究所, 四川)**

**中国核情报中心**

**北京·1997**

## 摘 要

本文叙述了氢原子束探针的研制。该探针的特点是中性束的等效流强小，结构较简单，使用了特殊结构的探测器。文中给出了模拟等离子体中离子密度测量结果，数据表明，随着放电电压增大，离子密度增高，有外加磁场放电比无外加磁场放电时的密度大。实验数据由电压波形存储器配上微处理机系统进行在线测量。

**关键词** 氢原子束 探针

# **A HYDROGEN ATOMIC BEAM PROBE DEVICE FOR MEASURING PLASMA ION DENSITY**

**Liang Wenxue      Li Taihua**

**Zhang Jiquan      Diao Guangyue**

**( Southwestern Inst. of Physics, Sichuan )**

## **ABSTRACT**

**A hydrogen atomic beam probe device for measuring Plasma ion density is described in this paper. It has many features, such as simple constructure, low equivalent intensity of neutral beam and a special Complex Faraday Cup.**

**The measuring results of plasma ion density in a modelling plasma is presented. The result shows the ion density is increased as the discharge voltage increased.**

**The acquisition and processing of the experimental data are completed by a on-line data analyzing system with a voltage waveform storage unit.**

## 一 引 言

早在六十年代,国外就对用于受控聚变等离子体诊断的中性束探针技术进行了研究,并在一些装置的诊断实验中使用。随着受控聚变研究的进展,中性束探针得到越来越广泛的应用并不断地发展和完善。初期只是用来测量离子或电子密度。测量离子密度时使用气体原子束,测量电子密度则用碱金属束<sup>[1], [2], [3]</sup>。随后发展为测离子或电子温度<sup>[4], [5], [6]</sup>。后来用中性束同时测量温度和密度的方法,其中包括杂质参数的测量,陆续由一些作者提出<sup>[7], [8], [9]</sup>。近年来,又有人提出用测量中性束粒子速度分布加宽的方法测定离子温度<sup>[10]</sup>。有的则用测定加热中性束穿透等离子体的那部分剩余中性束来确定等离子体的线密度<sup>[11]</sup>。中性束探针技术与光谱技术结合的方法被用来测量电子密度的空间分布<sup>[12]</sup>。这种方法还可用来测量类托卡马克等离子体电流分布所必需的局部磁场<sup>[13]</sup>。还有人提出用中性束与激光束交叉的技术测定电子密度的空间分布<sup>[14]</sup>。中性束探针还可测定有效 $Z$ <sup>[15]</sup>。在国内,本所已进行了Li束探针的研究。与此同时中国科学院物理研究所也进行了类似的研究。

中性束探针的类型及其诊断功能是多方面的。对不同装置和参数可选择不同类型的中性束探针。近二十年来,国外束探针技术发展很快,并在不断地完善和提高。特别是计算机技术的运用,大大提高了此项技术的功能,使它成为等离子体研究的重要工具之一。为了研究这种技术,我们进行了旨在测量离子密度的氢原子束探针的研制。并用该探针初步测量了模拟等离子体的离子密度。在国外,目前多采用强流中性束探针,而本实验中采用的是低流强束。低流强束较容易获得,但也给探测带来一些困难,因此本文将侧重叙述低流强中性束的探测技术。

## 二、基 本 原 理

中性粒子束在穿越等离子体时,由于两者之间发生相互作用,将导致中性束强度的衰减。这种衰减的程度,与等离子体中的粒子密度密切相关。由于这种相关性,在一定条件下,人们可通过测定中性束的衰减程度来获得等离子体的密度信息。

一般来说,当 $H^0$ 束穿过氢等离子体时,束粒子与等离子体中的粒子的相互作用机制主要有如下几种:

1.  $H^0$ 与等离子体中的 $H^+$ 之间的对称共振电荷交换;
2.  $H^0$ 与等离子体中杂质离子的非对称共振电荷交换;
3.  $H^0$ 被等离子体中的离子或电子所电离;
4.  $H^0$ 被本底气体所电离;
5.  $H^0$ 被等离子体中的离子或电子所散射。

这些相互作用过程,都会导致 $H^0$ 束强度的衰减。不过由于各种过程所固有的截面不同,所以它们对束强度衰减的贡献也各不相同。对于能量范围为 $3\sim 7\text{keV}$ 的 $H^0$ 束,第一种机制的截面最大,此时电荷交换截面 $\sigma_{CE}$ 的数值在 $1.3\sim 0.96\times 10^{-16}\text{cm}^2$ 之间变化<sup>[16]</sup>;第二种机制,对通常的杂质 $O_2$ ,它与 $H^0$ 的电荷交换截面在 $9\sim 8\times 10^{-16}\text{cm}^2$ 之间变化,对于 $N^+$ 截面在

$9 \sim 7 \times 10^{-6} \text{cm}^2$  之间, 这些数值虽然相当接近第一种机制的截面数值, 但对一般正规装置, 这些杂质的浓度通常只有百分之几, 因此, 它们对束衰减的贡献可以略去不计。在上述能量范围内, 第三种机制中,  $\text{H}_i^+$  被等离子体中离子电离的截面  $\sigma_{ii}$  为  $10^{-17} \text{cm}^2$  数量级, 比起第一种机制的截面值小 2~3 个数量级, 也可略去不计; 第四种机制的截面对  $\text{H}_2$  或  $\text{H}$  也处于  $\pi \times 10^{-17} \text{cm}^2$  数量级<sup>[10]</sup>, 贡献也很小; 第五种机制, 尚未看到实验数据, 但一般认为散射角分布主要集中在极小的角区内<sup>[11]</sup>, 因此也可略去不计。

综上所述, 可以认为在满足  $E_b \gg kT$  的条件下,  $\text{H}_i^+$  束与氢等离子体的相互作用过程中, 对称共振电荷交换过程对  $\text{H}_i^+$  束强度衰减的贡献占有绝对优势, 而其它相互作用机制, 仅对束强度衰减的贡献构成一个较小的修正。

在实验中, 选取了 5~7keV 的  $\text{H}_i^+$  原子束。因此,  $\text{H}_i^+$  束粒子的速度约  $10^8 \text{cm/s}$  数量级。穿过几厘米等离子体区的时间约为  $10^{-8} \text{s}$  数量级。对于准稳态等离子体, 在束粒子穿越等离子体区的时间内, 近似地可把等离子体看成是稳定的。如果密度分布是均匀的, 原始强度为  $I_0$  的单能  $\text{H}_i^+$  束, 在穿越有  $j$  种靶粒子的等离子体并发生  $k$  种相互作用之后, 其强度  $I$  由下式给出<sup>[12]</sup>:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{d}{v_b} \sum_{j,k} N_j \langle \sigma v \rangle_{j,k}\right) \quad (1)$$

式中  $v_b$  是束粒子速度,  $N_j$  是  $j$  种粒子密度,  $d$  是束穿过等离子体的路程长度, 而  $\langle \sigma v \rangle_{j,k} = \int f(v_i) \sigma_{j,k}(v_i) v_i dv_i$ , 这里  $\sigma_{j,k}(v_i)$  是与束-靶粒子相遇速度  $v_i$  有关的截面。

当束粒子的速度比靶粒子的速度大得足够多时, 即  $v_b \gg v_i$  时, 有效截面  $\langle \sigma v \rangle_{j,k} / v_b$  可写为

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{j,k}}{v_b} \approx \sigma_k(v_b) \quad (2)$$

如前所述, 假设各种相互作用机制中, 只有  $\text{H}_i^+$  与等离子体中的  $\text{H}_i^+$  的对称共振电荷交换过程占绝对优势的话, 则  $\sigma_k(v_b)$  将被共振电荷交换截面  $\sigma_{CE}(E_b)$  所代替, 此时式 (1) 可写成

$$I = I_0 \exp[-N_p \sigma_{CE}(E_b) d] \quad (3)$$

式中  $N_p$  是等离子体中质子的密度。

从式 (3) 看出,  $d$  是实验中选定的,  $\sigma_{CE}(E_b)$  可利用文献中的数据<sup>[10]</sup>, 因此, 只要测定  $I_0$  及  $I$ , 便可推算出密度  $N_p$ 。

$$N_p = \frac{1}{\sigma_{CE}(E_b) \cdot d} \ln I_0 / I \quad (4)$$

这里算出的  $N_p$  是束流路径上密度的平均值。

### 三、实 验

本实验装置共分四大部分:

1)  $\text{H}_i^+$  粒子源, 它由高频离子源、 $90^\circ$  双聚焦磁分析器<sup>[13]</sup> 和中性化 $\gamma$  室组成。

2) 探测器及数据采集处理系统, 由复合型次级发射探测器、弱电流放大器、电压波形存贮器及微处理机组成。

3) 气体脉冲放电室, 用来提供模拟等离子体。

4) 静电能量分析器, 用来测定粒子束能量。

装置的主体部分, 从离子源到探测器等各部分由本所工厂加工, 全套设备由我们自己设计安装和调试。其结构示意图如图 1 所示。

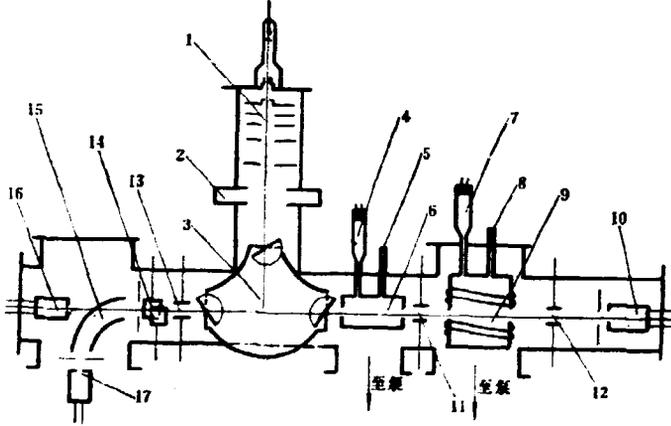


图 1 氢原子束能量探针装置示意图

1. 高频离子源, 2. 高真空室, 3. 双聚焦磁分析器, 4. 真空规, 5. 送气管, 6. 中性化气体室, 7. 真空规, 8. 送气管, 9. 脉冲放电室, 10. 复合型探测器, 11. 电偏转板 (I), 12. 电偏转板 (II), 13. 电偏转板 (III), 14. 电偏转板 (IV), 15. 90°静电分析器 (转90°画出), 16. 探测器 (I), 17. 探测器 (II)。

氢离子束从高频离子源引出后, 先经90°磁铁偏, 选出 $H_1^+$ 离子, 然后用静电能量分析器测定 $H_1^+$ 束的能量。之后, 改变磁场线圈励磁电流方向及子磁极角度, 使 $H_1^+$ 束进入中性化气室, 形成快 $H_1^+$ 束。中性化气室充以 $H_2$ , 压强为 $10^{-1}$  Pa数量级, 气室长12.8cm, 从中性化室出来的剩余带电成分, 被一对静电偏转板偏掉。在所用能区域内, 中性化效率可能在60~80%之间选择<sup>[20]</sup>。中性化后的 $H_1^0$ 原子, 绝大多数处于基态, 因为此能区基态截面要比激发截面大两个数量级左右<sup>[21], [18]</sup>。

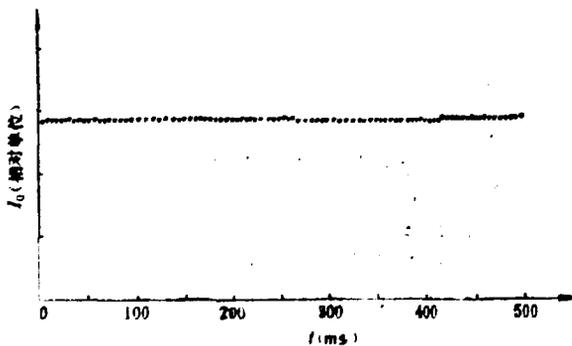


图 2  $H_1^0$  束强度  $I_0$  随时间的变化

到达探测器的  $H_0^+$  束的等效流强为  $10^{-7}$  A 数量级。经弱电流放大器放大，转换成几伏、十几伏的电压信号。实验中，离子源运行在直流状态。 $H_0^+$  束的原始强度  $I_0$  是在气室充  $H_2$  后测定的。束流的稳定性如图 2 所示。其起伏相当于  $2.5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$  密度的变化。

气体放电室中的工作气体为  $H_2$ ，稳态送气运行在脉冲放电状态。为探针实验提供模拟等离子体。放电室的室壁由一内径为  $\phi 70 \text{mm}$  的玻璃管做成。在束流路径的位置上开有孔道。管的上下端各装有金属电极，两者相距 9 cm。放电室外绕有线圈，根据需要可将其串入放电回路中。在放电室轴线上束粒子通过的位置附近，每安培电流产生约  $1.6 \times 10^{-4} \text{T}$  的磁场。当放电室需工作在外加磁场时，可将此线圈与放电回路断开。

放电电压最高可达 5 kV，一般工作在 2 kV 至 4 kV 之间。放电电流维持时间为 3 ms 左右，实验中，在破坏真空之后，放电室一般要经过几天的预放电之后，才能进入良好的工作状态。

### 数据采集和处理系统：

从探测器来的信号，经弱电流放大器放大后，送到电压波形存储器采集存贮，同时用示波器监视，接着送入微处理机处理，算出  $H_0^+$  束的衰减幅度及离子密度随时间的变化。也可不作最后处理，而将数据存入磁盘，实验后再作处理。原始数据，波形图及处理后的结果均可由打印机打印输出。数据处理和采集方框图如图 3 所示。所用程序见参考文献[21]。

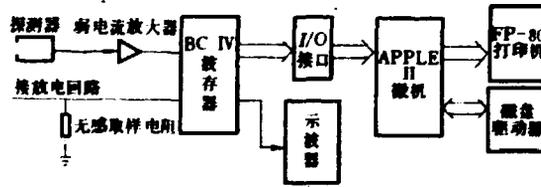


图 3 数据采集和处理系统方框图

### 探测器与干扰：

如图 1 所示，探测器是安装在面对束流的方向上的，没有避开光路。因此，从等离子体发出的光伴随着  $H_0^+$  束流，同时进入了探测器。由于实验中用的是低流强中性束 ( $I_0 = 10^{-7}$  A 量级)，束流信号的幅度不很大，所以伴随束流而来的光造成了很大的干扰。光干扰信号的幅度通常与束衰减信号相当，有时甚至比衰减信号大百分之几十到一倍以上。因此，不消除光干扰实验将无法进行下去。为了克服光干扰，我们根据相消原理，研制了一个具有抗光干扰性能的探测器，这探测器是一个特殊结构的复合型次电子发射法拉第筒。为书写方便，我们把它叫“CSEF”筒。其结构示意图为图 4 所示。左边部分是一个带有环靶的次电子发射法拉第筒，叫做“副筒”。其环靶中心开有圆孔，以便  $H_0^+$  穿过。因此副筒只接收光信号。因为  $H_0^+$  束在进入等离子体室之前，是经过准直的，所以，通常副筒是接收不到束流的。然而由于安装等方面

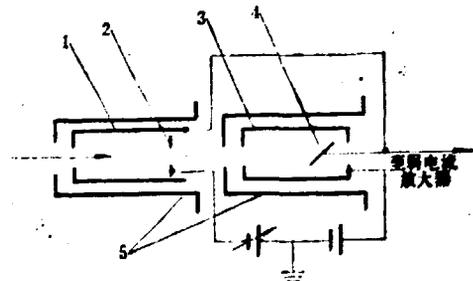


图 4 复合型次电子发射法拉第筒结构示意图  
1. 收集极 (I)， 2. 环形靶， 3. 收集极 (II)，  
4. 45°靶， 5. 屏蔽罩。

的原因，有少量的束流打到副筒上，经实验测定，副筒上接收到的束流小于总流强的 2%。右边部分是一个带有 45° 靶的次电子发射法拉第筒，叫做“主筒”。它既接收束流又接收光信号。主筒及副筒各自的有效面积，对等离子体中心所张的立体角接近一致。主筒和副筒的靶材料均为紫铜。其表面经电解处理，实验中，用  $H^+$  束测定了 45° 铜靶在能量范围为 0.5 keV 至 8 keV 的发射系数<sup>[20]</sup>。

主筒及副筒的靶上或收集极上，可根据需要加不同的工作电压。调整此电压可以改变输出幅度。每个筒均可单独输出或正或负的信号。将主、副筒的信号叠加可构成差信号输出。这时主副筒组成了一个复合筒，即前面所说的“CSEF”筒。其输出信号的极性也可选择。

实验中，“CSEF”筒的接法如图 4 所示。主筒工作在饱和状态，在只有光而无束流进入时，调整副筒中环靶电压，可以使“CSEF”筒的差信号输出趋于零，即光干扰在主副两筒上所产生的信号互相抵消。这样就排除了光的干扰。

现在我们来比较一下使用普通次电子发射法拉第筒（即主筒）与“CSEF”筒的干扰信号的情况。当使用前一种探测器时，即使无  $H^+$  束进入探测器，气体放电室放电时发出的光也会在探测器上引起数伏的脉冲信号。如图 5 所示。图中  $A(i)$  为探测器输出信号，其幅度约 6 V； $B(i)$  为模拟等离子体电流信号。

当使用“CSEF”筒作探测器时，在类似的工作条件下，干扰波形变成另外的样子，极性也改变了，如图 6 所示。

这里波形的幅度比图 5 的小很多，其最大值为 -0.59 V。干扰波形变为负极性的原因，是因为图 6 的波形是由两个极性相反的脉冲叠加所致。这两个脉冲，一个是来自主筒的正脉

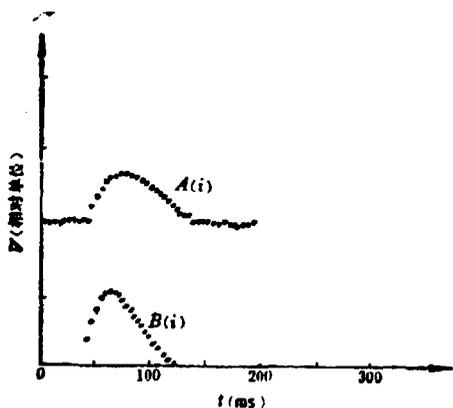


图 5 探测器信号 A 及放电电流信号 B

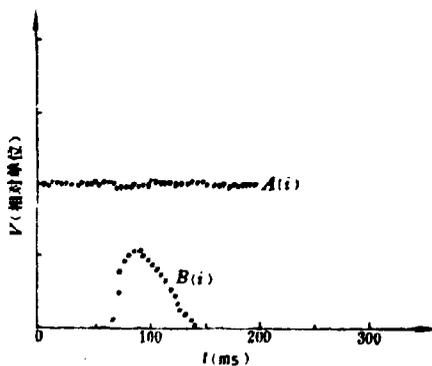


图 6 探测器输出的本底信号 A 及放电电流波形

冲，另一个是来自副筒的负脉冲，类似图 7 所示的波形，图 5 与图 7 波形是在两次放电中测量的，因我们只有一台弱电流放大器。

从图 6 中看出，干扰波形的峰值出现在放电电流之前，且变成负极性。实验证明，这是因为探测器除受到光干扰之外，还受到气体室脉冲放电干扰。

光干扰的实验证明：

实验 I 的条件为：

- (1) 无束流穿过气体放电室；
- (2) 放电室放电即产生等离子体；
- (3) 仅用主筒作探测器；
- (4) 从放电室到探测器的束流路径上，无任何遮挡物。

此时，主筒探测器上得到如图 5 所示的波形图。

实验II 的条件为：

- (1)、(2)、(3) 同实验 I。
- (4) 在放电室与主筒探测器之间，插入截止波长为 167.0nm 的滤光片。

此时，主筒的输出波形变得很小，如图 8 所示。其负峰值相当于 84mV。波形与放电电压、气压、气体无关。

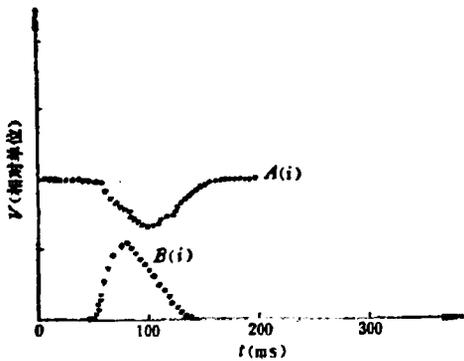


图 7 探测器副筒上的输出波形 A(i) 及放电电流波形 B(i)

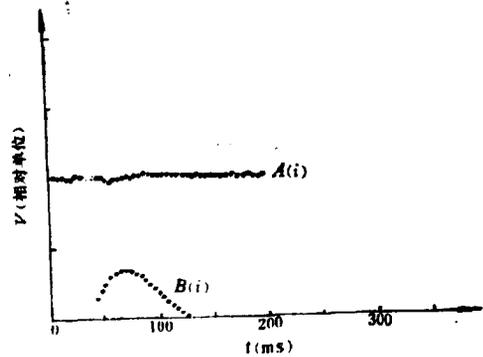


图 8 探测器主筒输出信号 A(i) 及放电电流波形

实验III 的条件为：

- (1)、(2)、(3) 仍同实验 I。
- (4) 在放电室与主筒探测器之间，插入截止波长为 112.0nm 的滤光片。

此时，主筒探测器的输出波形如图 9 所示，幅度较图 8 的大了很多，以平均透过率为 50% 计算，干扰峰值相当于 2.4V。这说明，波长短于 167.0nm 的光是引起干扰的主要原因。而图 5 中，干扰信号的幅度又比图 9 的大很多，可见波长短于 112.0nm 的光对干扰也有很大贡献。

从以上三组实验来看，可以认为波长短于 167.0nm 的光是造成干扰的主要原因。

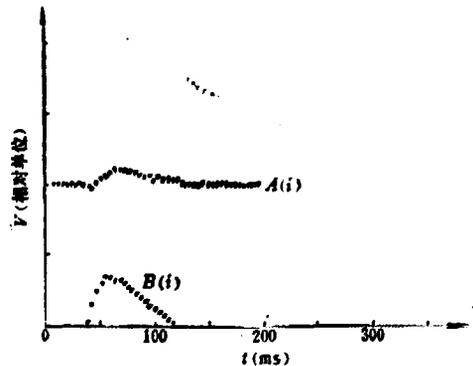


图 9 探测器主筒输出信号 A(i) 及放电电流波形

## 四、结果与讨论

在实验的前阶段,为检查脉冲放电室的工作状况,用8mm微波吸收法观测了电子密度的下限,测量结果如图10的照片所示。8mm微波完全被吸收,这表明等离子体的电子密度至少大于 $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ 。由于杂质较多,微波测量的数据与束探针测量的数据很难进行有意义的比较。



图10 8mm微波吸收波形

用 $\text{H}_1^0$ 束对模拟等离子体进行测量时,使用了 $E_0 = 5 \text{keV}$ 及 $6.5 \text{keV}$ 的 $\text{H}_1^0$ 束。气体放电室在无外加磁场和有外加磁场两种状态下工作。气体室曾充以不同压强的 $\text{H}_2$ ,数量级为1至 $10^{-1} \text{Pa}$ 。

通常放电电流维持在3ms左右, $\text{H}_1^0$ 束衰减信号的宽度稍宽于放电电流的维持时间。

图11为电压波形存储器采集的原始 $\text{H}_1^0$ 束衰减波形 $A(i)$ 及放电电流波形 $B(i)$ 。

图12为经微机处理后的 $\text{H}_1^0$ 束衰减波形。

图13为经微机处理后的放电电流波形。

图14为经微机处理后的等离子体离子密度随时间的变化。

一般而言,离子密度的最大值随着放电电压的升高而有所增加,在图15中综合了不同放电电压下的最大密度数值。圆点代表有

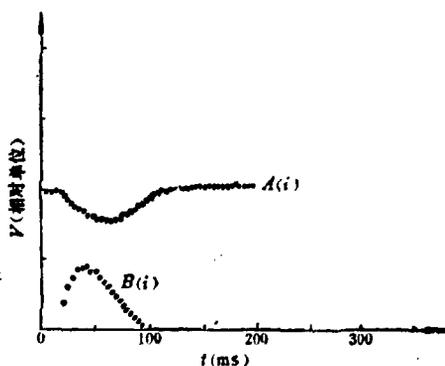


图11  $\text{H}_1^0$ 束衰减波形 $A(i)$ 及放电电流波形 $B(i)$

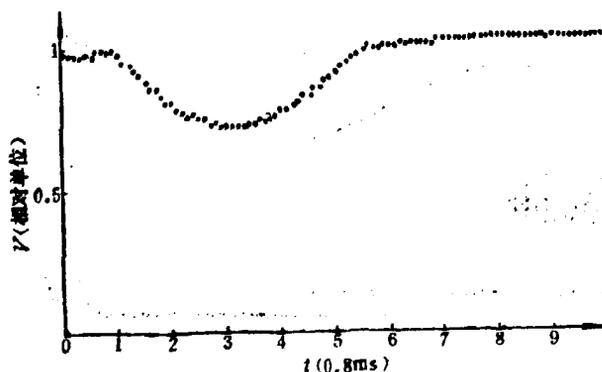


图12 经微机处理后的 $\text{H}_1^0$ 束衰减波形

外加磁场的的数据，三角点代表无外加磁场放电的实验数据。从实验结果可以看出，在相同放电电压下，有外加磁场时的密度较无外加磁场时的密度大百分之几十甚至到一倍左右。密度最低值在  $4 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  左右，最高值可达  $1.7 \times 10^{14} \text{cm}^{-3}$  左右。这些值也许有些偏高。偏高的原因估计与本底干扰关系不大。从图 6 可看出，本底随时间有一分布，它主要集中在放电峰值出现之前的一段时间之内。当密度上升到最大值时，本底信号已经变得很小。实验中，对不同放电电压，总可以把本底控制到类似图 6 那种程度。在数据处理时发现，在大多数数据中，本底对密度的最大值几乎无影响。但我们在处理时，仍扣除了本底。

看来，最大密度值偏高的主要原因可能是由杂质引起的。实验中所用  $\text{H}_2$  是贮存了多年的工业氢，其纯度较差。由于我们无氢纯化手段，所以模拟等离子体中的杂质，无疑要比正规受控聚变装置中的杂质多。估计杂质除来自气源外，还有别的途径，如真空系统中的油蒸气等。放电室在工作几天之后，室壁发暗，经检查是在壁上形成了一层薄薄的灰色导电层，可能是碳的沉积。另外，靠近负电极（材料为黄铜）的室壁上，沉积层的颜色灰中带黄，导电性能很好，可能是铜的溅射所致。因为在黄铜负电极上，有很多放电痕迹，有点类似单极弧实验中的膜状弧迹，也有近直线状的弧迹<sup>[22]</sup>。在放电时，先看到负电极发亮，紧接放电发出紫光往四处照射。当放电次数足够多时，这些弧迹便连成一片，无法辨认。此时负电极表面普遍被烧蚀，失去金属光泽，象是用胶把铜粉粘在上面似的。

至于杂质对束衰减的贡献究竟有多大，因未测量过，无从估计，但相信它们确实对束衰减起了作用。这也许是密度最大值偏高的主要原因。

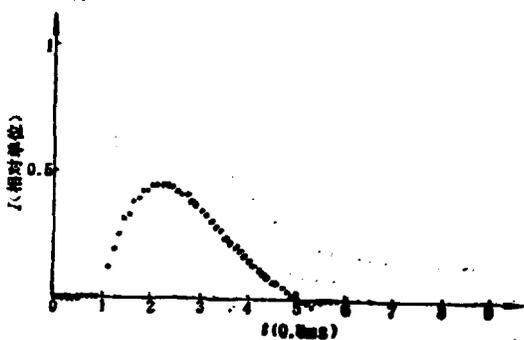


图13 经微机处理后的放电电流波形

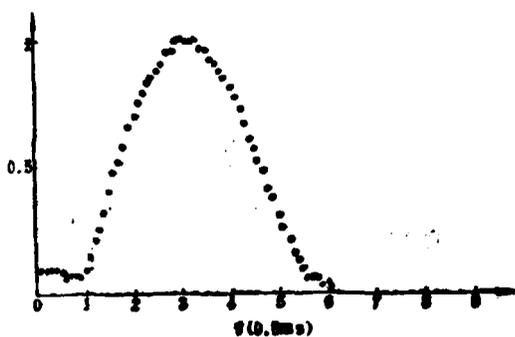


图14 经微机处理后的等离子体离子密度随时间的变化

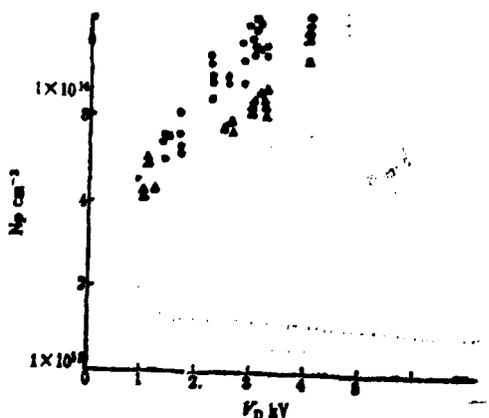


图15 密度随放电电压的变化

本文中所用的电荷交换截面值,其误差为 $\pm 20\%$ ,如等离子体尺寸的不确定性为 $\pm 15\%$ ,杂质引起的误差为 $\pm 20\%$ ,则密度误差约为32%左右。

关于光在探测器上引起干扰信号的过程,需要进行更详细的研究才能确定。不过,似乎主要是由于光子打到探测器靶上形成次电子发射所致。从能量观点来看,铜的脱出功约4.8eV而波长为167.0nm的光,其光子能量约等于7.4eV左右,112.0nm约等于11eV左右,那些短于112.0nm的光,其光子能量更高。足以在靶上打出次电子。实验发现,干扰信号幅度与接收光的靶面积密切相关,而与探测器所处真空度关系较小,估计残余气体光电离的贡献比光致靶发射小一个量级以上。

从束探针的技术角度来看,作为一种诊断手段,经与有关装置配套完善之后,是可能在某些合适的正规装置上实际应用的。

### 参 考 文 献

- [1] H.P. Enbank et al., *Nucl. Fusion*, 5, 68 (1965).
- [2] V.A. Finlayson et al., *Nucl. Fusion*, 12, 659 (1972).
- [3] N. Inoué, *J. Phys. Soc. of Japan*, 32, No. 4, 1059 (1972).
- [4] В.Т. Абрамов и др., *Ж.Т.Ф.*, Там, XLI, В.9, 1924 (1971).
- [5] В.В. Афраимов и др., *Ж.З.Т.Ф.*, Там, XVIII, В.8, 510 (1973).
- [6] K.H. Burrell et al., *IEEE Trans.*, PS-6, No. 2, 107 (1978).
- [7] E.H.A. Granneman, UCRL-52940 Manuscript June 3, 1980.
- [8] W.R. Hess et al., *Rev. Sci. Instr.*, 55, No. 5, 687 (1984).
- [9] Ichiro Mori, 11th EuroPeen Conf.on Controlled Fusion and Plasma Phys. Achen., 5~9, September, 1983, Vol.7D, Part II, P. 53.
- [10] J.H. Foote et al., *R. S. J.*, 64, No. 8, 928 (1983).
- [11] K. Kodota et al., *Plasma Physics*, 20, No. 10, 1011 (1978).
- [12] McCormick K. et al., (1977), *Proc. 8th. EuroPeen conf.on Controlled Fusion and Plasma Phys.*, 140 (1977).
- [13] K.J. Nygaard, AD-A019098 December 1975.
- [14] EquiPe TFR, *Nucl. Fusion*, 18, No. 5, 647 (1978).
- [15] 陈定国等, 核聚变, (1980).
- [16] 章其初等, 物理通报(英文版), 29, 24 (1984).
- [17] C.F. Barnett et al., *Atomic Data for Controlled Fusion Research*, ORNL-5026 (1977).
- [18] 梁文学等, 双聚焦磁分析器及高频源质谱(内部资料).
- [19] 梁文学等, 低能 $H_1^+$ 束在 $H_2$ 中的中性化效率测量(内部资料).
- [20] 阳彦鑫等, 氢原子束探针数据采集及处理系统(内部资料).
- [21] 段文新等, 核聚变与等离子体物理, 2, No. 3, 167 (1982).

# **CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT**

**China Nuclear Information Centre**