

托卡马克微波预电离等离子体

王 龙 罗耀全 李赞良 王文书
杨思泽 李文莱 戚霞枝 赵 华

(中国科学院物理研究所)

1988年7月5日收到

使用迴旋管系统产生的电子迴旋波段的大功率微波在托卡马克中得到无电流等离子体。其电子密度达 $8 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$, 电子温度达 50eV, 粒子约束时间约为 0.5ms, 加热效率达 25% 以上。研究了对环向击穿的影响及加热机制。

一、引 言

使用电子迴旋共振波段的微波预电离是在托卡马克装置中产生初始等离子体的一种较好的方法。它可以节约磁通, 减少击穿阶段引入的杂质, 降低击穿电压。这一实验已在国内外一些装置上进行过^[1-6]。

随着迴旋管技术的进展, 输出微波功率的增加, 所达到的微波预电离阶段的等离子体可达 10^{12}cm^{-3} 的密度^[4]。这样的无电流微波等离子体不仅对于托卡马克的预电离很有意义, 而且可能有其它应用价值。由于其位形比较简单, 也可用来研究如约束、漂移等环形装置中的一些基本过程。

在 CT-6B 托卡马克装置上, 已使用迴旋管系统进行过初步的电子迴旋共振预电离实验^[5]。在这以后, 又用其它两个迴旋管系统在更大的功率水平上分别进行了实验, 重点研究了这一预电离等离子体的性质。本文将简述这一实验结果, 并对加热机制等问题进行讨论。

二、实 验 装 置

本实验在 CT-6B 托卡马克装置上进行。这一装置的主要参数是: 平均大半径 $R = 45 \text{cm}$; 真空室小半径 $b = 15 \text{cm}$; 孔栏小半径 $a = 12.5 \text{cm}$; 环向磁场 $B_t \leq 13 \text{kG}$ 。

实验中采用了两个迴旋管系统。

第一个系统使用 D4032 型迴旋管。该管输出频率为 34.34GHz, 模式为 TE_{01} 圆偏振模。最大输出功率为 200kW。在实验中, 输出的微波通过一直径 50mm 的波纹管弯波导, 经过定向耦合器及陶瓷窗口, 由一喇叭天线从真空室外侧馈入真空室, 即弱场入射(图 1)。在本实验中, 迴旋管最大输出功率为 150kW, 脉冲长度为 1—4ms, 注入到真空室的功率为 100—120kW。

第二个系统使用 GY-25 型迴旋管。该管输出频率为 20.1GHz, 模式为 TE_{01} 圆偏振模。最大输出功率为 80kW。这一迴旋管置于托卡马克真空室上端。输出微波经过一短波纹管波导从顶端垂直注入真空室。由于磁场共振面有可能处于置于两环向磁场线圈之间的喇叭天线中, 为防止天线中由此引起击穿, 在喇叭天线中填充以聚四氟乙烯材料。经测量, 由此引起的波的吸收与反射小于 0.5dB。从这一迴旋管系统注入到真空室的微波功率约 60kW。

上述两个迴旋管均为中国科学院电子学研究所研制。用于提供迴旋管束电压的为本所研制的 MGD-1 型高压长脉冲电源。

采用安装于真空室外侧水平面上的金硅面垒半导体探测器阵列分别测量中心道、距中心 3cm, 6cm 弦径上的波长为 $0.5-20 \text{ \AA}$ 的软 X 射线辐射。

采用 HCN 远红外激光干涉仪测量垂直方向的线平均电子密度。因为这一测量的接收线路有约 0.3ms 的时间延迟, 不能用以研究密度较细致的时间行为。

使用两台微波接收机分别接收 18.2GHz 以及 70GHz 的电子迴旋辐射。

使用一台可见及紫外区单色仪和一台真空紫外光谱仪测量氢原子谱线以及氧、碳等杂质线。其中 H_{α} 线的测量可在水平及垂直两方向的直径上同时进行。其它均在水平面上。

工作气体为氢。充气气压 $0.5-2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$ 。

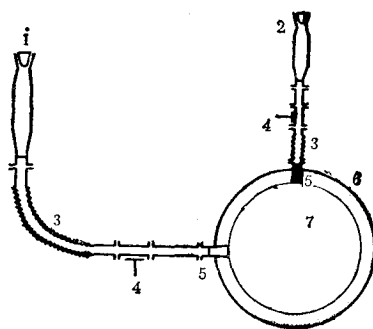


图1 实验装置示意图

1 为 D4032 迴旋管; 2 为 DY-25 迴旋管; 3 为波纹管波导;
4 为定向耦合器; 5 为喇叭天线; 6 为托卡马克真空室; 7 为等离子体

三、实验结果

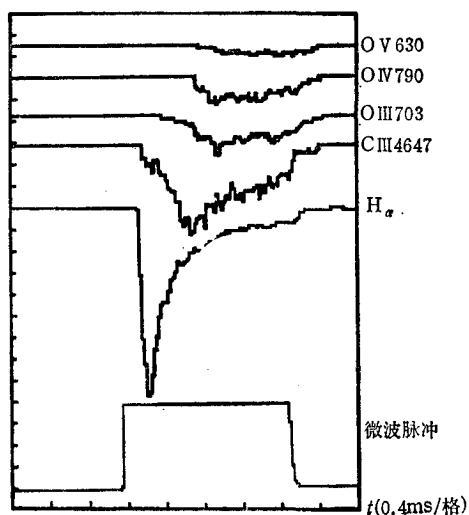
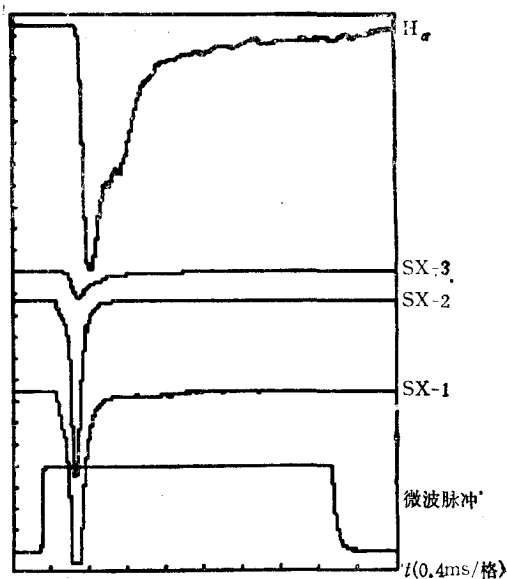
我们研究微波等离子体的主要方法是测量、分析从这一等离子体发出的不同波段的辐射。由于等离子体的粒子分布可能不是麦克斯韦的, 可通过所接收信号的时间行为来分析是否为达到平衡的粒子所辐射。

首先, 在可见与真空紫外光谱区, 观测了下列工作气体及杂质谱线强度在注入微波脉冲期间随时间的变化。表 1 中列出了与谱线相应的离化态的电离电位及该谱线的激发能。

选择适当的环向磁场, 使相应于入射微波频率的电子迴旋共振面处于真空室孔栏以

表 1

谱 线	波长($\text{\AA}$)	电离电位 (eV)	激发能 (eV)
H $_{\alpha}$	6563	13.6	10.0
CIII	4647	47.88	32.19
OIII	703	54.93	17.62
OIV	790	77.39	15.69
OV	630	113.87	19.69
OVI	1032	138.08	12.01

图 2 一些谱线强度在微波注入期间随时间的变化
幅度比例均为任意值图 3 软X射线信号在微波注入期间随时间的变化
SX-1 为中心道, SX-2, SX-3 分别为半径为 3cm, 6cm 的弦径, 幅度比例均为任意值

内,则在微波入射时,可观察到一系列谱线发射. 一组典型的实验结果见图 2. 相应实验条件为微波频率 $f = 20.1\text{GHz}$, 入射功率 $P = 60\text{kW}$, 环向磁场 $B_t = 8.5\text{kG}$, 充气气压 $p = 1.7 \times 10^{-4}\text{Torr}$.

由图 2 可看出,入射脉冲开始后 0.2ms , H $_{\alpha}$ 线辐射出现并很快达到极大值. 几乎与此同时, CIII $4647\text{\AA}$ 线也出现,但在约 0.5ms 后达极大值. 其后依次出现的为 OIII $703\text{\AA}$, OIV $790\text{\AA}$, OV $630\text{\AA}$ 等线. OVI $1032\text{\AA}$ 线未出现,故图 2 中未给出. 显然,这是一个波的能量为粒子所吸收,并通过碰撞而逐渐热化的过程. 这一过程在约 1.5ms 后达到平衡,各谱线的强度不再变化. 这时的等效温度约为 $60\text{--}70\text{eV}$.

再看软 X 射线辐射. 一组典型示波图表示于图 3. 实验条件为: 微波频率 $f = 20.1\text{GHz}$, 入射功率 $P = 60\text{kW}$, 环向磁场 $B_t = 7.6\text{kG}$, 充气气压 $p = 1.6 \times 10^{-4}\text{Torr}$.

微波脉冲注入后约 0.15ms , 开始有软 X 射线信号出现,这信号很快上升,在约 0.2ms 时间内达到极大值. 这时, H $_{\alpha}$ 线辐射出现. 随着 H $_{\alpha}$ 线的急剧增强, 软 X 射线辐射很快

减弱到很低的水平,然后以较慢速度衰减到观测不到的水平.这一段时间里,靠中心两道软 X 射线辐射的时间行为一致,距中心 6cm 弦径上的最外边一道的信号略向后移.

以上现象说明,在微波入射时,首先产生一部分横向速度很高的高能电子,其能量约在 200eV 以上.这些高能电子与中性粒子碰撞,使之激发、电离.而一定数目的中性粒子电离后,由于带电粒子间有较大的碰撞截面,会使更多的高能电子把能量传递给其它粒子,引起进一步的电离、热化.这一发展很快的过程称为微波击穿.击穿后,主要电子成份是热电子.高能电子只占很少部分.

以上结果是使用频率为 20.1GHz 的 GY-25 回旋管的情形.当使用频率为 34.34 GHz 的 D4032 回旋管时,尽管注入功率较大,但得到的软 X 射线信号较弱,所达到平衡的等效温度也略低.

图 4 给出电子回旋辐射的测量结果.实验条件为:微波频率 $f = 34.34\text{GHz}$,微波功率 $P = 100\text{kW}$,环向磁场 $B_t = 11.3\text{kG}$,充气气压 $p = 1 \times 10^{-4}\text{Torr}$.除 H_α 线外,图 4 中给出了远红外激光干涉仪测出的线平均电子密度,延迟时间已修正.还给出了频率为 70GHz 的电子回旋辐射信号,相当于共振面附近的二次谐波发射.

从图 4 看出,微波脉冲开始后,很快出现电子回旋辐射信号.在这之后,才出现 H_α 线辐射.从信号强度来看,这一回旋辐射只可能来源于高能电子.从这一信号产生较早来看,这一实验结果与软 X 射线的结果一致.但回旋辐射信号减弱得较慢,可能与 X 射线来自不同的能量范围有关.

从 H_α 线出现,即微波击穿时,等离子体密度即开始增加.但增加较慢,在 10^{12}cm^{-3} 以下.考虑到击穿阶段,电子和带电粒子间碰撞应与和中性粒子的碰撞同数量级.这时的电子密度应为 10^{11}cm^{-3} 数量级,与测量结果一致.

当 H_α 线开始减弱,即温度达 15—20eV 以上时,大部分气体才开始电离,电子密度以更快速度增加,最高达 $8 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$.可视这样的等离子体为接近完全电离的.在密度达到峰值后,又略有下降,是清洁器壁对气体吸附造成的.

不同频率、功率的两个回旋管系统在产生电子回旋辐射及电子密度方面差别不大.

以上描述实验结果,只要电子回旋共振面在真空室孔栏内,改变环向磁场时影响不大.但如果气压进一步降低,则击穿时间向后延迟,且分散较大.

在微波注入期间未观察到能量较高的硬 X 射线的辐射.

原则上说,在微波脉冲结束后,从上述各种辐射的减弱过程可以得出这一微波等离子

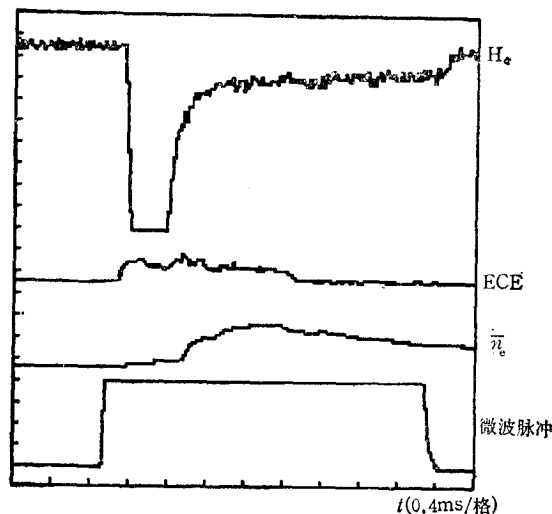


图 4 电子回旋辐射与线平均电子密度在微波注入期间随时间的变化 平均电子密度为 $4.1 \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$ /格,其余幅度比例均为任意值

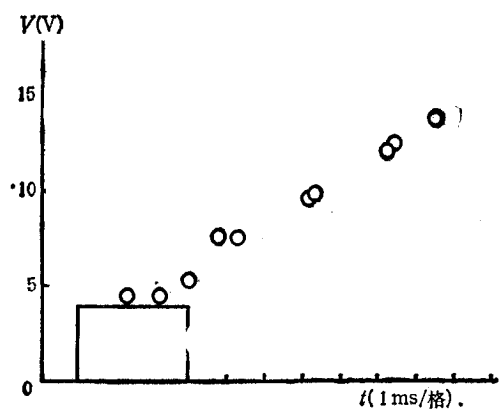


图5 环向击穿电压与相对于微波脉冲后沿延迟时间的关系

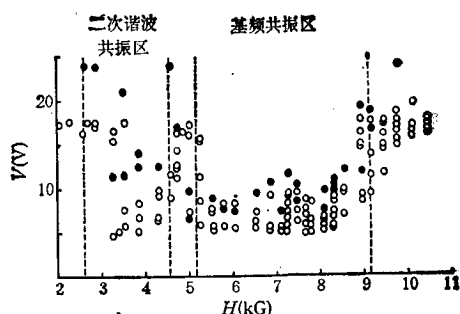


图6 环向击穿电压 V 与中心处环向磁场 H 的关系

体的粒子约束时间。但实际上,由于信噪比较低,只能估计量级。

此处采用另一个方法,即研究微波脉冲结束后的环向击穿。实验测得的环向击穿电压随相对于微波脉冲后沿延迟时间变化的一组典型结果如图5所示。实验条件为:微波频率 $f = 20.1\text{GHz}$, 微波功率 $P = 60\text{kW}$, 环向磁场 $B_t = 7.2\text{kG}$, 充气气压 $p = 2 \times 10^{-4}\text{Torr}$ 。

这一击穿电压在微波脉冲结束后随时间增加。直到距脉冲后沿 6ms 多尚可击穿。但延迟至 7ms 以上即不能击穿。

从文献[7]的估计,环向击穿的最低电子密度应为 10^5cm^{-3} 。按此值估计,微波等离子体的粒子约束时间应为 0.5ms 。因为是对数关系,上述击穿的最低电子密度即使变化一两个数量级,对计算结果影响也不大。

当然,最佳环向击穿时间应选择在微波脉冲的后期。在这样的条件下,就如在文献[5]中作过的那样,可改变环向场,即改变共振面在真空室内的位置,来研究环向击穿电压的变化。但与文献[5]不同,由于 GY-25 迴旋管的输出频率较低,所进行的实验可以覆盖整个基频共振区和二次谐波共振区。这样一组实验结果如图6所示。实验条件为:微波频率 $f = 20.1\text{GHz}$, 微波功率 $P = 60\text{kW}$, 充气气压 $p = 1 \times 10^{-4}\text{Torr}$, 微波脉冲长 2ms , 在脉冲结束前加环向电压。图6中空心圆圈表示加偏磁场的情形,此时水平方向杂散场为 1G 的数量级;实心圆圈表示不加偏磁场的情形,此时水平方向杂散场为 10G 的数量级。

在基频共振区与二次谐波共振区,均观察到环向击穿电压明显降低。这一点与文献[5]的结论一致。但仔细观察基频共振区,发现实验点在这一区域两侧分布并不对称。当中心磁场增强,共振面移向弱场侧,直至进入孔栏阴影区,实验点呈连续变化,且涨落较小。相反,当中心磁场减弱,共振面在真空室内移向强场侧时,击穿电压呈突然升高。在这一区域附近,实验数据的涨落也大。在二次谐波共振区也有类似实验结果,但电压降低区域较窄。

在水平方向杂散场较低时,基频区与二次谐波区的击穿电压值接近。而当水平方向

杂散场较高时,基频区击穿电压略有升高,而二次谐波区的击穿电压有较大升高。从文献[7]的结果分析,垂直方向杂散场对环向击穿影响较小。水平方向杂散场代表了一般的杂散场的作用。

再看文献[5]中关于击穿电压与中心磁场关系的实验结果。该实验属于水平杂散场为 10G 数量级情形。实验结果主要特征与本实验一致。但由于数据区覆盖范围小,上述特征未能明显表示出来。

使用频率为 34.34GHz 的 D4032 迴旋管系统,也得出类似实验结果。使用不同的微波频率、功率,最低击穿电压都在 5V 左右。

为解释上述不对称性,比较从水平及垂直方向观察到的 H_α 线信号。其中,垂直方向信号仅从小截面垂直方向直径发射出的。

当电子迴旋共振面处于相当靠外的弱场侧时,在这一垂直窗口看不到信号,说明在这一阶段,等离子体完全处于弱场侧。

降低环向磁场,使共振面向内侧移动。当共振面仍处于弱场侧,距中心,也就是距垂直窗口 4—5cm 时,开始从垂直窗口看到信号。随共振面向中心移动,这一光谱信号逐渐增强。当共振面越过中心,处于强场侧时,这一信号仍很强,且与水平方向信号间看不出时间延迟。只有当共振面几乎达到内侧孔栏时,垂直方向的信号才有所减弱。

所观测现象说明,微波击穿后,等离子体迅速扩展到弱场侧。而在强场侧仅扩散到有限距离。

这一结果与 WT-1, WT-2 装置上的结果^[2,4]一致。他们用上混杂频率共振来解释这一现象。因为这一共振面随密度增加向弱场发展。

用以上实验结果解释图 6 所示的现象。由于等离子体主要处于电子迴旋共振面以外,当共振面处于弱场侧时,共振面越靠外,垂直方向漂移距离越小,等离子体密度越低,因此环向击穿电压越高。但当迴旋共振面处于强场侧时,等离子体密度变化不大,因此环向击穿电压不变。仅当共振面进入孔栏区时,击穿电压才突然增高。

四、讨 论

从微波等离子体所发射的各波段辐射的观测来看,在达到平衡时,只存在少量高能电子,大部分属于热电子。假如认为曲率漂移是主要粒子损失机构,那么,从 0.5ms 的粒子约束时间来推导电子热速度。所得结果为 40—50eV,略低于从光谱数据所得结果。可以认为二者基本一致。这也说明,等离子体的主体是热电子,是接近麦克斯韦分布的。

再考虑能量平衡。这一微波等离子体的能量约束时间的上限应为粒子约束时间,即 0.5ms 左右。如取电子温度为 50eV,忽略离子温度的贡献,那么,等离子体吸收的微波功率约为 15kW。所以,加热效率的下限应为 25%。由于粒子损失是主要能量损失机构,估计实际加热效率比这大不了多少。

但这一加热效率的下限已比使用同样设备对托卡马克进行补充加热的效率要高。使用频率为 20.1GHz 的 GY-25 迴旋管系统时,加热效率为 10—15%;使用频率为 34.34

GHz 的 D4032 迴旋管系统时,加热效率更低^[8]。

我们所使用的迴旋管输出模式均为 O 模及 X 模的混合。在托卡马克等离子体的补充加热中,O 模可从弱场入射。但在我们实验情况下,中心等离子体密度往往超过该波的截止密度(对于 34.34GHz 为 $1.5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$, 对于 20.1GHz 为 $5 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$),使 O 模不能达到热核心。X 模必须从强场入射。在我们实验的情况下,只能通过器壁及等离子体边界的多次反射才能从强场入射。这是托卡马克辅助加热效率低的原因。

对于微波等离子体的加热来源,上述道理仍然存在。但这时电子密度较低,O 模有可能到达中心,特别是 34.34GHz 的频率。但事实上,20.1GHz 频率的波有更高的吸收效率。由于这一频率微波从顶端注入,X 模可能起更大的作用。但远在其最高密度 ($8 \times 10^{12} \text{cm}^{-3}$) 到达之前,高混杂共振面即已移到外侧边界区。而且,更重要的是,无论哪种模式,温度越高,加热效率越高。因此,微波等离子体有更高的加热效率,不能用电子迴旋共振加热来解释。

我们认为,这种能量吸收机制,可能是等离子体频率附近的共振吸收。当 O 模电磁波到达截止密度处时,即从这面附近反射。但电磁波在 $\omega = \omega_p$ 点的群速度为无穷,因而造成能量积累形成很强的局域电场。在其附近会发生一系列模的转换以及不稳定性过程,形成正常及反常的能量吸收机制。总的能量吸收效率可达 30% 左右^[9]。

在本实验中,采用 20.1GHz 频率的微波有可能通过这一共振吸收机制来加热等离子体。在托卡马克辅助加热中,当然也存在这一机制。但加热效率与密度的空间梯度有关。梯度越小,加热效率越高。微波预电离等离子体所达到密度较低,变化较缓,应有较高的加热效率。

五、结 论

本文主要从托卡马克预电离的角度来研究电子迴旋共振微波等离子体的性质。

实验结果表明,采用适当的微波功率,可以产生具有相当温度和密度的接近热平衡的等离子体。这一等离子体有较好的能量和粒子约束性质。微波对这样的等离子体有较高的加热效率。

产生这一等离子体的微波击穿的机制是电子迴旋共振。但加热机制的解释存在问题,有可能是入射波频率等于等离子体频率处的共振吸收。

本文作者感谢等离子体研究会对本工作给予的指导。

- [1] 康寿万等,核聚变, 1(1980), 147.
- [2] T. Cho *et al.*, *Phys. Lett.* **77A** (1980), 318.
- [3] R. M. Gilgenbach *et al.*, *Nucl. Fusion*, **21**(1981), 319.
- [4] T. Cho *et al.*, *Nucl. Fusion*, **26**(1986), 349.
- [5] 中国科学院物理研究所 101 组, 102 组, 电子学研究所四室, 物理学报, **35**(1986), 1657.
- [6] 詹如娟等,核聚变与等离子体物理, **7**(1987), 160.
- [7] 杨士才等,物理学报, **36**(1987), 1385.
- [8] Luo Yaoquan, *et al.*, 15th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Heating,, Dubrovnik

May, 16—20, (1988).

[9] 王龙, 物理学进展, 5(1985), 101.

MICROWAVE PREIONIZATION PLASMA IN A TOKAMAK

WANG LONG LUO YAO-QUAN LI ZAN-LIANG WANG WEN-SHU YANG SI-ZE

LI WEN-LAI QI XIA-ZHI ZHAO HUA

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A currentless plasma has been obtained in a tokamak device using a powerful microwave at electron cyclotron frequency generated by gyrotron systems. Its electron density is up to $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$; the electron temperature is up to 50 eV; the particle confinement time is about 0.5 ms; the heating efficiency is above 25%. The effect of the plasma on the toroidal breakdown and the heating mechanism have been studied.