

CT-6B 托卡马克的电子迴旋波加热实验*

罗耀全 王 龙 杨思泽 陈雁萍 戚霞枝 李赞良
王文书 李文莱 赵 华 唐继辉 谭富传

中国科学院物理研究所, 北京, 100080

1989 年 5 月 15 日收到

分别使用频率为 34.34 GHz 和 20.1 GHz 的迴旋管系统从外侧和顶端注入微波, 对 CT-6B 托卡马克等离子体加热, 均观察到明显的加热效果. 分析表明两者有不同的加热机制. 前者主要属于 O 模的共振加热; 后者为 X 模的非共振-高密度加热, 其机制可能来源于高密度截止层附近的非线性现象. 在两种实验中, 都观测到称为二次加热的非线性加热现象. 它们可能分别来自不同的物理机制.

PACC: 5250

一、引 言

近几年, 在加热频率明显低于共振频率情况下, 电子迴旋波加热的理论和实验研究越来越引起人们重视^[1-4]. 这是因为, 在接近点火条件的托卡马克中, 环向磁场高达 50—60 kG. 这就要求用于迴旋共振加热的微波源频率高达 160 GHz 左右. 而高频率、高功率的微波源在技术上有很大困难. 特别是频率为 160 GHz, 功率达 100 kW 以上的迴旋管尚未问世. 而频率在 20—120 GHz, 输出功率为 200—500 kW 的迴旋管则日趋成熟, 是现实而可靠的加热微波源. 因此, 上述新的方法使人们有可能用现有的较低频率的迴旋管用于反应堆级的托卡马克辅助加热.

从理论上推测, 这个新的加热方法有两种可能的能量吸收机制. 第一种是考虑到相对论效应和多普勒效应后的共振吸收. 第二种是由于波的非线性模式转换而引起的反常吸收. 例如, 文献[4]估计, 大功率的自由电子激光可产生 500 kV/cm 的波电场. 在这样的场强下, 可产生参量不稳定性 and 有质动力效应. 在这些不稳定性中, 可能存在着一些有效的能量吸引机制.

本文描述在 CT-6B 托卡马克装置上完成的电子迴旋波加热实验. CT-6B 托卡马克的等离子体参数不高, 因此上述第一种机制难于成立. 本实验所用的微波加热系统, 也只能输出 100 kW 数量级的微波束, 相应 1 kV/cm 的场强. 但在实验中看到了明显的非迴旋共振的加热效果. 此外, 作为对比还描述了迴旋共振的加热实验结果.

* 国家自然科学基金资助的课题.

二、实验装置和实验方法

CT-6B 托卡马克是一个小型实验装置,无导电壳。主要参数为:平均大半径 $R=45$ cm; 等离子体小半径 $a=12.5$ cm; 环向磁场 $B_t=5.8-13$ kG; 等离子体电流 $I_p=20-30$ kA; 欧姆加热功率 $P_O=70-100$ kW; 平均电子温度 $T_e=150-200$ eV; 平均电子密度 $n_e=(1-2) \times 10^{13}$ cm $^{-3}$; 能量约束时间 $T_E=0.7-1$ ms。

在本实验中采用了两个回旋管微波加热系统。其详细结构见文献[5,6]。

第一个系统采用 D 4032 回旋管。该管输出频率为 34.34 GHz, 模式为圆电模 H_{03} 。输出微波从真空室外侧通过一喇叭天线垂直注入。在实验中, 注入到真空室的功率为 100—120 kW。

第二个系统采用 GY-25 回旋管。该管输出频率为 20.1 GHz, 模式为圆电模 H_{01} 。这一回旋管置于托卡马克真空室上端。输出微波从顶端注入到真空室。注入到真空室的功率约为 60 kW。

除常规电磁测量外, 采用金硅面垒半导体探测器列阵分别测量中心道(6 $^\circ$), 距中心 3 cm (5 $^\circ$), 6cm (4 $^\circ$) 弦上的波长为 0.5—20 Å 的软 X 射线辐射。列阵安装于真空室外侧的子午面上。

采用氘化氢远红外激光器干涉仪测量垂直方向的线平均电子密度。使用两台微波接收机分别接收 18.2 GHz 和 70 GHz 的电子回旋辐射。使用可见和紫外区单色仪以及真空紫外光谱仪测量氢原子谱线和氧、碳等杂质线。

开始实验以前, 需用一段时间作微波注入放电专门用于去气。经过这样处理后, 质谱分析表明, 一次无等离子体的微波注入所释放出的杂质相当于一次普通的托卡马克放电的水平。存在等离子体时, 释放的杂质更少。或者说, 对于托卡马克放电, 无论有否微波加热, 放电后的残余气体质谱几乎看不出什么区别。因此, 微波加热引入杂质问题并不严重。

采取这样几种实验方法: 在放电脉冲平顶注入微波脉冲; 或者连续产生两个微波脉冲, 第一个用于预电离, 第二个用于加热。大功率微波预电离可以改善托卡马克放电性能, 并可降低击穿气压^[7]。还做了加热脉冲调制实验。这时, 容易找到其它信号与加热脉冲的相关, 以及确定响应时间。

三、加热频率为 34.34 GHz 的实验结果

使用频率为 34.34 GHz 的 D4032 回旋管从弱场区入射。相应于这一波源的二次谐波共振的磁场为 6.1 kG。对于托卡马克运转来说, 这个磁场值偏低。在此条件下产生的等离子体电子温度为 100—150 eV。在这种情形下注入微波, 看不到明显的加热效果。

当把环向场增到 9—12 kG 时, 二次谐波共振面已处于真空室外, 而基频共振面位于真空室内侧。此时平均电子温度为 200—250 eV。在这一运转条件下注入微波观察到明显的加热效果。一组典型的实验波形图见图 1。在这一实验中, 中心环向场为 12 kG,

加热脉冲宽度为 2 ms (图中未给出)。

从示波图可知, 在加热脉冲期间, 等离子体电流 I_p 不变, 而水平位移乘电流信号 $D_x \times I_p$ (向下相当于向外位移) 有相应变化, 相当于向外位移 1 cm。位移开始与结束的时间都比微波加热脉冲的开始与结束延迟 0.7—1 ms, 相当于等离子体的能量约束时间。这一实验现象表明, 在微波作用下, 等离子体温度增加使得 β 值增加, 等离子体柱外移。

图 1 中显示出三道软 X 射线测量信号(负信号)。在微波加热期间, 它们都有明显增加。这一增加的开始与结束也比加热脉冲延迟了约 1 ms。以上两种现象都证实发生了加热。

加热脉冲期间, 70 GHz 回旋辐射信号 ECE 增大一个数量级。其时间行为基本与加热脉冲同步。由于这一辐射为紧靠加热频率共振面区域的回旋辐射的二次谐波, 这一信号的增大应来自微波作用产生的超热电子的贡献。

图 1 中还显示出 CII 4647 Å 杂质谱线在加热脉冲期间有所增强, 时间延迟似介于上述两种时间尺度之间。除这一谱线外, 还有氢原子谱线 H_α , H_β , 杂质谱线 OII 3973 Å, OII 4649 Å, OIII 3760 Å, OIV 3410 Å, OV 629 Å 和 CrI 4254 Å, 以及在 4760 Å, 5360 Å 的韧致辐射强度, 在微波脉冲加热期间, 都有明显的增强。由于不同电离态辐射主要来自等离子体不同区域, 对这些现象的分析比较复杂。由于缺乏空间分辨测量, 对此尚不能作出很满意的解释。

加热脉冲期间, 环电压(图 1 中未给出)有所降低。估计最大可降低 20% 左右。由此估计等离子体电导温度增加 10—20%。

比较上述二次谐波和基频加热的实验。二次谐波加热时, O 模和 X 模都可进入等离子体。但由于等离子体参数低, 从共振加热的机制来看, 加热效率应很低。这与实验结果一致。

基频加热时, 等离子体参数较高。初步计算表明, 此时 O 模和 X 模单程吸收效率可达 5—10%。虽然此时只有 O 模可从环外侧进入等离子体, 但仍观察到明显的加热效果。从以上比较来看, 弱场入射基本上属于共振吸收的机制。

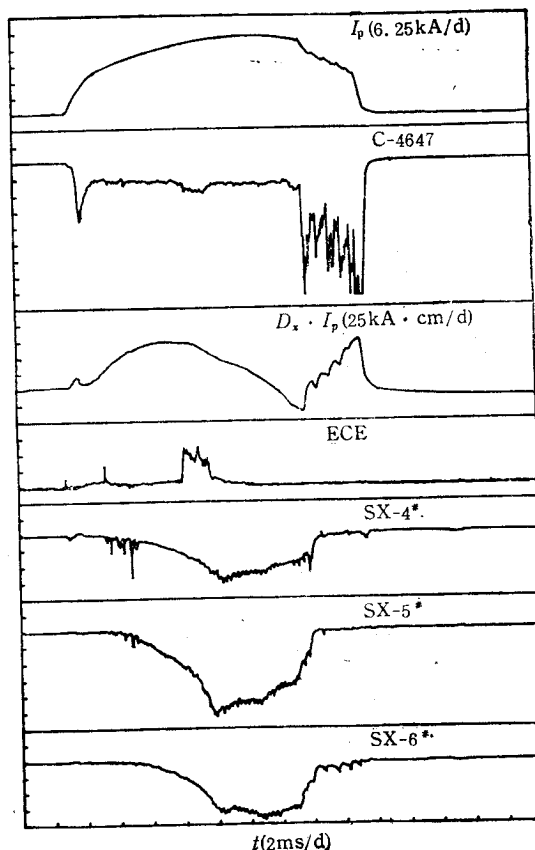


图 1 34.34 GHz 加热典型示波图 电流 I_p , 电子回旋辐射 (ECE) 信号为正, 碳杂质线 C-4647, 软 X 射线信号 SX-4*, SX-5*, SX-6* 为负, 位移乘电流 $D_x \times I_p$ 信号(向下相当于向外位移)

共振吸收是局域性的,即发生在共振面附近.因此,从空间分辨的软X射线诊断应能观察到热脉冲的传播.实验结果可见图1所示的几道软X射线信号.由于传播时间比能量约束时间短,只能看到靠中心两道信号的加热比SX-4#信号的加热靠前.移动共振面离开中心区域也未看到SX-4#加热在前的现象,可能由于这一区域等离子体参数低,加热效率低的缘故.

还观察了微波加热对锯齿振荡的影响.在加热脉冲期间,可能由于中心区加热,锯齿振荡易于出现或更明显,但锯齿的振幅和周期未观察到明显变化.在有些情况下,不同道软X射线锯齿的位相关系有所变化.如图2所示,在加热脉冲前,锯齿振荡不明显,但可以

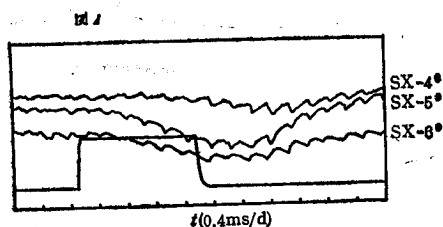


图2 微波脉冲期间的软X射线信号

可以看出SX-4#, SX-5#是同相的反锯齿,而中心道SX-6#是正锯齿.这说明 $q=1$ 共振面位于中心和 $r=3\text{ cm}$ 之间,和一般的无辅助加热CT-6B放电一样.加上微波脉冲以后再过约1 ms, SX-5#信号的反锯齿逐渐变化,形成与中心道同相的正锯齿.这说明 $q=1$ 共振面移到 $r=3\text{ cm}$ 以外.微波脉冲

结束后约1 ms,位相关系又恢复到脉冲之前.微波加热时共振面的移动也反映了中心区的加热.

如果把微波加热脉冲延长到3 ms以上,从软X射线信号观察到更为复杂的现象.如图3所示,当微波脉冲开始后,软X射线信号增强,同时出现一些不规则的振荡.这一振荡或者与锯齿振荡同数量级(图3(a)),或者超过锯齿振荡,使锯齿振荡不可见(图3(b)).在发生这种不规则振荡的情况下,信号水平又降到脉冲前的值,继而产生第二次增强.在第二次增强中,软X射线锯齿比较规则.有时第二次增强比第一次要低(图3(a)),有时要高(图3(b)),与前面的不规则振荡强弱有关.这种现象可称为二次加热.在等离子体位移,光谱等信号上,也相应看到类似的现象,其时间变化尺度也是能量约束时间的数量级.

似可以这样解释这种二次加热现象:当加热开始以后,由于某种非线性机构,在加热区出现了某种湍流状态,形成了软X射线的不规则振荡.这种湍流引起输运的增加,使加热区温度降低,又反过来降低能量吸收效率.直到系统状态改变,湍流状态结束,又开始第二次加热.但对于第二次加热过程中未观察到湍流状态重新出现,尚不能作出满意的解释.

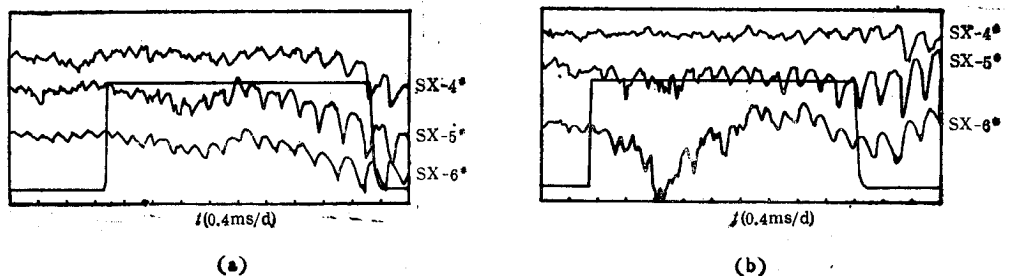


图3 微波脉冲期间的软X射线信号

四、加热频率为 20.1 GHz 的实验结果

在使用上述频率为 34.34 GHz 的 D 4032 回旋管时,由于托卡马克在最高环向磁场运转时,共振面仍在真空室内,实际无法进行非共振加热。而使用频率为 20.1 GHz 加热时,基频共振磁场为 7.2 kG。只要中心磁场大于 9 kG,共振面就不在真空室内。

此外,相应于此频率的 O 模截止的临界密度为 $4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。实际上装置一般运行于平均密度 $(1-2) \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。微波入射到这样密的等离子体中会产生什么效果也很值得研究。

在图 4 所示的一组实验结果中,电子回旋频率与入射频率之比 $\omega_{ce}/\omega = 1.65$,微波入射时的电子线平均密度为 $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。从软 X 射线信号来看,加热是明显的。70 GHz 的电子回旋辐射也明显增强。这一辐射产生的位置应远离共振层,可能来自局部的热电子和超热电子的作用。脉冲作用期间电子线平均密度的行为比较复杂。与无微波加热的放电比较,在微波作用期间,这一密度先降后升。

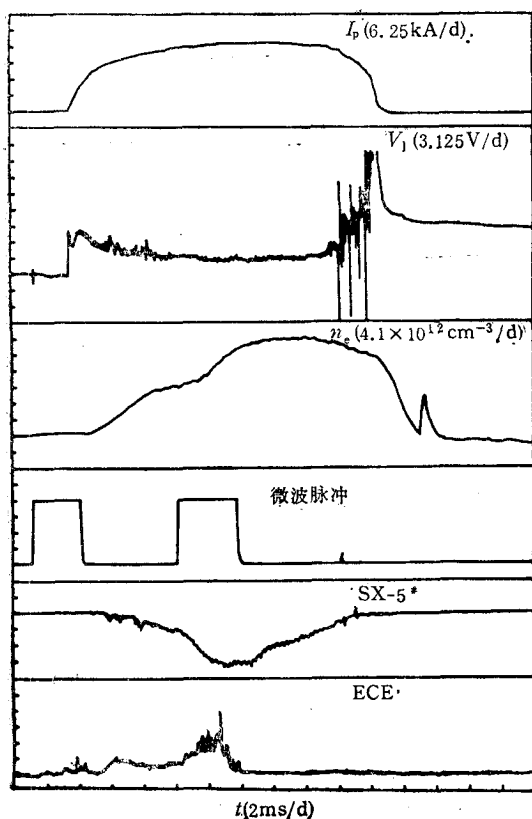


图 4 20.1 GHz 加热典型示波图 线平均电子密度 n_e 与微波脉冲 (MW), 其余符号同图 2

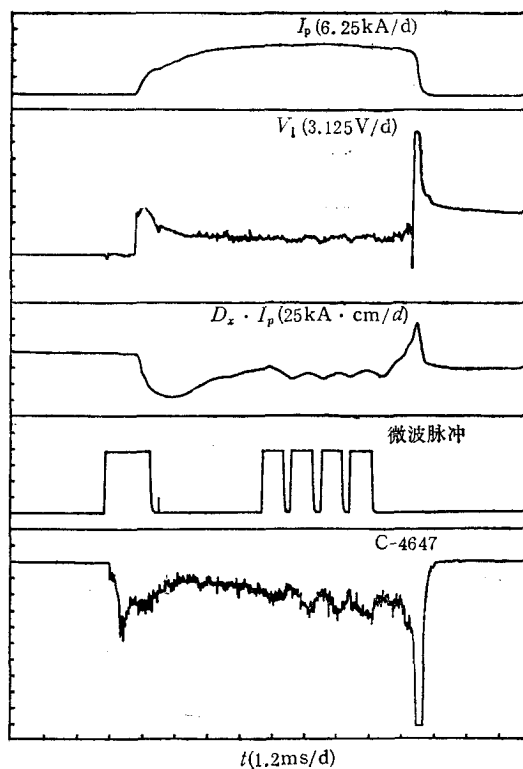


图 5 20.1 GHz 加热典型示波图 (加热脉冲调制)

从图 4 看不出加热脉冲对环电压的明显作用。但从图 5 所示的加热脉冲调制实验结

果来看,这一作用非常明显。在这一实验中 $\omega_{ce}/\omega = 1.3$ 。

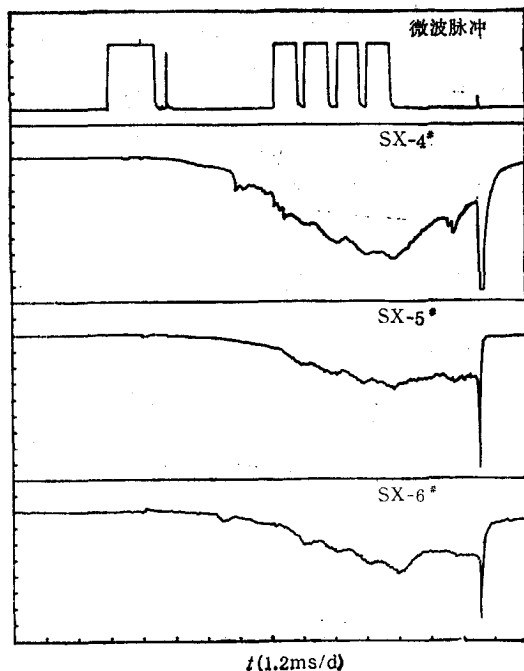


图6 20.1 GHz 加热典型示波图
(加热脉冲调制)

由于加热脉冲由 1 ms 宽的 4 个脉冲组成,不同信号对加热脉冲的时间响应看得很清楚。环电压的降低与位移的变化一样,都相对于加热脉冲延迟了一个能量约束时间的数量级。杂质线 CIII 4647 Å 的延迟时间要短得多。图 6 是同样

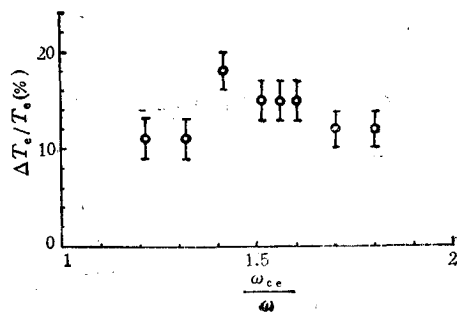


图7 电子温度相对增加值与比值 ω_{ce}/ω 关系
 ω_{ce} 为中心磁场处值

实验条件下得到软 X 射线信号。它们对加热脉冲的响应也有约 1 ms 的延迟。它们彼此之间的时间延迟很小,似乎 SX-5* 信号的位相领先。

采取调制加热脉冲方法,利用信号间的相关,可以较精确地测量电导温度的变化,虽然也有相当大的误差。图 7 是保持等离子体电流 $I_p = 18$ kA 不变的条件下,中心磁场从 8 kG 变化到 12 kG 时,加热产生的电导温度的相对变化值。在误差范围内,加热效果与磁场无明显依赖关系。

在这一频率加热过程中,同样观察到二次加热现象。在图 8 所举的例中,由于脉冲调制周期较短(约 0.8 ms),软 X 射线信号,环电压 V_1 , 水平位移乘电流信号均未观察到同样频率的响应。但在较大时间尺度上,均观察到两个峰值。在三道软 X 射线信号中,很明显中心道信号峰值领先。与 34.34 GHz 频率加热实验比较,这一现象未观察到不规则的振荡信号。但这样的二次加热所发生的条件尚不能明确总结出来。

五、讨 论

以上分别介绍了频率为 34.34 GHz 和 20.1 GHz 的迴旋管系统用于电子迴旋波加热的实验现象。34.34 GHz 的基频加热看到了效果,其现象符合共振加热的特征,主要应为 O 模加热。

使用 20.1 GHz 迴旋管系统所作的实验结果值得探讨。从频率与磁场的关系以及实

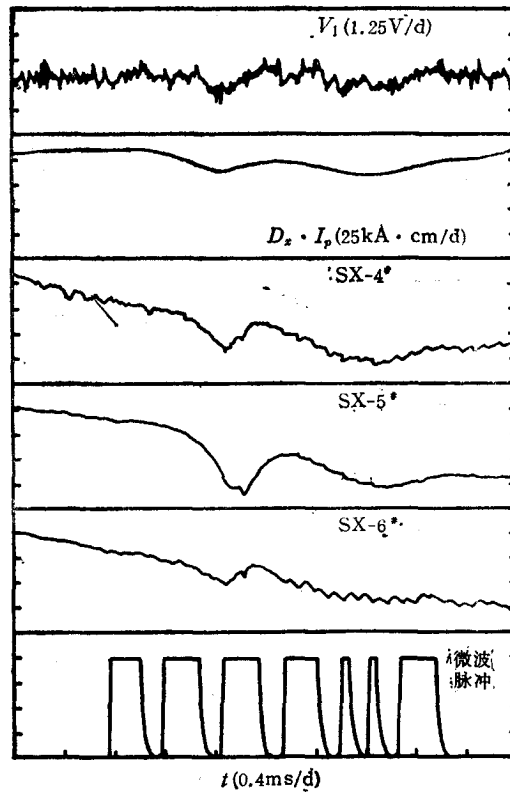


图8 20.1 GHz 加热典型示波图 中心磁场 10.8 kG; 等离子体电流 20 kA

验结果来看,加热不属于回旋共振机制。分析不同模式电磁波的传播,对于O模,因刚进入等离子体边界就被反射,因而基本进不了等离子体。对于X模,由于在任何区域 $\omega_{ce}/\omega > 1$,在等离子体内不存在高混杂共振和低密度截止层,波可从任何方向进入等离子体(图9)。在这种情况下,强场入射与弱场入射并没有很大区别。X模在等离子体中传播,一直到高密度截止层才被反射。这一截止层的密度比O模截止密度大一倍以上,且磁场越强,截止密度越高。对于图6所示的实验,X模传播到大约二分之一小半径的地方被反射,与入射方向关系不大。

既然不存在高混杂共振层,一般的X模在等离子体中产生的模转换和吸收过程,就不会发生。因此,应寻找新的加热机制。

从非线性现象角度看,入射波的功率水平偏低。但应考虑到两种波场在截止层附近的增强机制。第一种机制是入射波与反射波在截止层附近形成的驻波结构在局部有较强振幅。第二种机制是截止面的面积较等离子体表面

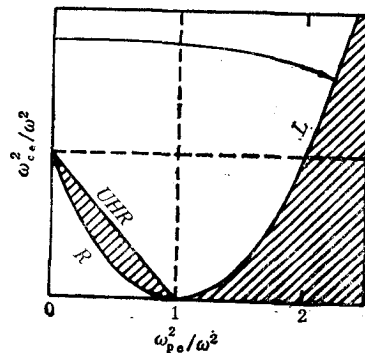


图9 X模电磁波在冷等离子体 (Clemmow-Mullaly-Allis)

图上的轨迹 斜线表示X模不能传播区域
UHR 为高混杂共振层; R 为右旋波截止层; L 为左旋波截止层

积小得多,波在截止面与真空室内表面间相互多次反射的结果使波的能量在截止面附近集中。

从理论分析,由于截止层附近波场较强,有可能产生参量不稳定性,X模电磁波衰变为电子等离子体波与离子声波。其中电子等离子体波可越过截止层,向更高密度传播,并被吸收。详情另文处理。

如果我们接受对于本文所描述的非共振加热所提出的这种机构,那么对于图8所示的二次加热现象,也许要作出与前不同的解释。这不仅因为加热机制有所不同,也因为在后一种加热中,未观察到软X射线信号上的不规则振荡。这一现象可能由于加热对密度轮廓的改变所致。密度轮廓的改变一方面使高密度截止层的位置发生变化,另一方面也使截止层处局部密度梯度变化。这两种变化均影响到截止层附近波场强度。虽然这一变化相对很小,但由于参量过程是阈值性的,因而影响到加热过程,甚至使加热停止。这是非共振加热时,对二次加热现象的一种可能解释。

六、结 论

在本实验中,使用34.34 GHz和20.1 GHz的两个回旋管系统分别从外侧和顶端入射来加热托卡马克等离子体并观察到确实的加热效果。这主要指软X射线,水平位移和环电压的响应时间为能量约束时间数量级的相关变化。

但分析两者的加热机制完全不同。前者主要是O模的共振加热,后者极可能归之于高密度截止层附近的非线性效应。

从技术和学术角度看,后一种可能的加热方式和机制更值得注意。在这种非共振加热中,高截止层的存在成为加热的必要条件。这时,高密度(相对于波频率)不仅不可避免,且成为必须的。因此,这一加热方式应称为非共振-高密度加热。至少从本实验结果看,这种加热方式的效率并不高。但由于绕过了低密度截止和高混杂共振层,X模允许从外侧入射,造成实验安排的方便。而且从引言中所述理由来看,对这种加热方式应予以更深入的研究。

本文还介绍了称为二次加热的非线性加热现象,并且认为,对于上述两种加热方式,它们可能有不同的机构。这个问题的很好处理对于提高加热效率显然是重要的。

在这些实验中,电子密度,光谱线辐射,电子回旋辐射信号的行为比较复杂,尚不能圆满解释,应予进一步研究。

本工作得到等离子体研究会的指导,深表谢忱。

作者还感谢CT-6B装置运行组的帮助。

- [1] G. M. Batanov, M. S. Rabinovich, A. M. Rubenchik, *Nucl. Fusion*, 24(1984), 151.
- [2] M. Porkolab, B. I. Cohen, *Nucl. Fusion*, 28(1988), 239.
- [3] E. Mazzucato, I. Fidone, G. Giruzzi, V. Krivenski, *Nucl. Fusion*, 26(1986), 3.
- [4] E. Mazzucato, P. Efthimion, I. Fidone, *Nucl. Fusion*, 25(1985), 1681.
- [5] Luo Yao-quan *et al.*, The Proceedings of 15th Symposium on Fusion Technology, Utrecht, The Netherlands.

lands, September 19—23, (1988).

【6】王龙等,物理学报,38(1989),714.

【7】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.

ELECTRON CYCLOTRON WAVE HEATING EXPERIMENT ON CT-6B TOKAMAK

LUO YAO-QUAN WANG LONG YANG SI-ZE CHEN YAN-PING QI XIA-ZHI LI ZAN-LIANG

WANG WEN-SHU LI WEN-LAI ZHAO HUA TANG JI-HUI TAN FU-CHUAN

Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing, 100080

(Received 15 May 1989)

ABSTRACT

Obvious heating effects have been observed in RF heating experiments on CT-6B tokamak, in which microwave beams of frequencies 34.34 GHz and 20.1 GHz generated by two gyrotron systems were launched from top and outside of the device, respectively. It is shown that these heating effects arise because of the different heating mechanisms. The former is due mainly to the resonance heating of O mode. The latter belongs to down shift-over dense heating. Its heating mechanism may be the nonlinear phenomena occurring near the high density cut off layer of X mode. A kind of nonlinear heating phenomena (secondary heating) has been observed in two experiments, which may come from the different physical mechanisms.

PACC: 5250