

KT-5B 托卡马克等离子体中 剪切 Alfvén 波的激发特性*

韩 申 生¹⁾ 朱 士 尧

中国科学技术大学近代物理系, 合肥, 230026

1990年9月28日收到

本文报道最近在 KT-5B 托卡马克装置上进行 Alfvén 波激发特性研究的实验结果。结果表明: Alfvén 波存在比较宽的激发区域, 耦合强度随等离子体电流、纵向磁场的上升而增强。观测到温度阈值效应, 并初步得到表面静电波的实验证据。

PACC: 5235; 5240

一、引 言

自从 1942 年 Alfvén 首先提出在等离子体中存在一种低频磁流体波^[1] (后来命名为 Alfvén 波) 之后, 这种波很快在天体及空间等离子体物理领域内得到十分广泛的应用。随着等离子体物理学的发展, 实验室等离子体的空间尺度和 β 值都有相当大的提高, 使得人们能够在实验室等离子体中开展对 Alfvén 波的实验研究, 使得 Alfvén 波得到更广泛的应用。尤其是在核聚变研究中, Alfvén 波加热 (AWH) 是一种很有前途的等离子体辅助加热手段, 具有相当明显的优点。由于 Alfvén 波的能量主要淀积在剪切共振层 (与磁面重合) 附近, 因此除了加热之外, 还可以用来控制某些等离子体参数的分布形状 (profile modification)。Alfvén 波频率低, AWH 所需的大功率射频技术业已成熟, 所以它在已经提出的几种辅助加热方案中具有很大的吸引力。

用 Alfvén 波加热等离子体的想法最早始于 60 年代中期^[2]。关于 AWH 的理论研究近年来有较大进展, 已发表大量的理论文章, 内容相当广泛, 从磁流体力学 (MHD) 理论^[3,4] 到动力学理论^[5,6], 从 Alfvén 波连续谱^[7] 到离散波^[8], 从简单的平板模型到柱形、环形等离子体, 还分别讨论了有限离子回旋半径效应、有限离子回旋频率效应、电子惯性和电子朗道阻尼效应, 发展了各种数值计算的 code 等。

然而, AWH 研究的实验数据相对来说还比较少。70 年代初期, 曾在直线角向箍缩装置^[9] 和仿星器^[10] 上进行过这方面的实验研究, 初步得到加热效果。关于在托卡马克装置上的 AWH 实验, 最早是 1981 年开始在瑞士洛桑的 TCA 装置上^[11] 进行的。以后, 在美国的 PRETEXT^[12], TOKAPOLE^[13], 澳大利亚的 TORTUS^[14], 苏联的 RO-5^[15] 等

* 国家教育委员会博士点基金资助的课题。

1) 现在中国科学院上海光学精密机械研究所博士后流动站。

小型托卡马克装置上都开展了 AWH 实验研究,取得有意义的实验结果。然而,对于 Alfvén 波的基本性质还研究得不够,只有在 TCA 的实验中观测到加热效果^[16]。这说明对 AWH 问题开展基础性的实验研究是十分必要的,包括 Alfvén 波的激发、传播、模式转换、能量沉积、共振特性等基本物理过程,以便彻底搞清 AWH 的物理机制。本文报道最近在 KT-5B 托卡马克装置上进行 Alfvén 波激发特性研究的实验结果,包括 Alfvén 波的激发区域、耦合强度与等离子体的参数之间的关系。观测到温度阈值效应,并获得表面静电波 (SEW 模)的初步实验证据。

二、剪切 Alfvén 波的激发条件及其模式的判别

根据理想 MHD 理论,在非均匀等离子体中,如果条件 $\omega = k_{\parallel} v_A$ 得到满足,便可以激发剪切 Alfvén 波,式中 $k_{\parallel}$ 是平行方向的波数, v_A 是 Alfvén 速度。如果考虑有限频率效应, ω/ω_{ci} , 那么在满足 $\omega = k_{\parallel} v_A (1 - \omega^2/\omega_{ci}^2)^{1/2}$ 的条件下等离子体中存在共振面,式中 ω_{ci} 是离子回旋频率。在环形的托卡马克等离子体中,振荡场具有 $\exp[i(k_z z + m\theta - \omega t)]$ 的形式,上述共振条件可以写成如下形式:

$$\omega = \frac{[n + m/q(r)]^2}{R^2} \frac{B_0}{\mu_0 \rho(r)} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}\right), \quad (1)$$

式中 n 是纵向模数,等于 (Rk_z) ; m 是极向模数,等于 (rk_{θ}) ; $q(r)$ 是共振面上的安全因数; $\rho(r)$ 是共振面上的质量密度; B_0 是纵向磁场; R 是大半径; Alfvén 速度 $v_A = B_0/[\mu_0 \rho(r)]^{1/2}$ 。方程(1)定义的共振频率是半径 r 的函数,即 $\omega(r)$, 因此在该条件下激发的波构成一个连续谱,其最高频率 $\omega_{\max}$ 位于等离子体边缘,其阈值 $\omega_{\min}$ 接近于等离子体中心。在连续谱最小频率之下还存在一个或若干个弱阻尼的本征模。这种本征模并不满足方程(1)给出的共振频率条件,因此称为全域本征模 (globe mode) 或叫离散 Alfvén 波 (DAW)。

在等离子体中激发 SAW 可以采用两种不同的方式。一种方式是外部天线中驱动电流平行于纵向磁场,直接激发出剪切 Alfvén 波;另一种方式是天线中的驱动电流是极向的,先激发具有特定环向波长和极向波长的压缩 Alfvén 波(或称快波),这种波在传播到等离子体内部的共振层时再耦合到 SAW。TCA 上采用的是后者,这里采用的是前者。为了便于在实验中通过外部参数来确定激发的 SAW 模式及其共振位置,定义

$$\kappa_0^2 \equiv \frac{\omega^2 \mu_0 \rho(0)}{B_0^2} R^2 \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2}\right)^{-1}, \quad (2)$$

$$\kappa_0'^2 = \frac{[n + m/q(r_s)]^2}{\rho(r_s)/\rho(0)}, \quad (3)$$

式中 r_s 是共振位置。当 $\kappa_0^2 = \kappa_0'^2$ 时,模数是 (n, m) 的 Alfvén 波在等离子体柱中的共振位置 r_s 。

托卡马克等离子体的密度 $n_e(r)$ 和电流密度 $j(r)$ 的分布一般具有如下形式:

$$n_e(r) = n_e(0)(1 - r^2/a^2)^{\alpha_n}, \quad (4)$$

$$j(r) = j(0)(1 - r^2/a^2)^{\alpha_j}; \quad \alpha_j = q(a)/[q(0) - 1]. \quad (5)$$

利用(2)–(5)式可以计算出不同等离子体参数时具有不同模数的 SAW 的共振位置。一般来说,对于每一支不同模式的 SAW, 当等离子体密度增加时其共振层不断向等离子体边缘移动。图 1 是在 KT-5B 参数范围内的 κ_0^2 值。

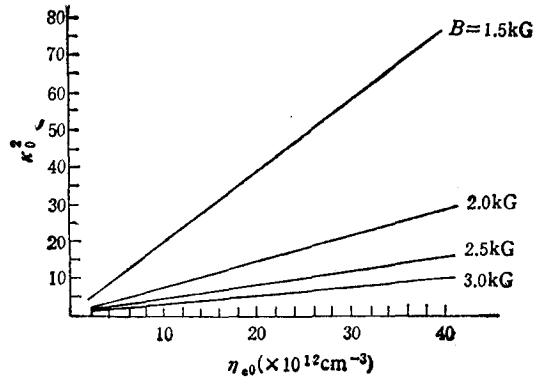


图 1 不同磁场和电子密度对应的 κ_0^2 值

纵向天线中的表面电流密度的 Fourier 分量可以表示为^[27]

$$J_z = \hat{j}l/d = \sum_{nm} J_{nm} \exp i(m\theta - n\phi - \omega t), \quad (6)$$

式中

$$J_{nm} = \hat{j}l(k_{nm}/2)a_{nm}, \quad (7)$$

$$k_{nm} = (k_\theta^2 + k_z^2)^{1/2}, \quad (8)$$

$$a_{nm} = \frac{2r_c \sin(n\pi/4) \sin(md/2r_c)}{\pi^2 d n m [m^2 + (nr_c/R)^2]^{1/2}}. \quad (9)$$

Fourier 系数 a_{nm} 中的 d 是天线宽度。Alfven 波在等离子体中沉积的功率可以通过天线负载阻抗来表示

$$Z = 2 \sum_{nm} Z_{nm} |a_{nm}|^2 = 2 \sum_{nm} |a_{nm} \cos \theta_{nm}|^2 Z_{nm}^h, \quad (10)$$

式中 Z_{nm}^h 是理想的螺旋天线的阻抗, θ_{nm} 是所激发的 (n, m) 模与螺旋方向的夹角,

$$\cos \theta_{nm} = - \left[1 + \left(\frac{nr_c}{mR} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (11)$$

为了计算所激发的不同 (n, m) 模的阻抗所占总阻抗的比例, 定义

$$\eta_{nm} = |a_{nm} \cos \theta_{nm}|^2. \quad (12)$$

表 1 给出 KT-5B 天线所激发的各阶 (n, m) 模的 η_{nm} 值。从表 1 可以看出, $(0, 1)$ 和 $(1, 1)$ 模对负载阻抗的贡献最大, 高阶模所占比例很小。再结合图 1 和(2)–(5)式可以确定在 KT-5B 装置上本实验所用的天线激发的剪切 Alfven 波中, 耦合强度大的主要是两支模, 即 $(n, m) = (0, 1)$ 和 $(-1, 1)$ 。

表 1 不同 (n, m) 模的 η_{nm} 值($\times 10^3$)

$n \backslash m$	1	2	3	4	5	6	7
0	27.6	6.47	2.58	1.25	0.649	0.346	0.182
1	20.5	5.71	2.36	1.15	0.603	0.322	0.169
2	9.52	3.95	1.79	0.902	0.480	0.259	
3	3.37	2.15	1.11	0.591	0.323	0.177	
4	0.988	0.918	0.550	0.312	0.176		
5	0.231	0.287	0.200				

三、实验安排

KT-5B 是个小型托卡马克装置,主要参数如下:

大半径 $R = 30\text{cm}(28.5\text{cm})$; 小半径 $a = 8\text{cm}(6.5\text{cm})$; 等离子体电流 $I_p = 5\text{—}15\text{kA}(3\text{—}12\text{kA})$; 放电时间 $t = 1.5\text{—}2\text{ms}(<1\text{ms})$; 电子密度 $n_e = (2.0\text{—}20) \times 10^{12}\text{cm}^{-3}$; 电子温度 $T_e(0) \leq 70\text{eV}$; 纵向磁场 $B_0 = 2\text{—}4\text{kG}$.

小功率射频发射机 AWH-2 是专门为 Alfvén 波激发实验研制的^[18],采用 4 个 FU-7 电子管组成并联推挽电路,输出阻抗是 15Ω , 频率 f 约为 1.7MHz , 输出功率是 100W , 在有负载状态下输出 77W , 频率稳定度可达到 $10^{-3}\text{—}10^{-4}$, 满足 Alfvén 波实验对频率稳定的要求. 发射机信号经匹配电路馈送到天线上. 天线由两块无氧铜极构成, 辐射极与回流极之间相隔 1.0cm , 并采用不锈钢材料制作法拉第屏蔽栅^[19]. 天线的径向位置可以从 $r_A = 11.0\text{cm}$ 移到 $r_A = 7.0\text{cm}$ 处, 连续可调. 关于阻抗的测量, 在分析了目前国内外已有各种测量方法的基础上, 结合 KT-5B 托卡马克放电时间短的特点, 制作了一套具有特色的阻抗测量系统(另文发表), 经过校正标定后测量结果可靠, 能够监视天线辐射阻抗在放电期间的细微变化. 该装置上还采用射频静电探针测量由 Alfvén 波引起的边界层密度扰动.

四、实验结果

1. Alfvén 波的激发区域及天线阻抗的典型波形

实验中通过改变工作气压和纵向磁场强度发现, Alfvén 波存在比较宽的激发区域, 如图 2 所示. 图 3 是天线辐射阻抗的典型波形. 在 KT-5B 托卡马克放电过程中, 由静电探针测得的等离子体密度是随等离子体电流的上升而不断上升的. 如第 2 节所述, 密度的不断上升使共振层位置随之向外侧移动. 根据文献[20]的分析, 天线辐射阻抗正比于 $r_i^2(r_p - r_i)$, 式中 r_p 是等离子体柱半径. 随着共振层的外移, 辐射阻抗先迅速上升, 随后当共振层移到等离子体边缘时回落到零. 图 3 所示的天线辐射阻抗随放电时间的变

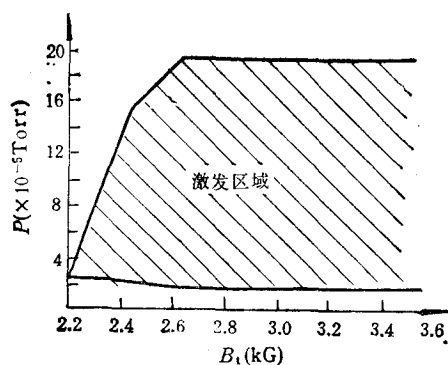


图 2 剪切 Alfvén 波的激发区域

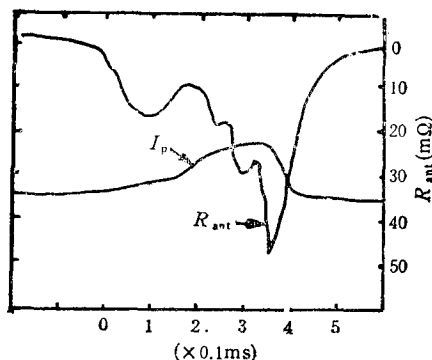


图 3 天线辐射阻抗随时间的变化

化规律与这种分析是一致的。

2. 耦合强度与等离子体电流、纵向磁场及放电气压之间的关系

实验中发现耦合强度随着等离子体中纵向磁场的增加呈现逐渐增大的趋势,如图4所示。图中各实验点是多次放电的平均值。天线辐射阻抗随等离子体电流的变化是比较明显的,如图5所示。这个变化趋势跟 TCA 上的实验结果也是一致的^[21]。实验中还发现,天线辐射阻抗的特征波形对放电气压相当敏感。随着充气气压的增加,辐射阻抗的前沿逐渐增高,后沿逐渐下降。这种变化趋势在 KT-5B 装置现有的纵场变化范围内都是一致的。由于目前 KT-5B 装置实验条件的限制,未能对这一现象作进一步研究。在改装升级后的 KT-5C 装置的 AWH 实验中将对对此作深入探讨。

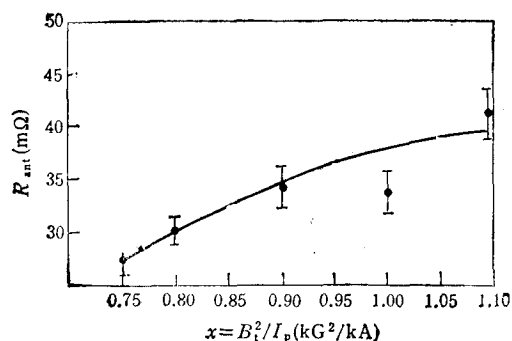


图4 天线阻抗与纵向磁场的关系

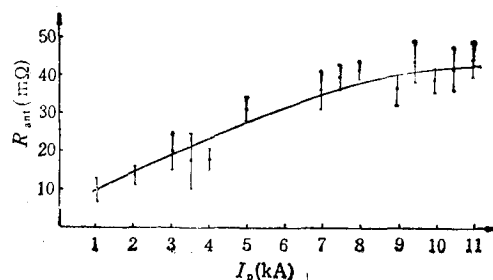


图5 天线阻抗与等离子体电流之间的关系

3. 耦合强度与等离子体中杂质水平的关系

实验中发现, Alfvén 波的耦合强度与等离子体中的杂质水平的变化特别敏感。较长时间的停机或静电探针的深入都会使辐射阻抗趋于消失。必须经过长时间的放电清洗

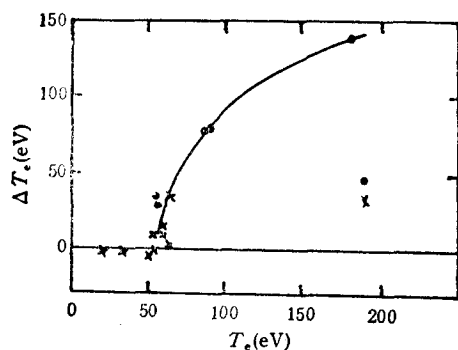


图6 不同温度时的加热情况(引自文献[23])

●为 2.9 kG; ×为 2.6 kG; n_e 为 $(6-10) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$

本底温度之间的关系,即“温度阈值”现象。

后天线的辐射阻抗才逐渐恢复正常。由于停机或静电探针的深入引起杂质含量的上升,导致等离子体中离子有效质量的增大,辐射损失增加,从而使等离子体的本底温度降低。数值计算表明^[22,23]: 在类似于 KT-5B 装置的运行参数范围内, Alfvén 波的加热效率随着等离子体本底温度的上升而急剧增加,在电子温度低于 50 eV 情况下不可能有加热效果,这就是“温度阈值”现象,如图6所示。

因此,可以认为在 KT-5B 装置上观察到辐射阻抗随杂质含量而迅速变化的现象,实际上反映了 Alfvén 波的耦合强度与等离子体

4. SEW 模的初步观测

根据动力学理论, 天线所激发的 Alfvén 波在共振层内发生模式转换过程. 这个转换过程依共振层的等离子体温度不同大致可分为三种类型^[20,24]: (1) $\beta(r_s) < \beta_c$, 模式转换所产生的准静电波 (QEW) 向低密度区域传播, 在弱阻尼情况下这种波在等离子体中的共振区与边界之间来回反射, 形成驻波, 称为 SEW 模; 2. $\beta(r_s) \approx \beta_c$, QEW 的能量主要沉积在共振层附近一个很窄的范围内; $\beta(r_s) > \beta_c$, 模转换形成的 QEW 向等离子体高密度区(中心区)传播, 称为动力 Alfvén 波 (KAW), 其中的 $\beta_c \approx m_e/m_i$, 是著名的 Stix 阈值. 到目前为止, 人们只在瑞士的 TCA 托卡马克上利用 CO_2 激光干扰法观测到 KAW 存在的间接证据^[25]. 但是关于 SEW 模至今未见实验报道. 我们在 KT-5B 托卡马克的 Alfvén 波耦合实验中初步观测到 SEW 模的实验证据. 利用 Alfvén 波动力学理论进行的数值计算表明^[24]: 对于 SEW 模, 当径向波矢满足条件 $\int dx k_r(\omega, x) \approx$

$n\pi$ 时在等离子体边界及其 SAW 共振层之间可建立起驻波结构, 其显著特征是在天线的辐射阻抗上出现很强的共振峰结构. 图 7 给出相当于 KT-5B 装置运行参数范围内不同电子温度下天线辐射阻抗的特征曲线. 可以看出, 在较低温度下天线辐射阻抗出现 SEW 本征模共振峰. 当然, 在托卡马克等

等离子体中 Alfvén 波频率范围内除了 SEW 本征模之外, 还存在另一类磁流体力学本征模, 即 DAW 模. 这一类本征模也会在天线辐射阻抗中引起共振峰. 但这两种共振峰具有不同特点. DAW 模出现在连续谱密度阈值的下方, 与等离子体电流 I_p 和 ω/ω_{ci} 有关, 在低密度区易于消失, 由于新的连续谱的激发, 在共振峰两边本底阻抗有较明显的突变, 以单峰形式出现, 一个共振峰对应着一支连续谱. 而 SEW 模出现在连续谱中间, 与温度 T_e 和等离子体电阻有关, 在高密度区易于消失, 由于不激发新的连续谱, 共振峰两边本底阻抗无明显突变, 且以

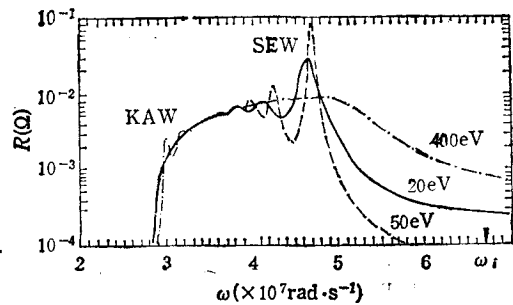


图 7 天线辐射阻抗出现 SEW 本征模共振峰
(引自文献[20])

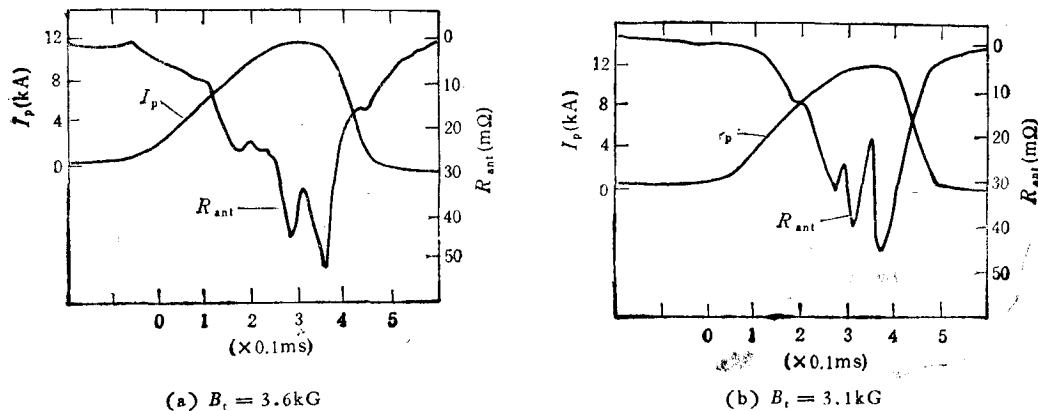


图 8 低密度放电时天线阻抗出现 SEW 本征模共振峰 $P = 2.0 \times 10^{-3} \text{ Torr}$; $I_p = 12 \text{ kA}$

多峰出现,随着共振层的外移, Q 值不断增大.图8是KT-5B托卡马克在低密度极限放电条件下所得到的天线辐射阻抗典型波形.对于KT-5B托卡马克, β 值在Stix阈值之下,Alfven波经模式转换以后成为SEW模.为了要在天线辐射阻抗中观测到SEW本征模引起的共振峰,我们采用低密度放电,将等离子体放电的充气气压降到极小.图8所示的天线阻抗共振峰结构具有如下一些性质:共振峰在充气气压高时容易消失;共振峰两边未发现本底阻抗有明显突变;共振峰以多峰出现,且随着SAW共振层的外移其 Q 值不断增大.因此,可以认为所观测到的是SEW模共振峰.关于SEW模的进一步研究将在改装升级后的KT-5C新托卡马克上进行,其结果将另文发表.

感谢项志遴教授对本工作的关心和支持.

- [1] H. Alfven, *Nature*, **150**(1942), 405.
- [2] V. V. Dolgoplov and K. N. Stepanov, *Nucl. Fusion*, **5**(1965), 276.
- [3] A. Hasegawa and L. Chen, *Phys. Rev. Lett.*, **32**(1974), 454.
- [4] L. Chen and A. Hasegawa, *Phys. Fluids*, **17**(1974), 1399.
- [5] A. Hasegawa and L. Chen, *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 370.
- [6] A. Hasegawa and L. Chen, *Phys. Fluids*, **19**(1976), 1924.
- [7] C. E. Kieras and J. A. Tataronis, *J. Plasma Phys.*, **28**(1982), 394.
- [8] K. Appert, R. Gruber, F. Troyon and J. Vaclavik, *Plasma Phys.*, **24**(1982), 1147.
- [9] R. Keller and A. Pochelon, *Nucl. Fusion*, **18**(1978), 1051.
- [10] S. N. Golovato, J. L. Shohet and J. A. Tataronis, *Phys. Rev. Lett.*, **37**(1976), 1272.
- [11] A. D. Cheetham *et al.*, in Proc. 11th symp. of Fusion Technology, Oxford, (1980), Vol. 1, p. 601.
- [12] T. E. Evans, P. M. Valanju, J. F. Benesch, R. D. Bengtson, Y-M. Li, S. M. Mahajan, M. E. Oakes, D. W. Ross, X-Z. Wang, J. G. Watkins and C. M. Surko, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1743.
- [13] F. D. Witherspoon, S. C. Prager and J. C. Sprott, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 1559.
- [14] M. H. Brennan, R. C. Cross, B. L. Jessup, J. A. Lehane and A. B. Murphy, in Proc. 4th International Symp. on Heating in Toroidal Plasma, International School of plasma Physics, Varenna, (1984), Vol. 1, p. 153.
- [15] R. A. Demirkhanov *et al.*, in Proc. 9th International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, 1982(IAEA, Vienna, 1983), Vol. 2, p. 91.
- [16] A. Chambrier *et al.*, *Plasma Phys.*, **25**(1983), 1021.
- [17] D. A. Ross, Yanming Li, S. M. Mahajan, *Nucl. Fusion*, **26**(1986), 139.
- [18] 宋士尧、韩申生、邓必河、许琰, 中国科学技术大学学报, **20**(1990), 139.
- [19] 刘万东, 博士论文, 中国科学技术大学, (1988).
- [20] I. J. Donnelly, B. E. Clancy and N. F. Cramer, *J. Plasma Phys.*, **35**(1986), 75.
- [21] G. A. Collins *et al.*, *Phys. Fluids*, **29**(1986), 2260.
- [22] M. Tanaka, T. Sato and A. Hasegawa, *Phys. Fluids*, **B1**(1989), 325.
- [23] T. Obiki *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 815.
- [24] D. W. Ross, G. L. Chen and S. M. Mahajan, *Phys. Fluids*, **25**(1982), 652.
- [25] R. Behn, G. A. Collins, J. B. Lister and H. Weisen, *Plasma Phys. and Controlled Fusion*, **29**(1987), 75.

EXCITATION OF SHEAR ALFVEN WAVES IN KT-5B TOKAMAK

HAN SHEN-SHENG ZHU SHI-YAO

Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei, 230026

(Received 28 September 1990)

ABSTRACT

In this paper, the experimental results of Alfvén wave excitation in KT-5B Tokamak are presented. The results show that there is a quite broad excitation region for shear Alfvén waves, the wave energy coupling indicated by the antenna loadings increase as the plasma current and toroidal magnetic field increase. The electron temperature threshold effects and the preliminary evidence of the surface electrostatic wave are observed.

PACC: 5235; 5240