

# CT-6B 托卡马克装置等离子体 电子迴旋辐射中热辐射和 非热辐射的观测

崔 滨 生

(中国科学院物理研究所)

匡龙海 马丹波 刘事明

(中国科学院电子学研究所)

1983 年 10 月 21 日收到

## 提 要

本文中利用在基波 (35 GHz) 或二次谐波 (70 GHz) 混频工作的等离子体微波辐射 (PME) 测量仪, 进行了 CT-6B 托卡马克装置等离子体电子迴旋辐射的实验。实验结果表明: 当装置低逃逸放电时, 二次谐波混频接收到的信号是与电子温度有关的热辐射信号。装置逃逸放电时, 基波混频接收到的信号是与逃逸电子行为有关的非热辐射信号。

## 一、引 言

1912 年 Schott 在他的专著中<sup>[1]</sup>首先提出电子迴旋辐射理论。随着受控聚变研究的发展, 1958 年 Trubnikov 等人进一步提出等离子体电子迴旋辐射理论<sup>[2]</sup>。Engelmann 和 Curatolo 在 1973 年指出: 测量等离子体电子迴旋辐射可以成为磁约束聚变装置等离子体电子温度、电子密度等参数的诊断手段<sup>[3]</sup>。此后在 TFR, ALCATOR, ATC 等托卡马克装置上均测量了等离子体电子迴旋辐射<sup>[4-6]</sup>。测量结果具有相同之处的是: 当装置低逃逸放电时观测到热辐射频谱, 而逃逸放电时观测到与热辐射截然不同的辐射频谱称为非热辐射频谱(同步辐射频谱), 并发现该辐射与逃逸电子有密切的关系, 从而引起广泛的关注和研究<sup>[7-11]</sup>。

在国内, 于 1979 年和 1982 年两次在 CT-6B 托卡马克上利用 4 mm 微波接收机观测到等离子体电子迴旋二次谐波辐射, 后次实验获得有关电子温度的初步结果<sup>[1]</sup>。本次实验是利用 PME 测量仪进一步研究该装置在低逃逸和逃逸两种不同类型放电条件下等离子体电子迴旋辐射现象。

·1) 该结果是由中国科学院合肥等离子体研究所, 上海技术物理研究所和物理研究所联合实验而得到的。

## 二、实验装置

### 1. 放电类型

我们使得 CT-6B 托卡马克在两种类型条件下运行,一种是低逃逸放电的 A 类型,另一种是逃逸放电的 B 类型,其典型参数列于表 1 中。

表 1

类 型	中心纵向磁场 $B_{T0}$ (kG)	线平均电子密度 $\bar{n}_e (\times 10^{19} \text{cm}^{-3})$	等离子体电流 $I_p$ (kA)
A	$\leq 13.2$	1.5—2.4	$\geq 30$
B	$\leq 10.0$	0.5—1.0	$\leq 25$

### 2. 接收系统

接收系统所使用的 PME 测量仪是专为测量等离子体微波辐射而研制的仪器,其原理见图 1。PME 测量仪具有分别接收基波和谐波辐射的特点。基波混频频率为 35 GHz,二次谐波混频频率为 70 GHz,两种不同的混频状态是由选择滤波器确定,它确保接收与混频频率相同的辐射信号。该仪器采用模式选择的交叉场平衡混频器对基波和谐波均有良好的混频特性,本振系用反射式稳定腔振荡器,中放总增益为 110 dB。经校验,在 35 GHz 混频状态下整机噪声为 6.5—7 dB,灵敏度为  $5 \times 10^{-14}$  W。在 70 GHz 混频状态下整机噪声为 18—20 dB,灵敏度为  $1 \times 10^{-10}$  W。

接收系统的喇叭天线安装在 CT-6B 托卡马克的环外侧赤道平面上并垂直于磁轴的方向,其距小环中心约 15 cm 接收非寻常模电子迴旋辐射。

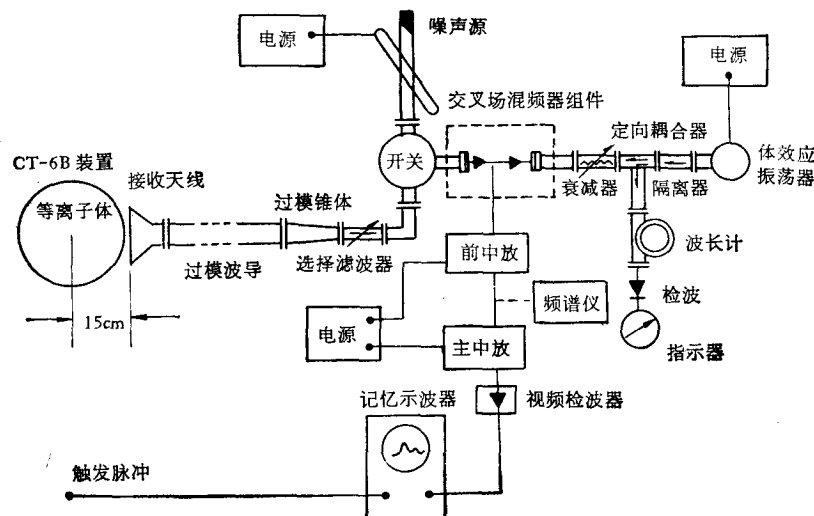


图 1 接收系统方框图

### 3. 其它诊断手段

在实验中配合有硬 X 射线, 等离子体位移, 等离子体电流, 环电压, 4 mm 微波干涉等诊断手段。

### 三、物理模型的考虑

当托卡马克装置放电时, 等离子体中的带电粒子在纵向磁场  $B_T$  的作用下作拉莫尔回旋运动, 并以回旋的基波和谐波向外辐射电磁能量<sup>[2]</sup>, 其中热运动电子的辐射称为热辐射, 逃逸电子的辐射称为非热辐射。

我们利用 PME 测量仪接收 CT-6B 装置的垂直于  $B_T$  非寻常模电子回旋辐射功率为

$$P = \xi \chi \Delta f, \quad (1)$$

其中  $\Delta f = 50$  MHz 是仪器的频带宽度;  $\xi$  是修正因子;  $\chi$  是辐射能量, 在一般的放电条件下它与热辐射和非热辐射均有关, 在特殊放电条件下, 例如在逃逸放电条件下它主要与非热辐射有关<sup>[12]</sup>,

$$\chi \cong - \frac{\int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \eta_{nl}^{(l)}(v_\perp) f(v_\parallel, v_\perp) 2\pi v_\perp dv_\perp dv_\parallel}{\int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \eta_{nl}^{(l)}(v_\perp) \frac{1}{mv_\perp} \frac{\partial}{\partial v_\perp} f(v_\parallel, v_\perp) 2\pi v_\perp dv_\perp dv_\parallel}, \quad (2)$$

其中  $v_\perp$ ,  $v_\parallel$  和  $m$  分别是逃逸电子垂直、平行于  $B_T$  的速度和质量,  $\eta_{nl}^{(l)}$  是单位立体角, 单位频率间隔内  $l$  次谐波的非热辐射功率<sup>[1-2]</sup>为

$$\eta_{nl}^{(l)}(v_\perp) = \frac{e^2 \omega^2}{2\pi c} \frac{v_\perp^2}{c^2} \sin^2 \phi J_l'^2 \left( l \frac{v_r}{c} \sin \phi \right) \delta(\omega - l\omega_{nc}), \quad (3)$$

其中  $\phi = \text{tg}^{-1} v_\perp / v_\parallel$  是逃逸电子速度  $v_r$  与  $B_T$  的夹角称为螺距角。

$f(v_\parallel, v_\perp)$  是逃逸电子的各向异性分布函数<sup>[10]</sup>,

$$f(v_\parallel, v_\perp) = n_r \left( \frac{m}{2\pi k} \right)^{3/2} \frac{1}{T_{r\perp} \sqrt{T_{r\parallel}}} \exp \left[ - \frac{mv_\perp^2}{2kT_{r\perp}} - \frac{mv_\parallel^2}{2kT_{r\parallel}} \right], \quad (4)$$

其中  $n_r$  是逃逸电子密度,  $T_{r\perp}$  和  $T_{r\parallel}$  是逃逸电子垂直和平行于  $B_T$  的温度,  $k$  是玻耳兹曼常数。

装置在低逃逸放电条件下,  $\chi$  主要与热辐射有关,

$$\chi \cong - \frac{\int_{-\infty}^\infty \eta_{th}^{(l)}(v) f(v) dv}{\int_{-\infty}^\infty \eta_{th}^{(l)}(v) \frac{1}{mv} \frac{\partial}{\partial v} f(v) dv}, \quad (5)$$

其中  $m$  和  $v$  是热运动电子的质量和速度,  $\eta_{th}^{(l)}(v)$  是单位立体角, 单位频率间隔内  $l$  次谐波的热辐射功率为

$$\eta_{th}^{(l)}(v) = \frac{e^2 \omega^2}{2\pi c} \left( \frac{v}{c} \right)^2 J_l'^2 \left( l \frac{v}{c} \right) \delta(\omega - l\omega_{th}), \quad (6)$$

$f(v)$  是热运动电子各向同性的 Maxwell 分布函数

$$f(v) = n_c \left( \frac{m}{2\pi k T_c} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT_c}} \quad (7)$$

其中  $n_e$  是热动电子密度,  $T_e$  是电子温度.

我们看到(3)和(4)式中的两类辐射频率各不相同,热辐射频率为

$$f_{th}^{(l)} = \frac{l\omega_{th}}{2\pi} = 12.8 B_T = 12.8 B_{T0} / \left(1 + \frac{r}{45}\right), \quad (8)$$

$r$  是装置小环径向的位置. 非热辐射频率为

$$f_{nt}^{(l)} = \frac{l\omega_{nt}}{2\pi} = \frac{l\omega_{th}}{\gamma 2\pi} = f_{th}^{(l)} / \gamma, \quad (9)$$

$\gamma$  是相对论因子  $\left(\gamma = 1 / \sqrt{1 - \frac{v_{r\perp}^2}{c^2} - \frac{v_{r\parallel}^2}{c^2}}\right)$ .

(3)和(6)式表明:热辐射比非热辐射稳定,因为非热辐射依赖于具有随机性的螺距角;(8)和(9)式表明:热辐射频率与  $B_T$  有对应关系,而非热辐射频率与  $B_T$  的关系受  $\gamma$  的影响.

## 四、测量结果

### 1. A 类型放电

当 A 类型低逃逸放电时,我们选择 PME 测量仪在二次谐波混频状态下工作,接收 70 GHz 的辐射信号.

1) 多次改变  $B_{T0}$ , 测量到辐射信号有相应的变化,如图 2 所示,辐射信号随时间变化比较稳定,在  $B_{T0}$  为 12.5—12.8 kG 范围内辐射信号最强,该信号具有热辐射信号的特点.

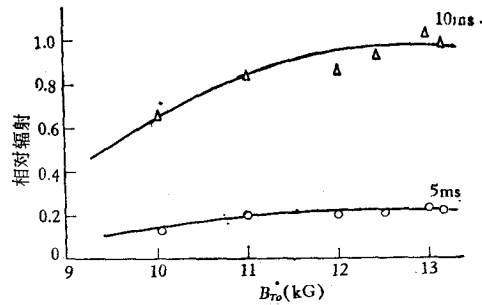


图 2 低逃逸放电时,辐射信号与中心纵向磁场的关系

2) Audenaerde 指出:当高电子密度时,热辐射信号要受到等离子体色散和相关的集体效应的影响<sup>[13]</sup>, 如果

$$g = f_p^2 / f_{th}^{(l)2} = 1.605 \times 10^7 \sqrt{n_e(r)} / B_T \gtrsim 0.4, \quad (10)$$

热辐射信号将减弱. 其中  $f_p$  是等离子体频率,  $n_e(r) = 1.5 \bar{n}_e \left[1 - \left(\frac{r}{13}\right)^2\right]$  是电子密度在  $r$  上的分布. 图 3 中辐射信号的衰减与(10)式相符合,而且当  $\bar{n}_e \gtrsim 1.8 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  时辐射信号几乎衰减至零,这说明:测量小装置的热辐射信号不宜于高电子密度.

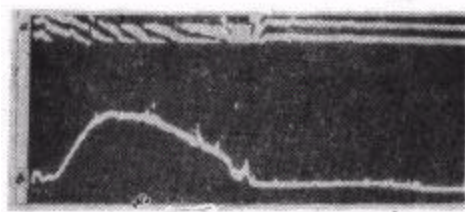


图3 热辐射信号的高电子密度集体效应  
中心纵向磁场为13kG; 气压为  $4.5 \times 10^{-5}$  Torr;  
a 是平均电子密度为  $2.7 \times 10^{12}$  cm<sup>-3</sup>/每个条纹;  
b 是 70 GHz 辐射为 0.05 V/div; 时标为 5 ns/div

3) 我们从(1)和(5)式得到低逃逸放电时的辐射功率为

$$P = \xi_{\text{th}} k T_e \Delta f = [(1 - e^{-\tau_{\text{th}}^{(l)}})/(1 - \rho e^{-\tau_{\text{th}}^{(l)}})] k T_e \Delta f, \quad (11)$$

其中  $\rho \cong 0.8$  是真空室壁反射系数<sup>[5]</sup>,  $\tau_{\text{th}}^{(l)}$  是等离子体  $l$  次谐波的光学厚度, 由于高电子密度集体效应的影响, 对于 Engelmann 的  $\tau_l$ <sup>[3]</sup> 要进行修正, 在 CT-6 B 装置条件下,

$$\tau_{\text{th}}^{(l)} = \tau_l \left[ \frac{(1 - g^2)^2 l^2 - 1}{(1 - g^2) l^2 - 1} \right]^{l - \frac{1}{2}} \left[ 1 + \frac{g^2 l}{(1 - g^2) l^2 - 1} \right]^2 < 0.5. \quad (12)$$

从(12)式得出的结论是: 该装置不存在  $\tau_{\text{th}}^{(l)} > 1$  的等离子体“光厚”条件. 当  $l = 2$  时,  $\tau_{\text{th}}^{(2)} \cong 0.45$  从而  $\xi_{\text{th}} \cong 0.74$ . 我们利用 4 mm 标准源标定了该装置小环中心 ( $r = 0$ ) 的电子温度  $T_{e0}$ :

$$K T_{e0} = \frac{\alpha L}{\xi} 2.47 \cong 260 \text{ eV}, \quad (13)$$

其中  $L \cong 1.55$  (约 2 dB) 是接收系统的损耗.  $\alpha = 50 \text{ mV}$  是辐射信号由 PME 测量仪转换成电压信号. 因为该结果基本符合 CT-6 B 装置电子温度变化范围中的量值, 所以我们认为: 低逃逸放电主要是与电子温度有关的热辐射信号.

4) 利用热辐射信号与  $B_r$  的对应关系, 我们近似得到装置的电子温度随  $r$  分布, 如图4所示. 由于  $\xi$  和接收系统的误差使得电子温度在  $-6 \text{ cm} \lesssim r \lesssim 4 \text{ cm}$  区域内误差  $\lesssim 40\%$ , 而在其它处的误差  $> 40\%$ . 图4表明: 在  $r \cong 2 \text{ cm}$  处电子温度是最高值, 其原因可能是等离子体水平位移所致.

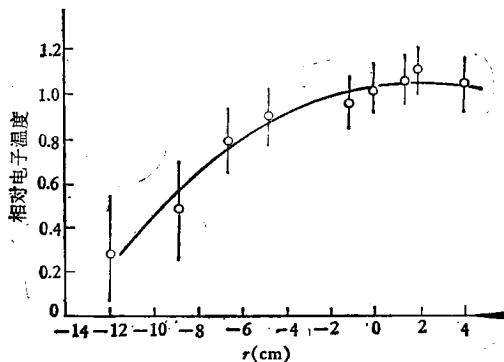


图4 电子温度在小环径向的分布

## 2. B 类型放电

由于 B 类型放电是低电子密度、低纵向磁场的逃逸放电,所以我们选择 PME 测量仪在基波混频状态下工作,接收 35 GHz 的辐射信号。

1) 图 5 表明: 装置放电 1ms 时出现很强的辐射信号,放电 2ms 时该信号迅速减弱,同时大量逃逸电子碰撞真空室壁而产生的硬 X 射线却很强。因为放电初期电子温度较低和  $B_{T0}$  为 8.84 KG 不可能有很强的 35 GHz 热辐射信号,更主要的是该辐射与逃逸电子的行为有密切的关系,所以我们认为: 该辐射信号是非热辐射信号,它可能是由于逃逸电子各向异性分布而导致反常多普勒共振散射增大逃逸电子的螺距角  $\phi^{[8-10]}$ , 即逃逸电子的纵向能量向横向转移时所激发的。



图 5 逃逸放电时的非热辐射信号

中心纵向磁场为 8.84 kG; 气压为  $4 \times 10^{-3}$  Torr;  
a 是 35 GHz 辐射为 0.5 V/div;  
b 是硬 X 射线为 1 V/div; c 是环电压为 10V/div;  
d 是等离子体电流为 5 kA/div, 时标为 2ms/div

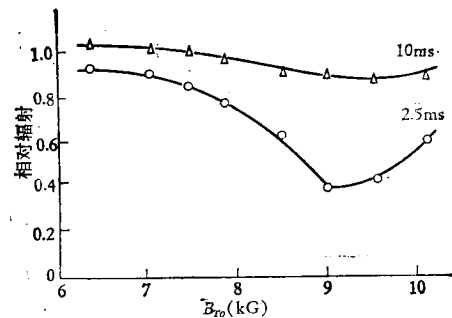


图 6 逃逸放电时辐射信号与中心纵向磁场的关系

2) 装置放电 2.5 ms (此时硬 X 射线很强) 和 10 ms 时辐射信号随  $B_{T0}$  的变化有差别。前者虽然有类似于热辐射信号随  $B_{T0}$  的变化,但是  $B_{T0}$  低于 6.2 kG 和高于 9 kG 的辐射信号与(8)式不相符,因此该辐射信号具有非热辐射和热辐射信号的特点。后者辐射信号的变化与  $B_{T0}$  没有明显的对应关系,所以主要是非热辐射特点。我们利用(1)式(由于  $\tau_{nt} \ll \tau_{th}$ ,  $\xi_{nt} \approx \frac{\tau_{nt}}{1-\rho} \leq 0.1 \xi_{th}$ ) 和(2)式以及使用 8 mm 标准源标定得到放电 10ms 时逃逸电子的横向温度  $T_{r,L}$  大于电子温度  $T_e$  一个量级。

3) 当放电 8 ms 时补充注入中性气体增加电子密度,见图 7。当  $\bar{n}_e \cong 1.8 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$  时辐射信号已减至峰值的 1/2,若  $\bar{n}_e$  再持续增加则辐射信号却保持不变,该现象完全不同于热辐射信号的高电子密度的集体效应。理论上已提出在  $f_p \geq f_{UH}$  (基频)情况下由切伦科夫共振激发静电-电磁混杂模的慢非常波的自发辐射可能性<sup>[11]</sup>,假如该波亦可看成非热辐射波,当它向外传播时必将受到“高杂”层和“截止”层的阻止,在外侧应该接收不到该辐射信号,而实际上接收到的辐射信号是何种机制所致目前尚未搞清楚。

4) 在逃逸放电中,当对逃逸电子约束得比较好或逃逸电子相对少而使硬 X 射线强度减弱时,非热辐射信号出现锯齿振荡现象,如图 8 所示。其振荡周期  $T \cong 200 \mu\text{s}$ , 振荡幅度约占 10%。产生此振荡有两种可能的机制:一种是逃逸电子不稳定时激发的“弛豫”振荡<sup>[11]</sup>;另一种是由 MHD 不稳定性磁面扰动使逃逸电子受到周期损失而引起非热

辐射的锯齿振荡<sup>[6]</sup>。因为从硬 X 射线上亦可看到具有相同周期的振荡，所以后一种的可能性很大。

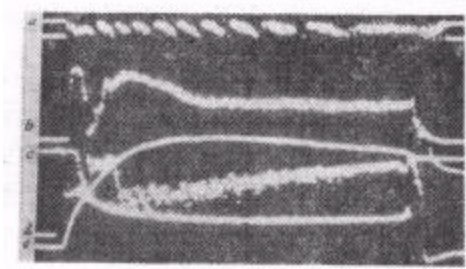


图 7 补充注入中性气体对非热辐射的影响

中心纵向磁场为 9.1 kG; 气压为  $4 \times 10^{-5}$  Torr (8 ms 处补充注入中性气体); a 是平均电子密度为  $2.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ /每个条纹; b 是 35 GHz 辐射为 0.5 v/div; c 是硬 X 射线为 1V/div; d 是环电压为 10v/div; e 是等离子体电流为 5 kA/div; 时标为 5ms/div

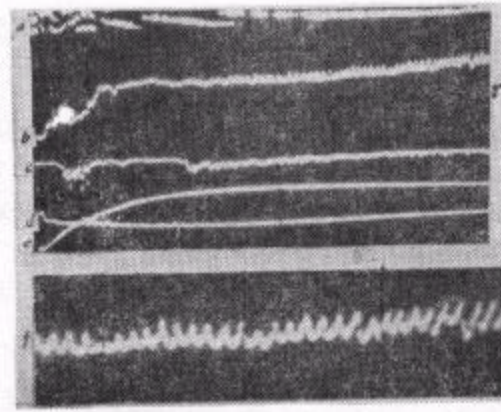


图 8 非热辐射的锯齿振荡

中心纵向磁场为 8.5 kG; 气压为  $1.0 \times 10^{-4}$  Torr; a 是平均电子密度为  $2.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ /每个条纹; b 是 35 GHz 辐射为 0.5 V/div; c 是硬 X 射线为 1 V/div; d 是环电压为 50 V/div; e 是等离子体电流为 10 kA/div; f 是 b 在 10 ms 处展开; 时标为 2 ms/div

## 五、讨 论

利用 PME 测量仪能在两种混频状态下接收 CT-6 B 托卡马克装置等离子体电子回旋辐射。该装置在 A, B 两种类型放电条件下出现分别以热和非热辐射为主的辐射信号。有时非热辐射呈现锯齿振荡, 当  $f_p > f_{UH}^{(0)}$  时仍有较强的非热辐射信号, 因此观测非热辐射现象可以进一步了解逃逸电子的动力学行为以及它与本底等离子体相互作用的物理机制。

感谢陈春先、郑少白同志给予的热情支持和指导, 以及陈雁萍、戚霞枝、俞雪华、刘铁群、韩共和、耿秀敏、唐继辉等同志的协助。

## 参 考 文 献

- [1] G. A. Schott, *Electromagnetic Radiation*, University Press, Cambridge, (1912), p. 125.
- [2] B. A. Trubnikov, V. S. Kudryartsev, *Proc. 2nd U. N. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy (Geneva)*, 31 (1958), 93.
- [3] F. Engelmann and M. Curatolo, *Nucl. Fusion*, 13, (1973), 497.
- [4] TFR Group, *Analysis of Recent Results of Electron Cyclotron Emission Measurement on TFR*, EUR-CEA-894, May, (1977).
- [5] I. H. Hutchinson, D. S. Komm, *Nucl. Fusion*, 17(5) (1977), 1077.
- [6] D. A. Boyd, F. J. Stauffer and A. W. Trivelpiece, *Phys. Rev. Lett.*, 37(2) (1976), 98.
- [7] International Topical Conference on Synchrotron Radiation and Runaway Electrons in TOKAMAK, College Park, U. S. A., Jan (1977), p. 17.
- [8] C. S. Liu, Y. Mok, *Phys. Rev. Lett.*, 38(1977), 162.
- [9] V. V. Parail, O. P. Pogutse, *Nucl. Fusion*, 18(3) (1978), 303.

- [10] B. H. Hui, N. Winsor, *Phys. Fluids*, **21**(6) (1978), 940.
- [11] 吴京生、夏蒙芬、周如玲、康寿万、蔡诗东, 物理学报, **29**(1980), 46.
- [12] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas*, John Wiley and Sons, New York, (1966), Ch. 2, Ch. 6.
- [13] K. Audenaerde, *Plasma Phys.*, **19**(1977), 299.
- [14] 夏蒙芬、周如玲, 物理学报, **29**(1980), 788.

## OBSERVATION OF THERMAL EMISSION AND NON-THERMAL EMISSION FROM ELECTRON CYCLOTRON EMISSION IN CT-6B TOKAMAK PLASMA

CUI BIN-SHENG

*(Institute of Electronics, Academia Sinica)*

KUANG LONG-HAI MA DAN-BO LIU SHI-MING

*(Institute of Electronics, Academia Sinica)*

### ABSTRACT

In this paper, the results of observation of electron cyclotron emission in CT-6B TOKAMAK device plasma is presented. The ECE was detected by using PME radiometer which can work at fundamental (35GHz) mixing or second harmonic (70GHz) mixing. It was obtained that when the device discharged under low runaway condition, the received signal emission at second harmonic mixing showed that it was the thermal emission associated with electron temperature; while under runaway condition, the receiving of emission at fundamental mixing showed that it was the nonthermal emission of the runaway electrons.