

研究简报

CT-6B 托卡马克装置反常电子热导测量

李 唯 强

(中国科学技术大学)

戚 霞 枝 王 龙

(中国科学院物理研究所)

1986 年 9 月 10 日收到

提 要

在 CT-6B 托卡马克装置上,使用软 X 射线探测器阵列,测量了磁流体内破裂引起的温度锯齿扰动. 经对扰动信号的幅度、周期、相位等分析,计算出不同半径处的平均电子热导系数. 实验结果比新经典理论值大一个数量级,证明了 CT-6B 装置等离子体电子热导的反常性. 实验表明,磁流体扰动明显加速能量输运,电子热导随扰动幅度增加而增加.

一、引 言

在受控聚变研究中,等离子体微观不稳定性及其所引起的反常输运已经成为人们迫切需要研究的课题. 由于现已成熟的新经典输运理论和实验结果相去甚远,人们倾向于从微观理论中寻求答案. 但是各种微观理论都有一定的局限性,这要求从实验上更细致地总结反常输运的规律,才能理解问题的实质. 这里给出的是在 CT-6B 托卡马克装置上测量反常电子热导的实验结果.

1972 年 T-3 装置上首次得到了电子热导的实验数据,比新经典理论值大一个数量级. 这个反常电子热导随电子密度增加而减少^[1]. 1976 年在 ORMAK 装置上首次利用等离子体中心产生的锯齿型内破裂扰动^[2]直接测量了反常电子热导^[3,4]. 后来又提出了多种实验方案^[5,6]. 1980 年在 DIVA 装置上测量分析了内破裂发生时刻的能量输运^[7],发现这时的等效热导远大于破裂前的热导. 破裂引起了很大的能量输运.

二、实验原理及安排

以下简述实验原理,公式的详细推导可见文献[2—7].

如果等离子体中心安全因子 q 小于 1, 则会产生锯齿型的内破裂. 设 $q = 1$ 的共振面半径为 r_s , 则在半径为 $\sqrt{2}r_s$ 范围内电子温度和电流密度由原来的稳定分布因破裂变成不稳定的平台分布. 扰动后的分布可以等效为稳定分布和一个扰动分布的迭加(如图 1 所示). 温度扰动因热传导等原因而减小,最后回到原来的稳定分布,直至下一次破裂.

在这一过程中电子密度扰动不大。

一般来说,破裂前后热导以外的能流变化较小,因而可以忽略。这时不难得到温度扰动的传播方程。如果假设稳定温度分布为 $T_0(r) = T_0(1 - r^2/r_i^2)^2$, 那么从传播方程可直接得到等离子体中心处的电子热导系数

$$\chi_e(0) = \frac{3}{16} r_i^2 \frac{1}{T_0} \frac{\Delta T}{\Delta t},$$

其中 r_i 是等离子体半径, ΔT 是中心锯齿温度扰动幅度, Δt 是锯齿上升时间, T_0 是中心等离子体最高温度。

如果近似认为在一定等离子体半径范围内的电子密度和热导系数是空间常数, 则可得到扰动方程的解。图 2 表示了相对的温度扰动在不同半径上随时间的变化。其中的参量都已无量纲化

$$R_L = r_i/r_s, \quad R = r/r_s, \quad \tau = 3t/2 \chi_e r_i^2, \\ R_0 = \sqrt{2}.$$

我们定义温度扰动达到极大值的时间 $\tau_p(R)$ 为 R

点热脉冲相对于破裂时刻的延迟时间。图 3 分别画出对应于 $R_L = 3$, $R_L = 6$ 两种温度

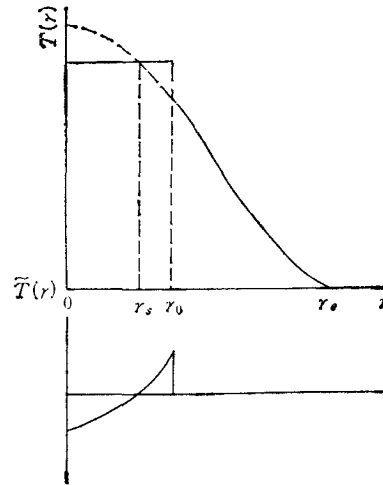
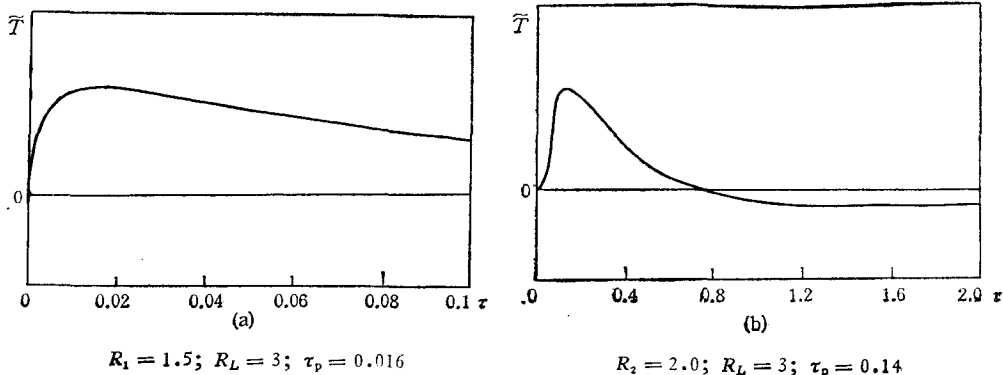
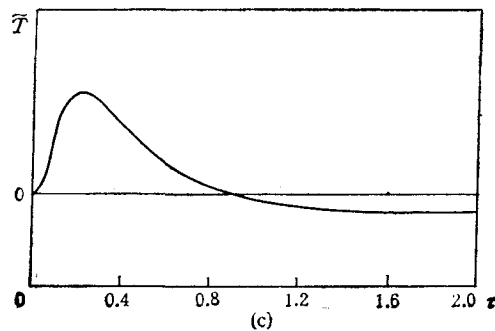


图 1 破裂前后的温度分布 $T(r)$ 及扰动温度分布 $\tilde{T}(r)$



(a) $R_L = 1.5$; $R_L = 3$; $\tau_p = 0.016$

(b) $R_L = 2.0$; $R_L = 3$; $\tau_p = 0.14$



(c) $R_L = 2.2$; $R_L = 3$; $\tau_p = 0.22$

图 2 温度扰动 $\tilde{T}$ 在不同半径 R 上随时间 τ 的变化

分布情况下的 τ_p 和 R^2 的关系. 它们几乎是线性关系, 且延迟时间和温度分布形式关系不大.

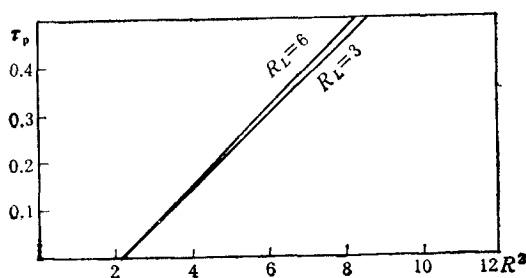


图3 $R_L = 3$ 和 $R_L = 6$ 时 τ_p 和 R^2 的关系

如果在实验上测量得到热脉冲传播时间 t_p 以及内破裂有理面半径 r_s , 则半径 R 以内的平均电子热导系数可按下列公式计算:

$$\chi_e(R) = \frac{3}{2} \frac{\tau_p}{t_p} r_s^2.$$

实验在 CT-6B 托卡马克装置上进行. 这是一个无导电壳的铁芯变压器托卡马克装置. 主要参数为: 等离子体大半径 $R = 45$ cm; 小半径 $a = 10$ cm; 环向磁场 $B_t \leq 13$ kG; 等离子体电流 $I_p = 20-30$ kA; 平均电子温度 $T_e = 200$ eV. 实验在补充送气后进行, 其电子密度约为 2×10^{13} cm $^{-3}$.

使用金硅面垒半导体探测器阵列测量 0.3—25 Å 波段的软 X 射线信号^[8]. 阵列布置在水平赤道面垂直且沿大半径方向的平面上的大环外侧, 通过小孔成像测量不同弦径上发出的信号强度. 由于所测的韧致辐射的性质, 这一信号主要来自弦径中心点, 即温度最高点的等离子体. 按照韧致辐射公式, 在某一频率接收到的辐射的相对扰动 $\Delta \tilde{A}/A = \Delta T_e/T_e \left[hf/kT_e - \frac{1}{2} \right]$. 在我们的装置中, 辐射峰值分布应处于探测器接收范围低频极限以外, 所以接收波长按 25 Å 计. 取等离子体内部电子温度为 250—300 eV, 则系数 $hf/kT_e - \frac{1}{2} \approx 1$, 可用辐射扰动幅度近似代替温度扰动幅度.

在实验中采用了五个探测器, 对应弦径分别为 0cm(5#), 3cm(4#), 5.8cm (3#), 8.1cm(2#), 10cm(1#).

三、实验结果及分析

图 4 给出了一次热导测量的典型放电波形. 放电时环向磁场为 8.1 kG. 在大约 12 ms 时开始补充送气, 同时出现较规则的锯齿扰动, 经判断为内破裂扰动. 图 4 中软 X 射线为负信号. 5# 和 4# 探头的软 X 射线扰动相位相反, 3# 探头的锯齿扰动相位已相对于 4# 有时间延迟. 于是近似有 $r_0 = 3$ cm, $t_p = 100$ μs, 可以计算出平均热导 $\chi_e(r < 5.8$ cm) = 2.8×10^4 cm 2 /s. 从 2#, 1# 探头也可得到其它各点的平均热导. 由中心道的

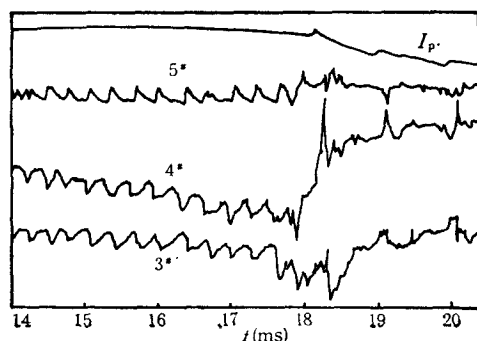


图4 测量电子热导的典型放电波形 I_p 为等离子体电流; 5*, 4*, 3*为软X射线辐射的负信号, 系1984年8月28日所测

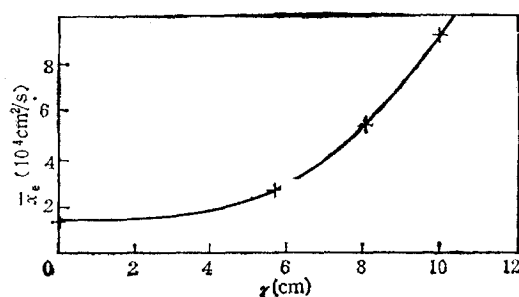


图5 不同半径内的平均热导系数

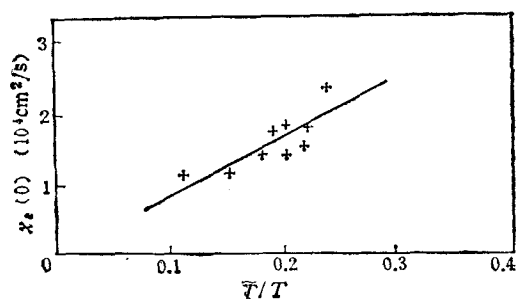


图6 中心电子热导与磁流体体内破裂扰动幅度 $\tilde{T}/T$ 的关系

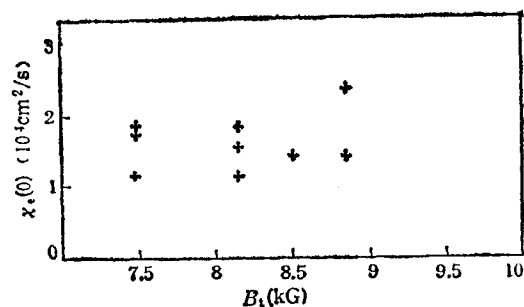


图7 中心电子热导与环向场强度的关系

扰动幅度计算出中心电子热导系数为 $\chi_e(0) = 1.5 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$ 。这个值比新经典理论值 $1270 q(\text{cm}^2/\text{s})$ 大一个数量级。说明 CT-6B 装置等离子体电子热导是反常的。图5给出的是以上实验结果。

图6表示多次放电实验中中心电子热导与磁流体体内破裂扰动幅度 $\tilde{T}/T$ 的关系。在破裂结束以后的欧姆加热上升段, 热导随扰动幅度增加。这一结果和 ORMAK 装置上的实验结果不相同。原因可能是我们的实验中基本保持了边界安全因子不变, 而边界安全因子对磁流体扰动幅度以及电子的能量约束都是有影响的。

将环向场从 7.5 kG 变化到 9 kG, 基本上没有看到对能量输运的改善。结果如图7所示。进一步改变环向场将引起等离子体参数的重要变化。

实验得出的破裂时的等效热导为 $\chi_e(0) = 8.4 \times 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$, 远大于实际的中心热导。等离子体中的磁流体扰动明显地增加了能量输运。

四、结 论

由以上实验可以得出关于 CT-6B 装置上电子热导的下列结论:

1. 用热脉冲传播方法测量所得到的电子热导比新经典热导的理论值大一个数量级。

2. 电子热导随半径增加。
3. 等离子体中心处的电子热导随磁流体扰动幅度呈线性增加。
4. 在可变范围内, 电子热导与环向场强度未发现明显关系。
5. 由内破裂造成的锯齿振荡产生的等效热导要比真正热导大得多。

感谢陈春先、袁定朴同志对本文的指导和帮助。感谢崔滨生同志和 CT-6B 实验组全体同志以及尹富先同学在实验中给予的帮助。感谢等离子体研究会对本工作的指导。

参 考 文 献

- [1] L. A. Artsimovich, *Nuclear Fusion*, 12(1972), 215.
- [2] B. B. Kadomtsev, *Sov. J. Plasma Phys.* 1(1975), 389.
- [3] L. A. Bery *et al.*, in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research*, (Proc. 6th Int. Conf. Berchtesgaden, 1976), Vol. I, (1976), p. 49.
- [4] B. B. Kadomtsev *et al.*, *Nuclear Fusion*, 11(1971), 67.
- [5] G. L. Jahns *et al.*, *Nuclear Fusion*, 18(1978), 609.
- [6] M. Soler *et al.*, *Nuclear Fusion*, 19(1979), 703.
- [7] T. Yamauchi *et al.*, *Nuclear Fusion*, 20(1980), 1381.
- [8] 戚震枝等, 物理学报, 33(1984), 465.

EXPERIMENTAL MEASUREMENTS OF ELECTRON ANOMALOUS HEAT CONDUCTIVITY ON CT-6B TOKAMAK

LI WEI-QIANG

(University of Science and Technology of China, Hefei)

QI XIA-ZHI WANG LONG

(Institute of Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Experimental measurements of electron thermal conductivity coefficient on the CT-6B device are reported here. With the help of MHD internal disruption, which specifies the temperature sawtooth perturbation, analysing the amplitudes, cycles and phases of the perturbation signals of soft x-ray detectors, we have calculated the average electron thermal coefficients in different radiuses. Experiment results are an order of magnitude larger than that predicted by neoclassical theory, showing that electron heat conductivity in the CT-6B plasma is an anomalous one. It is shown that MHD internal disruption can make the energy transport increases obviously. Electron heat conductivity increases with the amplitude of MHD perturbation.