

HL-2A 装置中的带状流三维特性 研究和探针设计*

洪文玉^{1)†} 严龙文¹⁾ 赵开君¹⁾ 兰 涛²⁾ 董家齐¹⁾ 俞昌旋²⁾ 程 均¹⁾
钱 俊¹⁾ 刘阿棣²⁾ 罗萃文¹⁾ 徐征宇¹⁾ 黄 渊¹⁾ 杨青巍¹⁾

1) 核工业西南物理研究院, 成都 610041)

2) 中国科技大学, 合肥 230026)

(2007 年 4 月 16 日收到, 2007 年 5 月 24 日收到修改稿)

HL-2A 装置边缘等离子体测地声模带状流的三维特征采用外中平面上三组三台阶探针阵列组成具有环向、极向和径向分辨的独特结构的探针系统进行了研究. 其中两组具有极向距离为 65 mm 的三台阶 5 探针阵列组成极向带状流 10 探针组, 另一组电动式带状流 6 探针阵列与带状流 10 探针组之间的环向距离为 800 mm. 此外, 采用快速往复气动 6 探针组研究了磁分界面附近的温度、密度、雷诺协强及其径向分布. 在 HL-2A 装置上同时观测到测地声模带状流(频率 $f = 7$ kHz)的极向和环向对称性($m \approx 0, n \approx 0$), 且径向特征尺度为 2.4—4.2 cm. 双谱分析的结果表明测地声模带状流的形成机理可能是由于高频湍流和这种流之间的非线性三波耦合引起的. 雷诺协强的径向梯度可以驱动带状流, 相反带状流也可以抑制边缘湍流.

关键词: 三台阶式 ZF 探针, 带状流, 三维空间结构

PACC: 5230, 5235R, 5255G

1. 引 言

托卡马克等离子体中湍流引起反常输运, 湍流的非线性相互作用(如调制不稳定性, 反向级联能量过程)又能产生带状流(zonal flows, ZF), 并可以调节和减少湍流的幅度和输运水平, 故 ZF 对调节和抑制湍流及输运具有重要的作用.

为了获得高性能的托卡马克等离子体, 如高的中心密度和温度、好的芯部约束等, 边缘和中心等离子体的同时测量和控制对研究中心等离子体特性, 特别是粒子和能量反常输运都很重要. 反常输运问题一直是聚变研究中的焦点, 而 ZF 又是反常输运研究中的重点^[1, 2]. 现今的理论和模拟都预言了 ZF 在改善约束中的重要作用, 它通过与背景湍流的非线性相互作用对湍流输运进行调节, 改善约束状况, 最近的研究明确地给出了 ZF 的模特征、增长和阻尼机理. 另外, 大量的实验结果表明, 约束的改进与

旋转速度的增加和边缘涨落的下降密切相关. 由于探针测量具有很高的时间和空间分辨, 它常用于研究边缘参数的涨落和相关特性^[3-6]. 已经采用了多种形式的静电探针组来测量边缘等离子体参数及其径向分布, 研究边缘 ZF 特性.

本实验旨在 HL-2A 装置的边缘等离子体中, 利用独特结构的三台阶带状流(three-step zonal flow, 简称 TSZF)探针组^[7]同时获得 ZF 的三维(three-dimensional, 简称 3D)空间结构. 探索 ZF 的驱动机理以及对等离子体输运和约束特性的影响等.

2. 数据分析技术

该实验中采用快速傅里叶变换(FFT)分析了测地声模带状流(geodesic acoustic mode zonal flow, GAMZF)的三维结构和频率谱特征, 采用双谱分析了 GAMZF 和背景湍流之间的非线性耦合. 下面简单介绍这两种方法.

* 国家自然科学基金(批准号: 10775044, 10375020, 10235010)资助的课题.

† E-mail: hongwy@swip.ac.cn

2.1. 谱分析

首先采用两组静电单探针获得沿湍流场传播方向上两空间点的涨落信号 $x(t), y(t)$, 然后把信号分别分为 n 段(每一段信号的数据点通常为 2^n 个)对每一段信号做 FFT, 可得到频谱信号 $X(f), Y(f)$. 由此信号的自功率谱为

$$P_{XX}(f) = X(f)X^*(f), \quad (1)$$

$$P_{YY}(f) = Y(f)Y^*(f). \quad (2)$$

互功率谱为

$$P_{XY}(f) = X(f)Y^*(f), \quad (3)$$

其中, $*$ 表示复数共轭, \dots 表示系综平均. 功率谱描述了扰动信号功率的频率分布, 通常互功率谱是一个复数序列, 它也可以写成如下的形式:

$$P_{XY}(f) = |P_{XY}(f)| e^{i\alpha(f)}, \quad (4)$$

其中 $\alpha(f)$ 是信号 $X(f)$ 和 $Y(f)$ 的相位差谱. 由此我们也可以估计局域波数为

$$k(f) = \frac{\alpha(f)}{\Delta d}, \quad (5)$$

其中 Δd 是两信号的空间间隔.

相关系数谱

$$\hat{\gamma}_{XY}(f) = \frac{|P_{XY}(f)|}{|P_{XX}(f)P_{YY}(f)|^{1/2}}. \quad (6)$$

2.2. 双谱分析

三个函数 $x(t), y(t), z(t)$ 的双相关谱定义如下:

$$B_{xyz}(f_1, f_2) = X(f_1)Y(f_2)Z^*(f), \quad (7)$$

其中 $f = f_1 + f_2$, $X(f)$ 是 $x(t)$ 的傅里叶变换.

双相关系数谱为

$$b_{xyz}(f_1, f_2) = \frac{|B_{xyz}(f_1, f_2)|}{\sqrt{|X(f_1)Y(f_2)|^2 |Z(f)|^2}} \\ 0 \leq b_{xyz}(f_1, f_2) \leq 1, \quad (8)$$

其中 $f = f_1 \pm f_2$ 遵从频率选择定律. 双相关谱系数表示非线性三波的耦合强度, 双相关系数若等于 1, 表示在频率 f 的扰动完全与 f_1 和 f_2 的频率分量耦合, 如果等于零, 则表示没有耦合.

和双相关系数描述为

$$b^2(f) = \frac{1}{N} \sum_{f=f_1 \pm f_2} b^2(f_1, f_2), \quad (9)$$

其中 $b^2(f)$ 代表三波相互作用在频率 f 处占总功率的概率, N 表示满足 $f = f_1 \pm f_2$ 的点数.

3. 独特的 ZF 探针组设计和诊断

在 HL-2A 装置中, 为了开展长程极向相关和长程环向相关的测量和研究, 获得 ZF 的三维空间结构分布, 包括极向、径向和环向结构, 采用了独特结构的 TSZF 探针组件, 如图 1 所示. 精心设计的 TSZF 探针组结构具有以下特点: 1) 探针组件的绝缘陶瓷座内孔为双向台阶结构, 有一定的抗震和抗冲击能力, 以适用于快速往复扫描机构在往返冲程过程中防止石墨探针的移动和损坏, 并可避免石墨探针测量过程中由于溅射和蒸镀造成绝缘下降或短路, 以确保测量数据的准确性和稳定可靠性; 2) 石墨探针和石墨保护套采用高强度、高致密和耐溅射的热解石墨, 以提高探针组件在等离子体中的使用寿命; 3) 石墨保护套采用全屏蔽式结构, 保护绝缘陶瓷座和金属部件, 使之不裸露于等离子体中, 防止和避免陶瓷和金属被损坏, 并减轻探针组件对等离子体的污染和影响; 4) 探针组件为插件式结构, 便于在任意放电间隔期间随时更换.

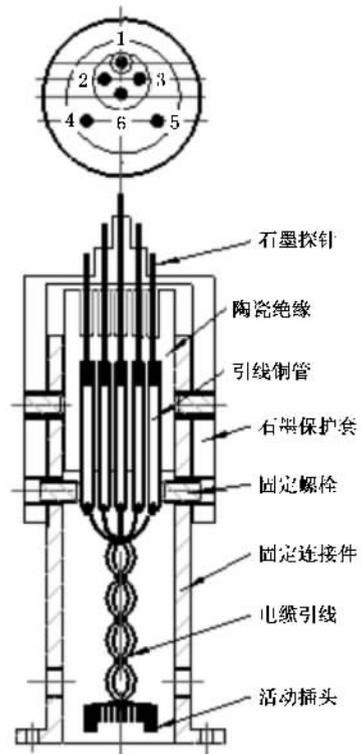


图 1 三台阶式带状流探针结构

三组 ZF 探针组件由双组合 TSZF 5 探针组(即两组 5 探针组成)和 TSZF 6 探针组成, 安装在 HL-2A

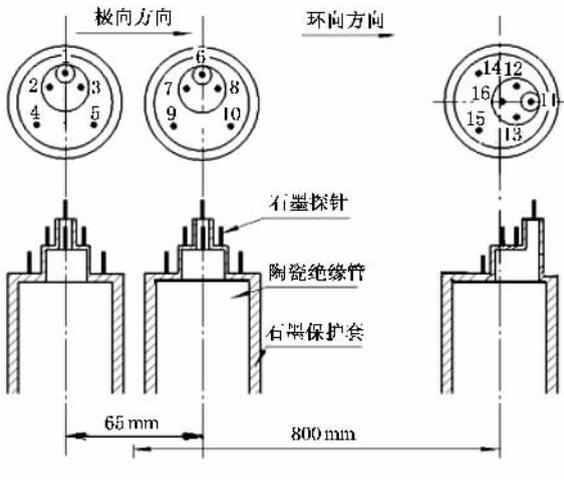


图 2 测量三维空间 ZF 特性的结构示意图

装置的弱场侧,如图 2 所示.其中的两组 TSZF 5 探针组成极向带状流 10 探针组件,极向间距为 65 mm,安装在磁力传动机构上;探针组的径向台阶间距 $\Delta r = 4$ mm,探针头 2—3 的极向距离为 4.5 mm,探针头 4—5 的极向距离为 7 mm,探针头长 2 mm,直径 1.5 mm.第三组 TSZF 6 探针组安装在电动扫描机构上,与带状流 10 探针组之间的环向间距为 800 mm,环向角度为 22.5° .另外,在快速气动往复扫描机构上安装了一组 TSZF 6 探针组,与带状流 10 探针组之间的环向间距为 2100 mm,环向角度为 60° .图 3 给出了它们在 HL-2A 装置中平面的位置.1—15 号探

针头用于测量悬浮电位扰动 $\tilde{\phi}_{f_1} - \tilde{\phi}_{f_{15}}$,16 号探针头用于测量饱和离子流和边缘密度;具有三台阶结构的带状流探针基本上可以保证极向和环向的探针阵列中总有一对探针处在等离子体边缘的同一磁面上,这对于诊断 ZF 的极向和环向结构,特别是环向结构是至关重要的.快速往复扫描气动 6 探针组主要用于扫描磁分界面附近的温度,密度和悬浮电位扰动及其径向分布.然后计算径向和极向电场涨落

$$\tilde{E}_r = (\tilde{\phi}_{f_i} - \tilde{\phi}_{f_j}) \delta r,$$

$$\tilde{E}_\theta = (\tilde{\phi}_{f_m} - \tilde{\phi}_{f_n}) \delta \theta,$$

径向和极向扰动流速

$$\tilde{v}_r = \tilde{E}_\theta / B,$$

$$\tilde{v}_\theta = \tilde{E}_r / B,$$

以及雷诺协强^[8]

$$R_s = \tilde{v}_r \tilde{v}_\theta = - \tilde{E}_r \tilde{E}_\theta / B^2.$$

而径向、极向和环向波矢为

$$k_r = \Delta \theta_r / \delta r,$$

$$k_\theta = \Delta \theta / \delta \theta,$$

$$k_\phi = \Delta \phi / \delta l,$$

式中

$$\Delta \theta_r = (\vartheta_{\phi_{f_i}} - \vartheta_{\phi_{f_j}}),$$

$$\Delta \theta = (\vartheta_{\phi_{f_m}} - \vartheta_{\phi_{f_n}}),$$

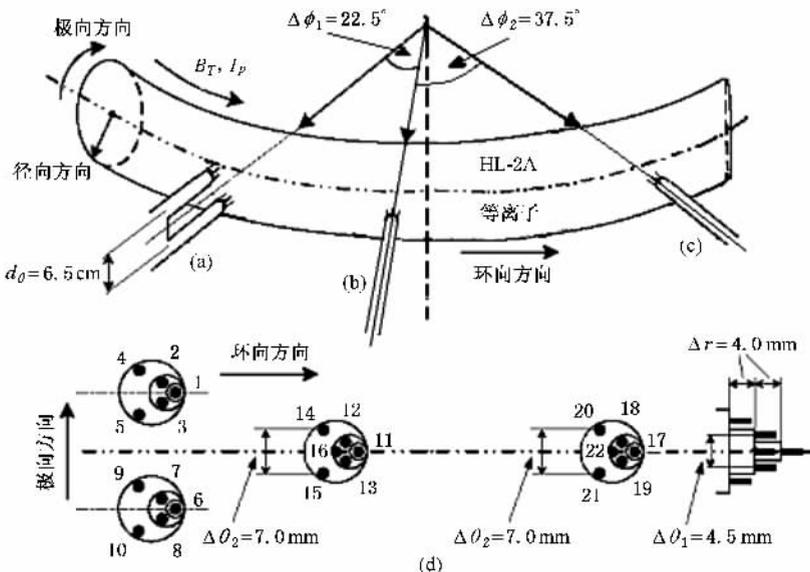


图 3 HL-2A 三维带状流探针系统的安装方位示意图 (a)磁力传动的双组合式带状流 10 探针组(即两组 5 探针组成)(b)电动扫描的带状流 6 探针组(c)往复快速扫描的带状流 6 探针组(d)三维带状流探针系统的组合视图

$$\Delta\phi = (\partial_{\phi_{jk}} - \partial_{\phi_{jl}}).$$

分别为两探针电位和电场的径向、极向和环向相差, ∂_{ϕ_j} 为 ϕ_j 的 Fourier 变换给出的相位^[9], 以及 δr , $\delta\theta$ 和 δl 分别为两探针的径向、极向和环向距离. 信号的数据采集频率为 1 MHz, 精度为 14 bit.

这种独特布局可直接测量边缘等离子体悬浮电位和电场扰动的三维分布, 获得 ZF 的三维空间结构^[10], 测量边缘等离子体参数及其径向分布. 三个径向电场扰动通常用于 ZF 分析, 即

$$E_{r1} = (\phi_{f1} - (\phi_{f2} + \phi_{f3})/2) \delta r,$$

$$E_{r2} = (\phi_{f6} - (\phi_{f7} + \phi_{f8})/2) \delta r,$$

$$E_{r3} = (\phi_{f11} - (\phi_{f12} + \phi_{f13})/2) \delta r.$$

ZF 速度的径向剪切率可以通过电场的径向梯度计算 $\partial E_r / \partial r = (\phi_{f1} + (\phi_{f4} + \phi_{f5})/2 - \phi_{f2} - \phi_{f3}) \delta r^2$. 精心设计的 TSZF 探针组提供了三维 ZF 特性测量的许多有利条件.

4. 边缘三维 ZF 特性

在 HL-2A 的 ZF 实验中, 主要放电参数是: $B = 2.0\text{--}2.4\text{ T}$, $I_p = 200\text{--}350\text{ kA}$, $n_{e0} = 1 \times 10^{19}\text{--}3 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$, $T_{e0} = 0.6\text{--}0.8\text{ keV}$, $N_{e\text{-edge}} = 2 \times 10^{18}\text{--}6 \times 10^{18}\text{ m}^{-3}$, $T_{e\text{-edge}} = 35\text{--}80\text{ eV}$, 等离子体存在时间 $t_p = 1500\text{--}2000\text{ ms}$, 放电的平顶时间大于 700 ms, 边缘等离子体的安全因子 $q_a > 3$, 所有的放电基本平稳, 无明显的 MHD 现象和锯齿扰动对测量信号的干扰. 实验期间, 探针阵列伸入等离子体的最后一个闭合磁面(LCFS)以内 2—4 cm, 同时探测边缘 ZF 的电位扰动和密度扰动.

托卡马克等离子体中, 带状流有两种类型: 低频带状流和 GAMZF. 本文重点研究 GAMZF, 数据分析采用系综数为 200, 每一系综数有 2^{11} 个数据记录点, 频率分辨为 0.49 kHz.

实验中静电探针位于 $r/a \approx 0.9\text{--}0.93$, 离子的碰撞频率和安全因子估计分别为 $\nu_{ii} \approx 1.5 \times 10^4\text{--}3.0 \times 10^4\text{ Hz}$ 和 $q_{(r/a=0.93)} \approx 0.88q_a$. 图 4 给出了 $q = 3.5$ 和 $q = 5.3$ 的扰动径向电场的典型自功率谱, 相应的电子温度分别为 $T_e = 17\text{ eV}$ 和 $T_e = 38\text{ eV}$, $q = 5.3$ 有一频谱峰值 $f = 9.2\text{ kHz}$ 和 $q = 3.5$ 的峰值 $f = 7\text{ kHz}$, $q = 5.3$ 的谱宽为 5 kHz, $q = 3.5$ 的谱宽为

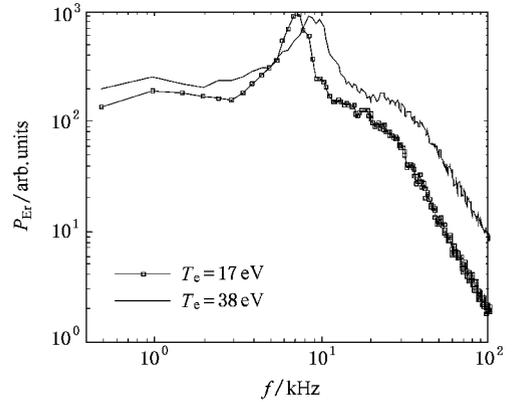


图 4 径向电场的自功率谱, 频率分辨为 0.49 kHz, $q = 5.3$ 的谱宽为 5 kHz, $f = 9.2\text{ kHz}$, $q = 3.5$ 的谱宽为 3 kHz, $f = 7\text{ kHz}$

3 kHz. 等离子体温度增加, 频率也随之增加. 这与 GAMZF 理论预言的结果一致^[13]. 利用 GAMZF 理论公式 $f_{\text{GAM}}^{\text{th}} \sim (\sqrt{(T_e + T_i)/M_i}) / (2\pi R) \sqrt{1 + 1/2q^2}$ ^[14] 计算, $f_{\text{GAM}}^{\text{th}} = 5.51\text{ kHz}$, 与实验结果对照, $f_{\text{GAM}} = 0.89f_{\text{GAM}}^{\text{th}}$. 背景湍流的极向相关长度估计 $l_\theta \sim 2\text{ cm}$; 径向相关长度 $l_r \sim 1\text{ cm}$, 背景湍流的自相关时间 $\sim 10\text{ }\mu\text{s}$, 而 GAM 带状流的寿命由谱宽度估计 $\sim 200\text{--}300\text{ }\mu\text{s}$.

第 4206 次放电中同时获得了三维 GAMZF 的空间结构, 如图 5—7 所示. 图 5 为 ZF 的极向结构, 图 5(a) 为径向电场 E_{r1} 和 E_{r2} 互功率谱, 图 5(b) 为它们

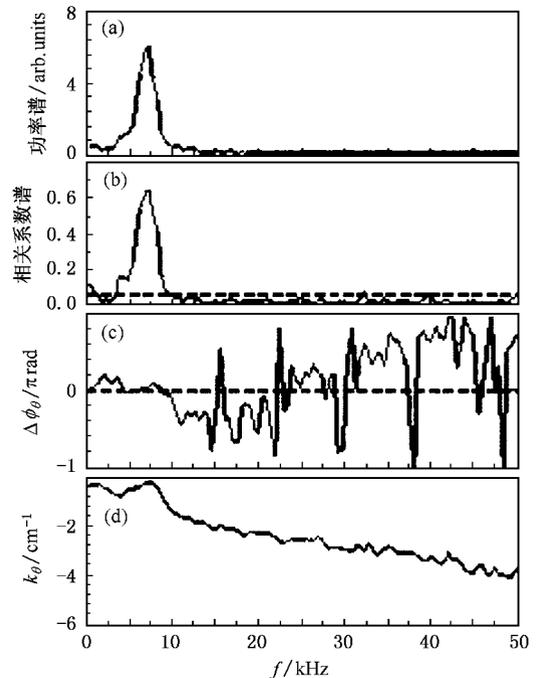


图 5 GAMZF 的极向空间特性, $m = 0$

的相关系数谱,图 5(c)为它们的极向相差 $\Delta\phi_\theta$. 互功率谱在频率 $f \sim 7$ kHz 处出现谱峰,该频率的相关系数达 0.65,这意味着 GAMZF 在极向方向 65 mm 距离内具有强的相关性. 在强相关性的频率范围内,相位差 $\Delta\phi_\theta \sim 0$,由此计算的极向模数 $m \sim 0$. 相应的极向波数 $k_\theta = (-0.02 \pm 0.01) \text{ cm}^{-1}$. 从 ϕ_{f_2} 和 ϕ_{f_3} 计算得出的极向波数谱给在图 5(d)中,图中在背景湍流频率,一般的线性色散关系没有改变(由于两探针尖之间距离短 $\delta\theta = 4.5$ mm)而在 GAM 频段内极向波数有明显的偏离而接近零. 背景湍流沿电子反磁漂移方向传播.

图 6 描述了径向电场扰动的环向结构. 图 6(a)为径向电场扰动 E_{r1} 和 E_{r3} 互功率谱,图 6(b)为它们的相关系数谱,图 6(c)为它们的环向相位差 $\Delta\phi_t$. 互功率谱在图 5 的同一频率处出现峰值,且具有相同的半宽度,该峰值处的相干系数为 0.8,说明在环向方向 800 mm 距离内仍具有强的相关性. 由图 6(c)可看出,环向相位差 $\Delta\phi_t$ 突然下降接近零,通过计算得出相应的环向波矢和模数分别为 $k_\phi \sim (0.1 \times 10^{-2} \pm 0.03 \times 10^{-2}) \text{ cm}^{-1}$ 和 $n = 0$.

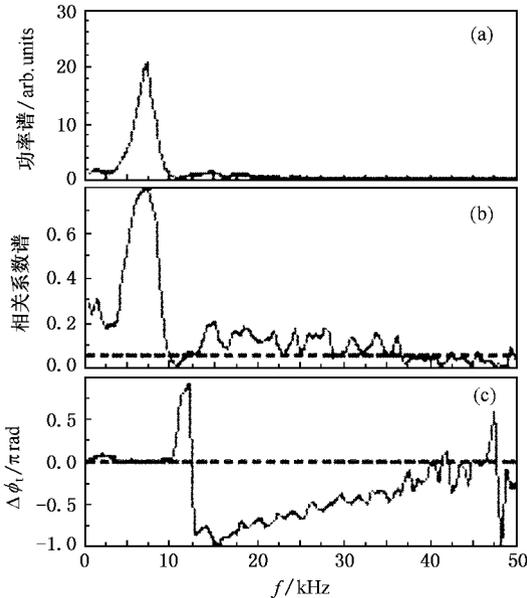


图 6 GAMZF 的环向空间特性, $m = 0$

电位扰动的径向特性示于图 7 中. 图 7(a)表示 ϕ_{f_1} 和 ϕ_{f_2} 的互功率谱,图 7(b)为它们的相关系数谱,图 7(c)为径向波数谱 k_{r1} ,图 7(d)为径向波数谱 k_{r2} . 互功率谱的峰值位于图 5 和图 6 的同一频率. 对于径向波数谱 k_{r1} ,由于两探针之间的极向间隔为

65 mm,径向间距为 4 mm,因此小尺度湍流扰动被过滤,从而可以精确确定 GAMZF 的径向波数,计算的径向波数 $k_r = (1.5 \pm 0.2) \text{ cm}^{-1}$. k_r 近似为 k_θ 的 70 倍,即 $k_r \sim 70k_\theta$,表明 GAMZF 的径向定标长度远小于极向方向的定标长度. 由 ϕ_{f_1} 和 $0.5(\phi_{f_2} + \phi_{f_3})$ 计算的径向波数谱 k_{r2} 给在图 7(d)中,在 GAMZF 频率区域的径向波数谱明显增大;而在背景湍流频率范围仍满足背景湍流径向波数谱的色散关系. 对于离子温度 $T_i = 17$ eV 的氢等离子体,可容易算出径向波数 $k_{r0i} = 0.08 \pm 0.02$.

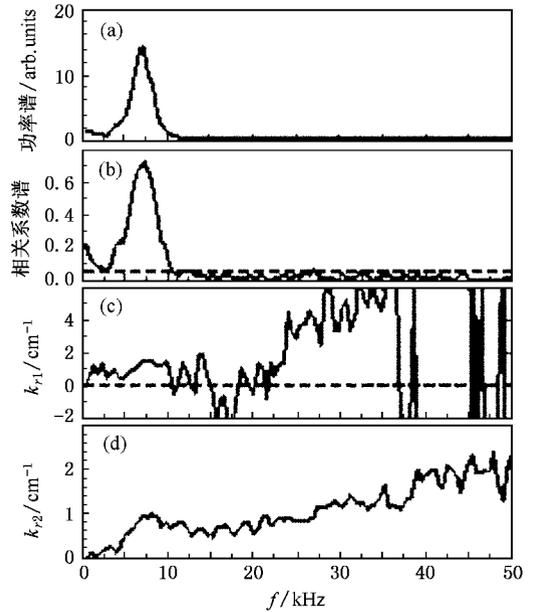


图 7 GAMZF 的径向空间特性, $k_r = 1.5 \text{ cm}^{-1}$

GAMZF 和背景湍流之间的非线性相互作用,图 8 给出了由悬浮电位 ϕ_{f_1} , ϕ_{f_2} 和 ϕ_{f_3} 信号计算的平方双相关系数谱图 8(a)和双相关系数谱图 8(b)^[11,12] 分析的结果,这里 $b^2(f_3) = |B(f_3)|^2 [|v_r(f_1)v_\theta(f_2)|^2 + |\phi(f_3)|^2]$ 其中 $|B(f_3)| = v_r(f_1)v_\theta(f_2) \frac{(\phi_{f_3} - \phi_{f_2})}{Bd_0}$, $v_r = E_{r1}/B$, 和双相关系数定义为 $b_i^2 = \frac{1}{M} \sum_{j=1}^M b^2(f_3)$ 其中 M 是满足 $f_3 = f_1 \pm f_2$ 条件的点数.

在 $f_1 - f_2$ 平面,平方双相关系数在 $f_1 \sim \pm 7$ kHz 和 $f_3 \sim \pm 7$ kHz 大于其他频率,和双相关系数谱在频率 $f \sim 7$ kHz 也有明显的峰值,该分析结果表明 GAMZF 可能是由非线性三波耦合产生的. 频率分辨为 1.95 kHz,同时,以上宽频范围的噪声水平为

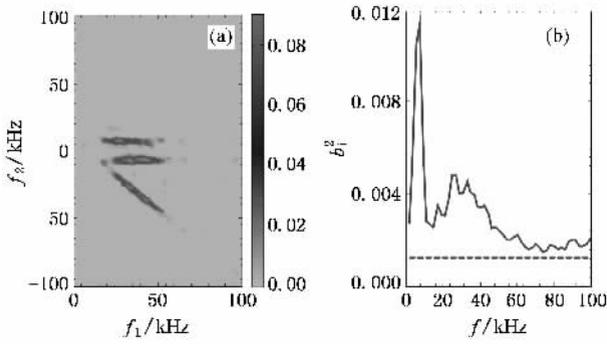
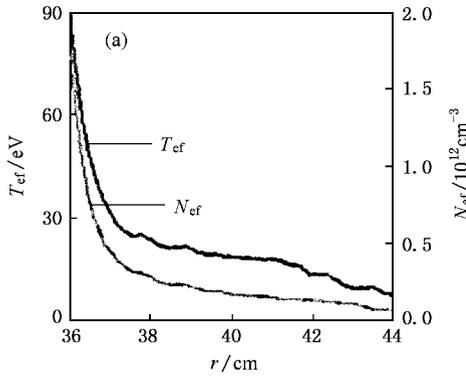


图 8 双谱分析的结果 频率分辨为 1.95 kHz, 系综数为 781, 噪声水平 0.0013

0.0013.

GAMZF 对等离子体约束的影响是给在图 9(a) 中, 图中给出了 $q_a = 3.2$ 放电中, 通过往复扫描探针测量电子温度和密度的径向分布, 在 LCFS 以内的



电子温度和密度衰减长度分别为 $\lambda_{Te} = 0.9 \text{ cm}$, $\lambda_{Ne} = 0.7 \text{ cm}$. 可看出对应于 GAMZF 区域内的约束是改善了. 此外, GAMZF 速度为 $v_{GZF} = 0.26\text{--}0.29 \text{ km/s}$, ZF 的剪切率^[15]可估算为 $\gamma_{sh} = k_r v_{GZF} \sim 5 \times 10^4 / \text{s}$, 它是低于但可与 $L_n \sim 2 \text{ cm}$ 时的典型漂移不稳定性增长率 $\gamma_{dr} \sim \omega_{*e} \sim 10^5 / \text{s}$ 相比.

图 9(b) 中给出了利用往复快速扫描 6 探针系统在 HL-2A 孔栏位型放电期间, 获得了边缘等离子体扰动的径向和极向流速 $\tilde{v}_r, \tilde{v}_\theta$ 和雷诺协强 R_s 之间的关系和它们沿径向的变化. 很明显, 在 GAMZF 区域内, 雷诺协强的径向梯度陡峭, 表明雷诺协强的径向梯度可以驱动 ZF; 同时旋转速度的变化取决于雷诺协强的变化, 可看出在 LCFS 以内, 由于旋转速度和雷诺协强梯度非常陡峭, 产生剪切层, 抑制了边缘湍流.

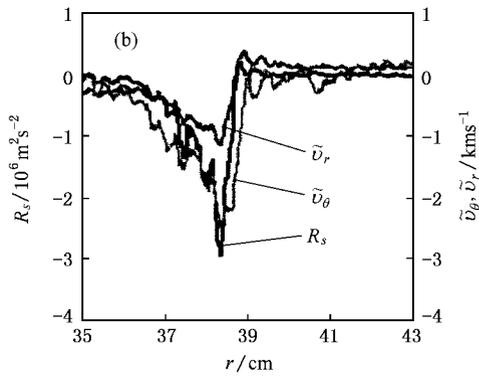


图 9 HL-2A 等离子体边缘由往复快速扫描探针测量的参数分布 (a) 边界电子温度 T_{ef} 和密度 N_{ef} 分布 (b) 雷诺协强 R_s 和径向和极向流速扰动 $\tilde{v}_r, \tilde{v}_\theta$ 的径向分布

5. 结论和讨论

在 HL-2A 装置边缘等离子体中通过采用 TSZF 探针组获得 GAMZF 的三维空间结构特性. 实验观测频率 $f = 7 \text{ kHz}$ 与 GAMZF 理论预测相一致. ZF 的极向和环向模数 $m \sim 0/n \sim \mathcal{O}(\text{GAMZF}; k_\theta \sim -0.02 \text{ cm}^{-1}$,

$k_\phi \sim 0.1 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$) 对称特性在实验中被同时观测到. GAMZF 的径向定标长度是为 2—4 cm, 这与湍流的定标长度可以相比较. ZF 的形成机理是高频扰动和流之间的三波非线性相互作用, 同时雷诺协强的径向梯度可以驱动 ZF. ZF 的剪切率低于但可与典型漂移不稳定性增长率可相比较.

[1] Matthews G F 1994 *Plasma Phys. Control. Fusion* **36** 1595
 [2] Lin Z, Hahn T S, Lee W W, Tang W M, White R B 1998 *Science* **281** 1835
 [3] Haas G, Gernhardt J, Keilhacker M, Jackson G L, Mangi R 1984 *J. Nucl. Materials* **121** 151

[4] Hong W Y, Yan L W, Qian J, Pan Y D, Wang E Y, Luo C W, Xu Z Y, Pan L, Li Q, Yuan B S, Liu L, Ding X T 2006 *Chin. Phys.* **15** 556
 [5] Hong W Y, Wang E Y, Cao J Y, Li Q 2002 *Nucl. Fusion and Plasma Phys.* **22** 178 (in Chinese) [洪文玉, 王恩耀, 曹建勇, 李强 2002 核聚变与等离子体物理 **22** 178]

- [6] Hong W Y ,Wang E Y ,Ran L B ,Yan S K ,Pan Y D ,Chen L Y ,Qian S J 1997 *J. Nucl. Materials* **241—243** 1234
- [7] Hong W Y ,Yan L W ,Cong S M ,Qian J 2005 *Nucl. Fusion and Plasma Phys.* **25** 241 (in Chinese)[洪文玉、严龙文、丛恕敏、钱俊 2005 核聚变与等离子体物理 **25** 241]
- [8] Hong W Y ,Yan L W ,Wang E Y ,Li Q ,Qian J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 173 (in Chinese)[洪文玉、严龙文、王恩耀、李强、钱俊 2005 物理学报 **54** 173]
- [9] Li G ,Bengtson R D ,Lin H ,Meier M A ,Tsui H Y W ,Wootton A T 1994 *Nucl. Fusion* **34** 659
- [10] Zhao K J ,Lan T ,Dong J Q ,Yan L W ,Hong W Y ,Yu C X ,Liu A D , Qian J ,Cheng J ,Yu D L ,Yang Q W ,Ding X T ,Liu Y ,Pan C H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 255004
- [11] Diamond P H ,Rosenbluth M N ,Sanchez E ,Hidalgo C ,Milligen B V ,Estrada T ,Brañas B ,Hirsch M ,Hartfuss H J ,Carreras B A 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4842
- [12] Kim Y C ,Powers E J 1979 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **7** 120
- [13] Conway G D ,Scott B ,Schirmer J ,Reich M ,Kendl A 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** 1165
- [14] Diamond P H ,Itoh S-I ,Itoh K ,Hahn T S 2005 *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** R35
- [15] Hahn T S ,Burrell K H 1995 *Phys. Plasmas* **2** 1648

Study of three dimensional zonal flows characteristic and novel probe design in HL-2A *

Hong Wen-Yu^{1)†} Yan Long-Wen¹⁾ Zhao Kai-Jun¹⁾ Lan Tao²⁾ Dong Jia-Qi¹⁾ Yu Chang-Xuan²⁾
Cheng Jun¹⁾ Qian Jun¹⁾ Liu A-Di²⁾ Luo Cui-Wen¹⁾ Xu Zheng-Yu¹⁾ Huang Yuan¹⁾ Yang Qing-Wei¹⁾

¹⁾ Southwestern Institute of Physics ,Chengdu 610041 ,China)

²⁾ University of Science and Technology of China ,Hefei 230026 ,China)

(Received 16 April 2007 ; revised manuscript received 24 May 2007)

Abstract

Three dimensional (3-D) features of geodesic acoustic mode zonal flows (GAMZF) were first determined with novel three-step zonal flow probes (TSZFP) at the edge of the HL-2A Tokamak plasmas. Three arrays of TSZFP were located 65 mm and 800 mm apart. The poloidal mode ($m \sim 0$) and toroidal mode ($n \sim 0$) of electric potential and field perturbations were simultaneously determined for the first time. Corresponding frequencies were estimated as 7 kHz ,which are in good agreement with theoretical prediction. The radial scale lengths of ZF were 2.4—4.2 cm. The formation mechanism of the flows is identified to be nonlinear three wave coupling between high frequency turbulent fluctuations and the flows. The regulating effect of the flows on the ambient turbulent fluctuations was also demonstrated. The Reynolds stress driven by edge fluctuation is one of the main reasons driving the poloidal flow. It is also verified that the radial gradient of Reynolds stress can drive zonal flows.

Keywords : three step ZF probes , zonal flows , three dimensional spatial structure

PACC : 5230 , 5235R , 5255G

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10775044 ,10375020 ,10235010).

† E-mail hongwy@swip.ac.cn