

トロイダルヘリアックの揺動に関する研究

座 間 達 也[†],北 島 純 男,高 山 正 和 竹 内 伸 直^{*},渡 辺 博 茂 (東北大学工学部) (1992年 6 月26日受理/1992年12月29日改訂原稿受理)

Studies of Fluctuation in a Toroidal Heliac

Tatsuya Zama[†], Sumio Kitajima, Masakazu Takayama, Nobunao Takeuchi^{*} and Hiroshige Watanabe (Received June 26, 1992/revised manuscript received December 29, 1992)

Abstract

The saturated state of density and space potential fluctuations has been studied in the electron cyclotron resonance heating (ECRH) plasma of the helical axis stellarator TU-Heliac using Langmuir probe techniques. These fluctuations are low-frequency and coherent. Mode structure are measured for two typical magnetic configurations having different rotational transform \mathbf{r} . The result are: (i) a ratio of toroidal number \mathbf{n} to poloidal number \mathbf{m} is nearly equal to rotational transform \mathbf{r} ($\mathbf{r} \sim \mathbf{n}/\mathbf{m}$); (ii) $k_{//}$ is very small as compared with k_{\perp} ($k_{\perp}/k_{//} = 40 \sim 10000$); (iii) a helicity of the fluctuations corresponds with the field line. Radial profile of fluctuation level and a relation between magnetic field strength and the frequency spectrum are measured experimentally. In particular the frequency spectrum are taken account of $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ plasma rotation. These experimental results are compared with four instability model (flute, ballooning, Kelvin-Helmholtz, and drift). Consequently it is appeared that the collisional drift instability model is appropriate to explain the parameter dependence of the fluctuation in TU-Heliac. Cross field diffusion due to the fluctuation is roughly estimated and it is suggested that diffusion coefficient calculated from the fluctuation is more than half of the diffusion coefficient of ECRH plasma in TU-Heliac.

Keywords:

stellarator, Heliac, fluctuation, ECRH plasma, drift instability,

Department of Nuclear Engineering, Faculty of Engineering, Tohoku University, Sendai 980. *Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering, Tohoku University, Sendai 980. †現所属:電子技術総合研究所, Electrotechnical Laboratory, Tsukuba 305.

1. 序論

プラズマの密度もしくは空間電位揺動は,多く の磁場閉じ込め装置で確認されており,これらの 揺動は,場合によってはプラズマの拡散を助長 し,揺動が存在しない場合と比べ,閉じ込め時間 を著しく減少させる.よって,これらの原因とな る物理的機構の解明が重要となる.

この論文では、ヘリアック(Heliac)として知ら れている新しいタイプのヘリカル軸を持つステラ レータ[1] に生ずる揺動に関する実験的な研究結 果を報告する.

ヘリカル系トーラス装置の一種であるヘリアッ クは、三種のコイル(トロイダル磁界コイル、中 心導体コイル、垂直磁界コイル)をもち、これら コイル系の電流比を変えることにより真空容器内 に形成される磁場配位(回転変換、シアー、磁気 井戸)を広範囲に変えることができ、プラズマパ ラメータと揺動との関係を実験的に研究すること が可能である.

ヘリアックに生ずる揺動に関する研究は、我々 に先立って、オーストラリアの小型ヘリアック SHEILA で行われた. SHEILA は磁場周期 M =3のスタンダードヘリアックで、真空容器内に、 外部コイル電流に比べ十分小さなオーム加熱電流 を流すことによって、平均半径0.020~0.035m のプラズマを生成する.この時,プローブにより 測定されたコヒーレントな揺動は,ドリフト不安 定性理論より導かれる結果と矛盾しないという結 果が出されている[6].

我々は、小型のスタンダードへリアックである 東北大学へリアック装置 (TU-Heliac) [15,16,17] に生成される電子サイクロトロン共鳴加熱 (ECRH) プラズマの測定を行ってきたが、プロ ーブ測定によるイオン飽和電流波形には十数 kHz のコヒーレントな揺動がみられ、この揺動 は、ECRH の初期から終わりまでほとんど一定 の大きさである.

本論文では、この揺動のプラズマパラメータ依存性についての実験結果と、予測される不安定性との比較の結果について述べ、TU-Heliacに生じる不安定性の推定を行う.また、揺動による拡散への影響を見積る.

ヘリアックの磁場配位は複雑であるため、以下 の解析では、ヘリアックプラズマを平板、もしく は直線円筒として近似する.また、揺動の各種パ ラメータの測定にはプローブを用いた.

2. 実験装置

(1) 東北大学ヘリアック装置(TU-Heliac)
 [15,16,17]

	0.48
周期数	4
トロイダル磁界コイル数	32
トロイダル磁界コイル半径(m)	0.19
トロイダル磁界コイル中心の螺旋半径(m)	0.08
磁気軸上の回転変換	$1.2 \sim 1.8$
平均プラズマ半径(m)	$0.05\!\sim\!0.10$
$\mathcal{F}\mathcal{T}-(\mathcal{H})$	5 - 20
磁気井戸の深さ(%)	<8
電子密度(m ⁻³)	$\sim \! 3 \! \times \! 10^{16}$
電子温度(eV)	$2 \sim 7$
磁束密度(T)	$0.06\!\sim\!0.11$
衝突周波数(kHz)	$\sim \! 100$
Working Gas	Ar
Working Gas Pressure (Pa)	$3.7 imes 10^{-3}$

表1 TU-Heliac の装置パラメータとプラズマパラメータ

東北大学へリアック装置(以後 TU-Heliac と呼称)は、磁場周期 M = 4の小型のスタンダード ヘリアックである.コイル系はトロイダル磁界コ イル、中心導体コイル、垂直磁界コイルの三種か らなり、中心導体コイルは、半経0.48m、巻数 4、トロイダル磁界コイルは、半経0.19m、巻数 24で、半経0.48mの円を中心軸とした半経0.08m の螺旋上に置かれ、磁場のリップルを軽減するよ う $\phi = \theta - 0.09 \sin\theta (\phi: トロイダル角, \theta: ポ$ ロイダル角)なる巻線則に従って配置されている.垂直磁界コイルは半径0.9m、巻数12で、中心導体コイルから上下0.3mの位置に設置されている.これらのコイルにより10msの間、真空容器内に閉じ込め配位が形成される.

ヘリアック内部に形成される磁気面は閉じた空 豆型の磁気面であり、中心導体コイルの周りに螺 施型に形成される.

真空排気には, 排気量160 [ℓ/min] のターボ分 子ポンプ2台と, 排気量240 [ℓ/min] のロータリ ーポンプ2台が用いられ, 到達真空度は1× 10⁻⁵ [Pa] 程度である.

プラズマ生成には、発振周波数2.45GHz,出 カ~3kWのマグネトロンが用いられた。発振時 間は4msである。マイクロ波はヘリカルアンテ ナにより真空容器内に放射され、電子サイクロト ロン共鳴加熱によりプラズマが生成される。以下 の実験は、Working gas としてアルゴンガスを 用いて行われた。主要な装置パラメータ、及びプ ラズマパラメータを表1に示す。

3. 測定系

測定にはコールドプローブ,エミッシブプロー ブ[7] の二種類のプローブを用いた.

コールドプローブの電極部は,直径0.35mm, 長さ1.8mm の SUS 線で,電極部以外は直径1 mmのセラミックパイプにより絶縁している.こ のプローブに – 90V の電圧を印加することによ りイオン飽和電流 I_s ,及びその揺動 \tilde{I}_s を測定し た.ところで,TU-Heliac のプラズマパラメータ より電子の温度緩和時間は 1 μ s のオーダーであ るが,揺動の周期は100 μ s のオーダーであるの で, 揺動の一周期に比べて温度緩和時間は十分短い. よって温度揺動を無視すると, $\tilde{I}s/I_s = \tilde{n}_e$ / n_e (n_e :電子の数密度, ~は揺動成分を示す)が成立し, コールドプローブの測定により密度揺動の測定が可能である.

エミッシブプローブには電極部として直径 0.1mmの1%トリエーテッドタングステン,絶縁部として直径3mmのセラミックパイプを用いた.実験では、トリエーテッドタングステンの電極部に外部から電流を流すことにより熱電子を放出させ、特性曲線を十分急峻にして、浮動電位を測定することにより、空間電位 V_{s} 、及びその揺動 \tilde{V}_{s} を測定した.

これら二種類のプローブをトロイダル角 $\phi = 0°$ に設置し、赤道面を水平方向に動かすことで、 小半径方向のプラズマパラメータ及び、揺動パラ メータの測定を行った.

また、トロイダル及び、ポロイダル方向の揺動 の位相差を測定し、モードを決定するため(以下 ではトロイダルモードを n、ポロイダルモードを mと表すことにする)、コールドプローブを異な るトロイダル角 $\phi = (0^\circ, 90^\circ, 159^\circ, 270^\circ, 315^\circ)$ に 設置した.特に $\phi = 0^\circ$ では、6本のプローブが 同一子午面上の異なる場所に設置され、それら は、水平方向にそれぞれ独立して動かすことが可 能であある.これらのプローブの間隔は、イオン 飽和電流測定時のシース厚より十分大きい.

4. 各種の不安定性

4.1 不安定性の分類

揺動の原因としては何等かの不安定性が考えられる.ここでは,代表的ないくつかの不安定性について,簡単な議論を行い,その内でTU-Heliacのプラズマパラメータから考えて,実験結果と最も合致する不安定性について詳細な議論を行う.

本研究では, ECRH によりプラズマを生成し ており, プラズマは基本的に無電流で, 電流によ って生ずる不安定性は生じにくい. また, 電子は マイクロ波により直接加熱されるが, コールドプ ローブ測定による特性曲線より, 電子の速度分布 のマクスウェル分布からのずれは小さいと予想さ れ,速度空間不安定性も揺動の直接の原因にはな りにくいであろう.

よって、以下では、TU-Heliacのプラズマに起 こり得る主な不安定性として、磁場の曲率、もし くは **E** × **B** ドリフトによる回転加速度より生ず る不安定性(具体的にはフルート,及びバルーニ ング不安定性),**E** × **B** ドリフトによるプラズマ 回転速度が空間的に異なる事による不安定性(ケ ルビン-ヘルムホルツ不安定性),プラズマの圧力 勾配による不安定性(ドリフト不安定性)に着目 し、これらの不安定性の分散式から得られる結果 と、実験結果との比較を行うことにする.

これらの不安定性の分散式としては、衝突を加 味した平板モデル、または円筒モデルによる分散 関係式を用い、実験より得られた伝播ベクトルkを分散式に代入し、周波数fを導出して、これと 実験結果による周波数を比較する.(以下では、 伝播ベクトル成分を磁力線に平行な成分と、垂直 な成分に分け、前者 $k_{//}$,後者を k_1 と表す.)

ところで、実験結果によると、プラズマ中には かなり大きな径方向電場が存在し、それによる **E**×**B**ドリフトが無視できないため(後出5.3 節)、周波数の比較を行うときには、分散式から 得られる周波数に、**E**×**B**ドリフトによる周波 数を加味し、実験値との比較を行っている.

併せて空間電位揺動 \widetilde{V}_{s} と密度揺動の大きさ \widetilde{n}_{e}/n_{e} (= \widetilde{I}_{s}/I_{s})の絶対値,伝播ベクトルと回 転変換 ℓ の関係,揺動の伝播方向についても議 論する.

これらの比較より TU-Heliac に生じている揺 動の原因を推定することが可能になる.

4. 2 フルート不安定性[8,18,19]

この不安定性は、プラズマの外向きに加速度が 働くときに生じる. TU-Heliac では、この不安定 性の原因として、磁力線の悪い曲率、及びプラズ マの $E \times B$ 回転による加速度が考えられる.

後出する実験結果と分散式から得られる結果と の比較を行う,後出のプラズマの径方向電場によ る $E \times B$ ドリフトの回転周波数,加速度の効果 を加味し,分散式より周波数を計算すると,成長 率が正の値を取るような揺動に対しては,f = - 15~-6[kHz]が得られる.この絶対値は実験 結果にかなり近い.しかし,波の伝播方向は,後 出の実験結果と異なり,電子の反磁性ドリフト方 向と逆の方向である.

また、分散式によれば、空間電位揺動と密度揺 動の大きさの関係は、 $e\tilde{V}_{s}/T_{e} \sim 10^{-6}\tilde{n}_{e}/n_{e}$ (T_{e} :電子温度)で、空間電位揺動は、密度揺動と比 べて非常に小さいことになるが、実験結果は $e\tilde{V}_{s}/T_{e} \sim \tilde{n}_{e}/n_{e}$ で同程度であって、実験結果 とは合わない、次に実験によると、揺動の伝播ベ クトルと磁場の回転変換 rには、密接な関係が みられるが、フルート不安定性の理論で問題にな るのは、プラズマの曲率のみであり、回転変換 rには直接に依存しない波が生じ得る.

4.3 バルーニング不安定性[8,9,18,19]

回転変換を持つトーラス型のプラズマ装置の磁 力線は、良い曲率と悪い曲率を交互に持つ.この 悪い曲率で生じた不安定が、良い曲率で十分に安 定化されずに生ずる不安定性が、バルーニング不 安定性で、回転変換 と揺動の伝播ベクトル k は密接な関係を持つ.これは、後出の実験結果と 合致する.

次に, $E \times B$ ドリフトによる回転周波数を加 味して周波数を計算すると,成長率が正の値を取 るような揺動に対しては, $f = -17 \sim -8$ [kHz] が得られ,周波数の絶対値は実験結果に 近い.しかし,揺動の伝播方向は,フルート不安 定性と同じく,実験結果と逆である.

密度揺動,空間電位揺動については、フルート 不安定性の時と同じく $e\tilde{V}_s/T_e \sim 10^{-6}\tilde{n}_e/n_e$ と なる.しかし、実験結果は $e\tilde{V}_s/T_e \sim \tilde{n}_e/n_e$ で あり、分散式から計算されるポテンシャル揺動は 密度揺動と比べてかなり小さいことになり、実験 結果とは合わない.

4. 4 ケルビン-ヘルムホルツ不安定性

[10,11,12,13]

この不安定性は、マクロな速度が空間的に不均 ーであるときに生ずるフルート不安定性の一種で ある. TU-Heliac プラズマの場合、これは **E**× **B**ドリフトによるプラズマ回転速度が、空間的 に不均一であることによる.

TU-Heliac プラズマの空間電位の径方向分布を 磁気軸を中心とする 2 次関数で近似し(後出,図 11参照)密度分布を磁気軸を中心とするガウス分 布で近似して(後出,図8,9参照)周波数を見 積ると,成長率が正になる揺動に対しては,f=15~28kHzとなる.この周波数の絶対値は実験 値に近く,伝播方向も同一である.また,密度揺 動,空間電位揺動については $e\tilde{V}_{s}/T_{e} \sim \tilde{n}_{e}/n_{e}$ であり,これも実験結果と一致する.

しかし、ケルビン-ヘルムホルツ不安定性の理 論で問題になるのは、プラズマの速度変化のみ で、回転変換とには直接に依存しない波が生じ 得る.また、分散式から得られる成長率は、0.0 ~0.2 [s⁻¹] 程度で、後出のドリフト不安定性と 比べると、かなり小さい.

4.5 ドリフト不安定性[2,3,4,5,19]

この不安定性が生じるためには、電子の熱速度 v_{e} 、イオンの熱速度 v_{i} 、磁力線に平行方向の波の 位相速度 $\omega/k_{//}(\omega$:波の角周波数)との間に v_{i} $\ll \omega/k_{//} \ll v_{e}$ なる関係が成立する必要がある.

このため、整数次のモードを持つような揺動と しては、有理面に共鳴するような揺動(x = n/m なる揺動)が起こり易い.また、上記の条件が 満たされる範囲は、TU-Heliac のプラズマパラメ ータ、回転変換に対して、最小でも有理面周辺の 数 m の範囲である.

よって, $\ell = n/m$ をみたす共鳴面周辺のかな

り広い範囲にわたってポロイダルモード m, ト ロイダルモード n のドリフト不安定性が発生す ることが予想される.これは,実験結果とも一致 する.

次に,後出の実験結果と上記の分散式の比較を 行う.実験結果によるパラメータより分散式を解 き,成長率が正になる解を選ぶと, $f=8 \sim 17$ [kHz] となる.これは実験結果と近い値で,伝 播方向も一致する.また $e\tilde{V}_s/T_e \sim \tilde{n}_e/n_e$ が得 られるが,これも実験結果に近い.また,成長率 は, 1×10^3 [s⁻¹] ~ 1×10^4 [s⁻¹] 程度でケルビ ン-ヘルムホルツ不安定性の成長率と比べると十 分に大きい.

4.6 まとめ

以上の解析結果を表2にまとめる.これより, TU-Heliacの不安定性としてはドリフト不安定性 が有望であると考えられる.よって以下では,ド リフト不安定性を念頭に置くこととし,プラズマ を直線円筒と考えた場合のドリフト不安定性の分 散式[4]を用いて,より詳しい解析を行う.

円筒ドリフト波分散式の解析解を求めるため、 線形化した二流体方程式を用い、電子温度は一 定、プラズマ電流は0、アルフベン速度 $v_A =$ $(B^2/\mu_0 n_i m_i)^{1/2}$ は小半径方向で一定とする. (B: 磁場の大きさ、 μ_0 :透磁率、 n_i :イオンの数密 度、 m_i :イオンの質量)

また、密度の小半径方向分布はガウス形と仮定

不安定性	周波数 f(kHz)	空間電位揺動 \widetilde{V}_{s} と 密度揺動 \widetilde{n}_{e} の関係	揺動の伝播方向	回転変換 との関係 その他
フルート	-15~-6	$e \widetilde{V}_{\rm S}/T_{\rm e} \sim 10^{-6} \widetilde{n}_{\rm e}/n_{\rm e}$	電子の反磁性 ドリフト方向の逆	モードと回転変換は 直接依存しない
バルーニング	-17~-8	$e \widetilde{V}_{\rm S}/T_{\rm e}$ ~ $10^{-6} \widetilde{n}_{\rm e}/n_{\rm e}$	電子の反磁性 ドリフト方向の逆	モードと回転変換は 密接に関係
ケルビンー ヘルムホルツ	15~28	$e\widetilde{V}_{\rm S}/T_{\rm e}\sim\widetilde{n}_{\rm e}/n_{\rm e}$	電子の反磁性 ドリフト方向	モードと回転変換は 直接依存しない 成長率 小
ドリフト	8~17	$e \widetilde{V}_{\rm S} / T_{\rm e} \sim \widetilde{n}_{\rm e} / n_{\rm e}$	電子の反磁性 ドリフト方向	モードと回転変換は 弱く依存 成長率 大
実験結果	~10	$e \widetilde{V}_{\rm S} / T_{\rm e} \sim \widetilde{n}_{\rm e} / n_{\rm e}$	電子の反磁性 ドリフト方向	モードと回転変換は 弱く依存

表2 各種不安定性と実験結果との比較

491

すると、ドリフト周波数 $\omega_* (\omega_* = -(m/r) [$ $T_e (dn_e/dr)/n_e eB]) (e: 電気素量) は小半径方$ 向で一定となり、ポロイダルモード m を持つよ $うな揺動の小半径方向分布として <math>J_m (k_r r) (k_r = x_f^m/a, a: プラズマ最外殻の半径, x_f^m: m 次のベ$ ッセル関数の j 次の零点) が得られる.

これらの仮定より,分散式として,

$$(1 - i\omega\tau_{//}) \omega k_r^2 \rho_s^2 = (\omega_* - \omega) \left[1 - (\omega/k_{//}v_A)^2\right]$$
(1)

 $(\tau_{\prime\prime} = m_{\rm e}\nu_{\rm ei}/T_{\rm e}k_{\prime\prime}^{2}, \rho_{\rm s} = T_{\rm e}/m_{\rm i}\omega_{\rm ci}^{2})$ が導かれる. $(\nu_{\rm ei}:衝突周波数, \omega_{\rm ci}:イオンサイクロトロン周波数)$

ここで, $\widetilde{n}_{e} \geq \widetilde{V}_{s}$ の関係は

$$-\omega\left(\frac{\widetilde{n}_{\rm e}}{n_{\rm e}}\right) = -\frac{e}{T_{\rm e}}\left[\omega_* + \omega\rho_{\rm s}^2\nabla_{\perp}^2\right]\widetilde{V}_{\rm s} \quad (2)$$

また、 \widetilde{B} と \widetilde{V}_{s} の間の関係は

$$\frac{\widetilde{B}}{B} = \frac{i}{2} \frac{k_{\perp}}{k_{\prime\prime}} \frac{\omega}{\omega_{\rm ci}} \beta \left(\frac{e \widetilde{V}_{\rm S}}{T_{\rm e}} \right)$$
(3)

であり (β:ベータ値),静電波になるような 条件は

 $v_{\rm A} \gg \omega / k_{//} \tag{4}$

で表される. TU-Heliac のプラズマパラメータを 用いて上式を計算すれば、 $\tilde{B}/B \sim 10^{-10}$ で磁場



Fig. 1 Top view of the TU-Heliac and the locations of the cold probes.

揺動は非常に小さく,静電波の条件が満たされる ことがわかる.

5. 摇動測定実験

5.1 モード測定

トーラスプラズマはポロイダル方向,及びトロ イダル方向に周期長を持っているため,定在波に 対しては,これらの方向に,波の位相は一周期の 整数倍だけ変化する.この整数値をモードとよ ぶ.以後,ポロイダル方向のモードを m,トロ イダル方向のモードを n と表すことにする.

TU-Heliac に生じている揺動のモードを求める ため,前節3-1で示した一連のプローブを用い,



Fig. 2 A cross section of a computed vacuum magnetic surface with the configuration A and the cold probe array at toroidal angle $\phi = 0^{\circ}$. Half circle in this figure indicates the cross section of the center conductor coil. The axis of ordinates *Z* represents distance from the equatorial plane of the center conductor coil. The axis of abscissas *R* represents distance from the center conductor coil. In this figure, average radius and rotational transform of each magnetic surface are also represented. There is 8/5 rational surface in this configuration. プローブ信号間の位相差を測定した.トロイダル 方向にはなれたプローブ($\phi = 0^\circ$, 90°, 159°, 270°, 315°)を用い,同時測定を行うことにより トロイダルモード n を,また $\phi = 0^\circ$ の6本のプ ローブを用いて同時測定を行うことによりポロイ ダルモード m を求める.トロイダル方向のプロ ーブの配置を図1に, $\phi = 0^\circ$ の子午面上でのプ ローブの配置を図2に示す.

ところで, Heliac 配位では磁気面断面はそら 豆型で複雑な形状であり,磁気面断面上の磁力線 の密度は各所で異なり一定ではないため,ポロイ ダル角を単純に定義することができず,ポロイダ ル角と位相差の関係からポロイダルモードを *m* を求めるという方法は不可能である.

よって磁気面断面全周にわたってプローブを配 置して位相差を測定し,断面全周での位相差の合 計を計算することにより,ポロイダルモード m



各プローブは同一の磁気面上に設置し,マイク ロ波入射中2msでのプローブのイオン飽和電流 の信号にデジタルフィルターをかけ,揺動成分の みを取り出して,高速フーリエ変換により周波数 成分,位相差を求めた(周波数分解能は500Hzで ある).特に,位相差については,複数本のプロ ーブからの信号のうち,それぞれ2つの信号を選 んで位相差を求め,それらを足し合わせること で,トロイダル,ポロイダル方向全周の位相差を 求める.

 $B_v/I_c = 3.12 \times 10^{-7}$ (T/A), $I_c/RH_0 = 0.40$, 回転変換1.53 $\leq x \leq 1.71$ の配位(配位Aとする) 及び $B_v/I_c = 3.13 \times 10^{-7}$ (T/A), $I_c/RH_0 =$ 0.34,回転変換1.46 $\leq x \leq 1.61$ の配位(配位B とする)(磁気井戸の深さは配位Aが2%,配位 Bが1.8%であり,ほぼ等しい.磁気面内に含ま れる有理面は配位Aが8/5,配位Bが3/2及び8/5 である.)の各配位のうち,異なる平均半径 r(特 徴的な4つのトロイダル角 $\phi = 0^\circ$, 22.5°, 45°,



Fig. 3 A cross section of computed vacuum magnetic surface with the configuration B at toroidal angle $\phi = 0^{\circ}$. The axes of below right represent average radius and rotational transform of each magnetic surface. There are 3/2 and 8/5 rational surface in this configuration.



Fig. 4 Profile of rotational transform with configuration A and B. Two configurations have different rotational transform (configuration A: $I_c/RH_0 =$ 0.40, configuration B: $I_c/RH_0 = 0.34$).

67.5° での磁気面断面積の平均値と等しい断面積 を持つような円の半経として定義している.)を 持つそれぞれ二つの磁気面について、トロイダル モード n、ポロイダルモード m の測定を行った (測定を行った 2 つの磁気面の平均半径は、配位 A が r = 0.029m, 0.043m, 配 位 B が r = 0.029m, 0.039m である.).

配位 A, Bのトロイダル角 $\phi = 0^\circ$ での磁気面 断面をそれぞれ図2,3に,平均半径rに対する 回転変換rの関係を図4に示す.図2,3中の縦 軸Zは中心導体赤道面からの垂直方向距離,横 軸Rは中心導体断面の中心からの大半径方向の 距離を示す.

また,これら2配位のプラズマに対するイオン 飽和電流の揺動波形,及びスペクトルを図5(a) (配位 A),図5(b)(配位 B)に示す.

これらのスペクトルより TU-Heliac の ECRH プラズマに生じる揺動は,単一周波数の波が重な りあった形をしていることがわかる.特に配位 A の揺動は単一の周波数成分 ($9.5 \sim 10.5 \text{kHz}$)から 成る規則正しい波で,配位 B の揺動は2種類の 周波数成分 ($7 \sim 8 \text{kHz}$, $10.5 \sim 11 \text{kHz}$)の重ね 合わせで形成されている.

一例として,配位 B, $\phi = 0^{\circ}$ の磁気面断面の

うち、r = 0.039m での、位相差測定を行った場 所での主な揺動の周波数成分を図6(a)、(b)に、位 相差測定結果を図7(a)、(b)に示す.配位 B では、 揺動の主な周波数成分は、同一磁気面内では、場 所によらず、周波数分解能の範囲内で同一で、異 なる2種類の周波数成分からなり、これらはそれ ぞれ異なるモードを持っていることがわかる.同 様の結果はr = 0.029mの磁気面についても得ら れた.配位 A のr = 0.029m, 0.043m の各磁気 面についても同様の結果が得られたが、主な周波 数成分は1種類で、揺動のモードも1種類であっ た.

結果をまとめると、配位 A, r = 0.029m, 0.043mの磁気面では、 $f \cong 10kHz$ の1種類の揺 動が生じており、そのモードはm = 2, n = 4, 配位 B, r = 0.029m, 0.043mの磁気面では、2 種類の揺動が生じており、 $f \cong 7kHz$ の揺動のモ ードがm = 2, n = 3, $f \cong 10kHz$ の揺動のモー ドがm = 3, n = 5である。またこれより、平均 半径にして少なくとも0.01m以上の、かなり広 い範囲にわたって同一のモードを持つ波が生じて いることが予想され、回転変換の異なる配位で は、異なった揺動のモードが現れることがわか る。







Fig. 6 Profile of dominant frequency components of ion saturation current fluctuations on a magnetic surface whose average radius is r = 0.039m with configuration B.

(a) The profile for poloidal angle.

Dominant frequency components ($f = 7.5 \sim 8 {\rm kHz}$ and $10.5 {\rm kHz}$) are common at any poloidal angles.

(b) The profile for toroidal angle.

Dominant frequency components ($f = 7.5 \sim 8 \text{kHz}$ and $10.5 \sim 11 \text{kHz}$) are common at any toroidal angles.



Toroidal angle (rad)

Fig. 7 Profile of phase shift of ion saturation current fluctuations (for two frequency components: $f \cong$ 7kHz and 10kHz) on a magnetic surface whose average radius is r = 0.039m with configuration B.

(a) The profile for poloidal angle.

Poloidal modes of each frequency component: $f \approx 7 \text{kHz}$ is m = 2, $f \approx 10 \text{kHz}$ is m = 3.

(b) The profile for toroidal angle.

Toroidal modes of each frequency component: $f \cong 7 \text{kHz}$ is n = 3, $f \cong 10 \text{kHz}$ is n = 5.

配位	平均半径 r(m)	回転変換 <i>¥</i>	摇動周波数 <i>f</i> (kHz)	モード n, m	n / m	$k_{\prime\prime}\({ m m}^{-1})$	k_{\perp} (m ⁻¹)	$ k_{\perp}/k_{\prime\prime} $
А	0.029	1.57	≅10	2,4	2.00	-1.4	$6.9 imes10^1$	46
	0.043	1.60	$\cong 10$	2,4	2.00	-1.2	$4.8 imes10^1$	40
В	0.029	1.49	\cong 7	2,3	1.50	$-6.9 imes 10^{-3}$	$6.9 imes10^{1}$	10000
			$\cong 10$	3, 5	1.67	-8.8×10^{-1}	$1.0 imes10^2$	120
	0.039	1.53	\cong 7	2,3	1.50	$1.1 imes10^{-1}$	$5.1 imes 10^1$	580
			$\cong 10$	3,5	1.67	-7.3×10^{-1}	$7.7 imes10^{1}$	110

表3 m, $n \in \mathcal{H} \setminus \mathcal{K}$ と、回転変換 ℓ の関係

Heliac 配位の磁気面断面形状は複雑でポロイ ダル角を単純に定義することはできないが,上記 図 6,7の,ポロイダル方向の角度目盛りに付い ては,単純に磁気軸を中心とし,垂直上向きの装 置中心軸に対して右回りの方向に Z 軸を持つ円 筒座標の方位角を取っている.ポロイダル方向の 角度の取り方が単純な円筒座標であるため,図7 のポロイダル方向の位相差測定結果は,予期され る直線の上下に少しずつずれている.しかし,磁 気面断面全周にわたり測定を行ったため,全体の 位相差の傾向より当てはまるモードを同定するこ とができる.

次に、モードから揺動の伝播ベクトル $k \in x$ める. ヘリアックプラズマを、平均半径 $r \in P$ 筒 の半径として持ち、トロイダル方向に1周した時 の磁気軸上の磁力線長 $L \in P$ 筒の長さとして持 つ単純円筒で近似して考える.磁力線方向の単位 ベクトルを b、動径ベクトルを e_r とし、 $k_{//} = k$ ・ $b, k_1 = k \cdot (b \times e_r)$ なる式で磁力線に水平な 方向の伝播ベクトル成分 $k_{//}$ 、垂直な方向の伝播 ベクトル成分 k_1 を定めると、 $k_{//}, k_1$ は

$$\boldsymbol{k}_{\prime\prime} = \frac{2\pi \left(\boldsymbol{r} \ \boldsymbol{m} - \boldsymbol{n}\right)}{\left(L^2 + \left(2\pi \boldsymbol{r}\boldsymbol{r}\right)^2\right)^{1/2}} \tag{5}$$

$$\boldsymbol{k}_{\perp} = \frac{(L/r) \ m + ((2\pi)^2 r r/L) \ n}{(L^2 + (2\pi r r)^2)^{1/2}} \tag{6}$$

と表される. [2]

上記の結果(回転変換 \boldsymbol{r} , \boldsymbol{m} , \boldsymbol{n} モード)と,計 算される $\boldsymbol{k}_{\prime\prime}$, \boldsymbol{k}_{\perp} の値を表3に示す.

これにより、測定をした磁気面上では|k₁/k₁|は 40~10000で k₁,は非常に小さく、揺動の伝播方 向は磁力線に対しほとんど垂直であり、トロイダ ルモード n 及びポロイダルモード m は *x* ~ n/m をみたし、磁力線の回転変換によって決まってい ることが分かる.また、揺動の伝播方向は電子の 反磁性ドリフト方向である.

5. 2 揺動の大きさ I_s/I_s , V_s の小半径方向分布 配位 A, 配位 B の各配位について,トロイダ ル角 $\phi = 0^\circ$ のプローブを赤道面 (図 2, 3の Z =0m)上で動かし, 揺動の大きさの測定を行った. 配位 A 及び, 配位 B のイオン飽和電流 I_s , 及び 揺動の大きさ \tilde{I}_s/I_s のr方向分布を図 8, 9に示 す. また前出の円筒モデルによるドリフト不安定 性理論から計算される値も併記した. ここで,円 筒 モデルを 適用 する ために, 複雑 な形状の Heliac プラズマを,前節で定義した平均半径に 等しい半径を持つ円筒プラズマと考えている.

円筒モデルによるドリフト不安定性理論では, 分散式を解析的に得るために,密度の小半径方向 分布をガウス分布と仮定している.図8,9の点 線はフィッティングによるガウス曲線を示すが, 両者の曲線とも実験結果と一致し,密度はガウス 分布で近似できる事がわかる.

図の実線は、円筒モデルによるドリフト不安定 性理論から計算される揺動の大きさであり、前章 の解析から、これらはポロイダルモード m を次 数に持ち、平均半径の関数で表されるベッセル関 数である.

実験結果と計算結果の傾向は一致する.特に, 配位 B では, ポロイダルモード $m = 2 \ge m = 3$ の異なる 2 つの揺動が確認されており, $m = 2 \ge$



Fig. 8 Profile of ion saturation current fluctuation (\tilde{I}_s/I_s) along Z = 0m at $\phi = 0^\circ$ with configuration A. (for $f \cong 10$ kHz, m = 2 fluctuation component) Solid line represents m = 2 fluctuation profile calculated from drift instability theory for cylindrical geometry. In this figure, profile of ion saturation current and its Gauss fitting curve are also represented.

比べると, m = 3の揺動の方が, 外側にピーク を持っている. これは, ポロイダルモード $m \epsilon$ 次数として持つベッセル関数の傾向と同じであ る.

図10は、エミッシブプローブにより、配位 B の空間電位揺動 \tilde{V}_s のr方向分布を測定した結果 である.空間電位揺動のr方向分布は、 \tilde{I}_s/I_s と同じく、理論より予測されるベッセル関数と同 様の傾向を示し、mの大きな揺動の方が外側に ピークを持っている.また、配位 A の空間電位 揺動についても同様の結果が得られた.

次に, TU-Heliac の平均の電子温度は5~7eV 程度と見積られるが, これより $\tilde{I}_s/I_s = \tilde{n}_e/n_e$ = $(1 \sim 2)e\tilde{V}_s/T_e$ が成立することがわかる.前 出の円筒モデルによるドリフト不安定性理論(2)によ れば $\tilde{n}_e/n_e = (2 \sim 7) e\tilde{V}_s/T_e$ が得られ,実験 結果と大幅には異ならない.



Fig. 9 Profile of ion saturation current fluctuation (I_s/I_s) along Z = 0m at $\phi = 0^\circ$ with configuration B. (In this figure, profile of ion saturation current and its Gauss fitting curve are also represented.)

> (a) $f \cong 7 \text{kHz}$, m = 2 fluctuation component. (b) $f \cong 10 \text{kHz}$, m = 3 fluctuation component. Solid lines of each figure represent m = 2 and m = 3 fluctuation profile calculated from drift instability theory for cylindrical geometry.

497



Fig. 10 Profile of space potential fluctuation (\tilde{V}_s) along Z = 0m at $\phi = 0^\circ$ with configuration B. (a) $f \cong 7$ kHz, m = 2 fluctuation component. (b) $f \cong 10$ kHz, m = 3 fluctuation component. Solid lines of each figure represent m = 2 and m = 3 fluctuation profile calculated from drift instability theory for cylindrical geometry.

5.3 *E*×Bドリフトの効果

 $\phi = 0^{\circ}$ の磁気面断面の赤道面上 (Z = 0m)の 空間電位分布を、A、Bの各配位について、エミ ッシブプローブにより測定した結果を図11に示 す.

配位 A, Bでは, 平均半径の異なる各々2つの 磁気面に対してモードを測定したが, これらの磁 気面間での平均的な径方向電場を計算すると, 図 11より, 配位 A が 40±5 [V/m], 配位 B が 65 ±5 [V/m] となる.よって, プラズマ中に $E \times B$ ドリフトによる回転が生ずることになるが, この回転周波数は, 測定された揺動周波数と同オ ーダーであるため, $E \times B$ ドリフトの効果を考 えなければならない. $E \times B$ ドリフトによるプ ラズマの回転角周波数 ω_{EB} は以下の式で与えられ る.

$$\omega_{\rm EB} = \boldsymbol{k} \cdot \frac{\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}}{B^2} \tag{7}$$

プラズマの $E \times B$ ドリフトによる回転周波数 を $f_{EB} = \omega_{EB}/2\pi$ と示し、電子の反磁性ドリフト 方向に回転する場合を正とすれば、配位A、Bの



Fig. 11 Profiles of space potential with configuration A and B along Z = 0m at $\phi = 0^{\circ}$. Broken lines represent parabola fitting curves whose origins correspond to magnetic axes. (These fitting curves are used for Kelvin-Helmholtz instability calculation in chapter 4. 4.)

各モードについては、
配位A (
$$r = 0.029m \sim 0.043m$$
: $m = 2, n = 4$)
 $f_{rrr} = -3.1 \sim -5.6 \text{kHz}$



Fig. 12 Propagation direction of fluctuation in a cross section of a magnetic surface at toroidal angle $\phi = 0^{\circ}$. Electron diamagnetic drift direction corresponds with propagation direction of fluctuation but is contrary to $E \times B$ drift direction.





Eti B (r = 0.029m ~ 0.039m : m = 2, n = 3)

$$f_{EB} = -5.6 \sim -8.8 \text{kHz}$$

(r = 0.029m ~ 0.039m : m = 3, n = 5)
 $f_{EB} = -8.3 \sim -13 \text{kHz}$

となる.これによる $E \times B$ ドリフト方向,電子の反磁性ドリフト方向,前記の実験で得られた揺動の伝播方向を図12に示す.

測定で得られた揺動周波数には、この径方向電 場によるプラズマ回転の効果が重なっている.以 下では、前出の分散式から得られる周波数と実験 値を比較するため、この値を測定から得られた周 波数より引いて議論する.

図13, 14は, 配位 A, B で測定された各モー ド成分について,式(1)の円筒モデルによるドリ フト波の分散式から計算される揺動周波数と,上 記の **E** × **B** ドリフトによる回転周波数の効果を 除いた測定周波数を示している.

前出の円筒モデルによるドリフト不安定性理論 の分散式を導く時に,密度をガウス分布で近似し





499

たので, 揺動周波数は小半径には依存せず, $k_{\prime\prime}$ の関数になるため, 図の横軸は $k_{\prime\prime}$ とした.

前出理論ではプラズマ中での電子温度を一定と 仮定しているため、プラズマ全体での平均電子温 度を見積る必要があるが、コールドプローブによ る電子温度測定の結果はばらつきが大きく、平均 電子温度の確定は困難である.そのため、図中で はばらつきによる誤差を考え、平均温度を5eV 及び、7eVとした時の2本の理論曲線を示して いる.磁場については数値計算の結果を、密度勾 配については、前出の実験結果に対するガウスフ ィッティングの結果を用いた.図よりわかる通り 測定値と理論による周波数は誤差範囲内で一致す る.

5.4 磁場 Bと揺動周波数 fの関係

回転変換*x*,磁気面の大きさ,等の幾何学的パ ラメータを配位Aに固定し,磁場Bの絶対値の みを変えて,揺動周波数を測定した実験結果,及 び円筒モデルによるドリフト不安定性分散式から 計算される周波数を図15に示す.



Fig. 15 Frequency of fluctuation versus magnetic flux density B. Effect of $\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{B}$ drift is taken away from measured frequency. Two solid lines represent frequencies calculated on $T_{\rm e} = 5 {\rm eV}$ and 7eV from drift instability theory for cylindrical geometry.

周波数の測定結果からは $E \times B$ ドリフトによる回転の効果を除かなければならないが,空間電位のr方向分布は前出の測定結果 (B = 0.077 [T]に相当)と同程度と仮定している.理論値については上記と同様,温度に 5eV から 7eV までの幅を持たせている.プローブは平均半径r = 0.029mの磁気面上に固定して実験を行った.横軸の磁場 B の値は磁気軸での値を用いている. 理論と実験は誤差範囲内で一致していることが分かる.

揺動周波数の測定と同時にトロイダルモード m, ポロイダルモードnの測定を行ったが,m, nは磁場の大きさには依存せず,m=2, n=4で,モードは磁場の絶対値とは無関係であった.

5.5 揺動による拡散

粗くではあるが、揺動による拡散の見積を行った.空間電位揺動 (\tilde{V}_s) と密度揺動 $(\tilde{n}_e/n_e = \tilde{I}_s/I_s)$ の位相差を測定し、二流体方程式より揺動による粒子束を求めると [14,19] 両者の位相差を δ 、揺動による小半径方向の外向き粒子束を Γ として、

$$\Gamma = \frac{|\mathbf{k}_{\perp}| \ \widetilde{n}_{e} \widetilde{V}_{S}}{2B} \sin\delta \tag{8}$$

となる. これと $\Gamma = -Ddn_0/dr(n_0: (1 + 2), t)$ または電子の数密度, $n_0 = n_e = n_i, D:$ 拡散係数)なる関係より, 揺動による拡散係数は, $D_{per} = 3 \sim 5 \times 10^{-1} [m^2/s]$ 程度と見積れる.

次に, ECRH 終了後の磁気軸での電子密度の 時間変化を, プローブで測定することにより, 粒 子閉じ込め時間を求め, TU-Heliac プラズマを円 筒で近似し, 拡散係数がプラズマ断面で一定とし て 拡散 係 数 を 求める と, $D_{tot} = 3 \sim 6 \times 10^{-1}$ $[m^2/s]$ が得られる.

これらは、両者とも、プラズマパラメータより 求めた新古典拡散係数 $D_{nc} \sim 10^{-2} [m^2/s]$ と比較 すると十分大きい.以上の結果は、TU-Heliac プ ラズマの拡散の半分以上が、揺動によって支配さ れている事を示唆している.

6. 結果及び討論

本研究では、TU-Heliacの ECRH プラズマ中

に生じる揺動のプラズマパラメータ依存性,及び 揺動の拡散への影響を,ラングミュアープローブ を用いて測定した.結果として,以下の事が明ら かになった.

- TU-Heliac の揺動のスペクトルは鋭く,同一 磁気面上では同一の揺動周波数を持つ.
- (2) 揺動は空間的にはトロイダル方向に n, ポロ イダル方向に m なる整数次のモードを持ち,
 時間的にはある一定周波数をもつ波である.
- (3) m, nモードについてはx~n/mが成立し, これは磁場の絶対値の大きさにはよらない. またこれらのモードは回転変換にある程度依 存して決まり,プラズマのr方向の広い範囲 にわたって同一のモードが生じる.これはド リフト不安定性の性質に一致する.
- (4) 揺動の伝播ベクトルは、|k₁/k₁|=40~
 10000で k₁は k₁と比べて非常に大きい。
- (5) E×Bドリフトの効果が大きく、測定された周波数にはE×Bドリフトの効果を加味する必要がある.これより導出される周波数は、円筒モデルによるドリフト不安定性の分散式から計算される周波数と誤差範囲内で一致した.またBの大きさを変えて周波数測定を行ったが、同様に、ドリフト不安定性の分散式から得られる周波数と誤差範囲内で一致した
- (6) Isの空間分布の測定を行い、分布がガウス 形で近似できることを確認した.これは円筒 モデルによるドリフト不安定性理論で用いら れている仮定と一致する.
- (7) \tilde{I}_{s}/I_{s} , $e\tilde{V}_{s}/T_{e}$ の測定を行い,円筒モデル によるドリフト不安定性理論で予想される結 果と同様の傾向を得た.またこれらの絶対値 の測定結果は $\tilde{I}_{s}/I_{s} \sim e\tilde{V}_{s}/T_{e}$ で,円筒モ デルによるドリフト不安定性理論から計算さ れる値と大幅には異ならない.
- (8) フルート不安定性,バルーニング不安定性, ケルビンーヘルムホルツ不安定性,及びドリ フト不安定性の理論式から得られる結果と実 験結果を比較した.これらの中で,最も実験 結果と合致するのは,ドリフト不安定性の理

論式から得られる結果である.

(9) 粒子閉じ込め時間より求めた拡散係数は、新 古典拡散係数より1オーダ大きいが、実験よ り求めた揺動による拡散とは同オーダであ る、実験結果は、TU-Heliac プラズマの拡散 の半分以上が、揺動によって支配されている 事を示唆している。

7. 謝辞

本研究の遂行に当たり,有益な御助言,御討論 を戴いた東北大学工学部電子工学科,佐藤徳芳教 授,畠山力三助教授に感謝致します.また,実験 の遂行に当たり御協力戴いた,東北大学工学研究 科原子核工学専攻,工藤竜太氏,稲垣滋氏に感謝 致します.

参考文献

- [1] A. H. Boozer et al., in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1982 (Proc. 9th Int. Conf. Baltimore, 1982) Vol. 3, IAEA, Vienna (1983) P. 129.
- [2] B. B. Kadomotsev and O. P. Pogutse, in Reviews of Plasma Physics, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), Vol. 5.
- [3] S. I. Braginski, in Reviews of plasma physics, edited by M. A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1966), Vol. 1.
- [4] E. D. Frederickson and P. M. Bellan, Physics Fluids 28, 1866 (1985).
- [5] H. W. Hendel, T. K. Chu and P. A. Politzer, Physics Fluids 11, 2426 (1968).
- [6] X. H. Shi, B. D. Blackwell and S. M. Hamberger, Plasma Physics and Controlled Fusion 31, 2011 (1989).
- [7] R. F. Kemp and J. H. Sellen, Jr., Rev. Sci. Instrum
 37, 455 (1966).
- [8] H. P. Furth, J. Killeen and M. N. Rosenbluth, Phys. Fluids 6, 459 (1963).
- [9] H. P. Furth, J. Killeen, M. N. Rosenbluth and B. Coppi, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research 1965 (Proc. Int. Conf. Culham, 1965) Vol. 1, IAEA, Vienna (1965) p. 103.
- [10] F. W. Perkins and D. L. Jassby, Phys. Fluids 14, 102 (1971).

- [11] T. K. Chu, B. Coppi, H. W. Hendel and F. W. Perkins, Phys. Fluids 12, 203 (1969).
- [12] G. I. Kent, N. C. Jen and F. F. Chen, Phys. Fluids 12, 2140 (1969).
- [13] M. N. Rosenbluth and A. Simon, Phys. Fluids 8, 1300 (1965).
- [14] S. Yoshikawa, Phys. Fluids 13, 2300 (1970).
- [15] H. Watanabe et al., Proc. 7th Int. Workshop on Stellarators, 1989 (IAEA-TECDOC-558, 1990) p. 215.
- [16] S. Kitajima et al., Proc. 1st Int. Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion, 1989 (NIFS-PROC-3, Nagoya, 1990) p. 97.
- [17] S. Kitajima *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys **27**, 2606 (1991).
- [18] 宮本健郎:核融合のためのプラズマ物理(岩波 書店,東京,1976)
- [19] 吉川庄一, 飯吉厚夫:核融合入門(共立出版, 東京, 1972)