

小特集 ゾーナルフロー研究の現状と展望

3. ゾーナルフローの最近の実験研究

3.3 重イオンビームプローブによるゾーナルフロー研究 II

井戸 毅, 浜田 泰司, 三浦 幸俊¹⁾, 星野 克道¹⁾

(核融合科学研究所, ¹⁾日本原子力研究開発機構)

Recent Experimental Studies of Zonal Flow Zonal Flow Study with Heavy Ion Beam Probes II

IDO Takeshi, HAMADA Yasuji, MIURA Yukitoshi¹⁾ and HOSHINO Katsumichi¹⁾

National Institute for Fusion Science, Toki 509-5259, Japan

¹⁾Naka Fusion Institute, Japan Atomic Energy Agency, Naka 311-0193, Japan

(Received 25 August 2005)

The Heavy ion beam probe (HIBP) is a powerful tool to investigate the potential and density fluctuation of high temperature plasmas. The observations using HIBPs have contributed substantially to the recent rapid progress in the study of zonal flow. In this article, the characteristic of the Geodesic Acoustic Mode (GAM), which is a type of the zonal flow, is introduced on the basis of experimental results using HIBPs. The observed frequency and space structure are quite similar to the theoretical predictions. The influence of the GAM flow on the background fluctuation, including the causality, is also observed.

Keywords:

HIBP, zonal flow, geodesic acoustic mode (GAM), JIPP T-IIU, JFT-2M

3.3.1 はじめに

ゾーナルフローは本小特集でも示されているように、トロイダル方向、およびポロイダル方向に一樣であるが、小半径方向に速度勾配を持つような流れである[1]。このような流れを測定するには、大きく分けて2つの手法がある。一つは流れを直接計測しようという試みと、もう一つは流れを作り出す源である電場を計測しようという試みである。前者の計測例は本小特集3.1で取り上げられている。後者の例としては静電プローブを用いたH1ヘリアック[2]、HT-7トカマク[3]、JFT-2Mトカマク[4]における計測結果、重イオンビームプローブ(HIBP)を用いたTEXT[5]、T-10[6]、CHS[7]、JIPP T-IIU[8]、JFT-2M[9]各装置における計測結果がある。特にHIBPはプラズマに擾乱を与えることなく、高温プラズマの内部におけるポテンシャル揺動と密度揺動を同時に直接計測できるという特長を持った強力な計測器である。最近になってゾーナルフローの実験研究が目覚ましい勢いで進んできたが、実はTEXTトカマクでは1993年に既に類似のポテンシャル揺動が観測されており[10] (この論文では静電プローブによる結果から $m=12$ と結論されているが、HIBPでは $m\sim 0$ と見えることが議論されている)、JIPP T-IIUでも1997年にGAMに相当する $m=0$ の大振幅のポテンシャル揺動が観測されている[11]。当時はドリフトティアリング

モードとの関連性が議論されていたが、近年の理論およびシミュレーション研究の進展に伴って理解が進み、これらの現象はゾーナルフローに伴うものと理解されるようになってきた。

本稿では主に筆者らが行ってきたJIPP T-IIUトカマクおよびJFT-2MトカマクにおけるHIBPによる観測結果[8, 9, 12]を示し、ゾーナルフローの一種であるGeodesic Acoustic Mode (GAM)の振る舞いを紹介する。まず両HIBPシステムについて簡単に紹介する。その後、GAMの時間的振る舞い、空間構造の測定例を紹介する。最後にGAMと背景乱流との相互作用について述べる。

3.3.2 JIPP T-IIUおよびJFT-2M用HIBPシステム

JIPP T-IIUトカマクはトロイダル磁場強度最大3 T、最大プラズマ電流250 kAで、大半径0.93 m、小半径0.23 mの円形リミター配位のプラズマを生成する。本稿で紹介する実験はトロイダル磁場3 T、プラズマ電流200 kA、最外殻磁気面の安全係数 $q=4.3$ で行われ、追加熱として中性粒子入射(NBI)加熱が行われている。

JIPP T-IIU用HIBPシステムをFig. 1(a)に示す[13]。プローブ用ビームとして1価タリウムイオン(Tl^{1+})を最大500 keVまで加速して入射し、プラズマ中で電離が1つ進んだ2価のイオン(Tl^{2+})を取り出しエネルギー分析を行

author's e-mail: ido@LHD.nifs.ac.jp

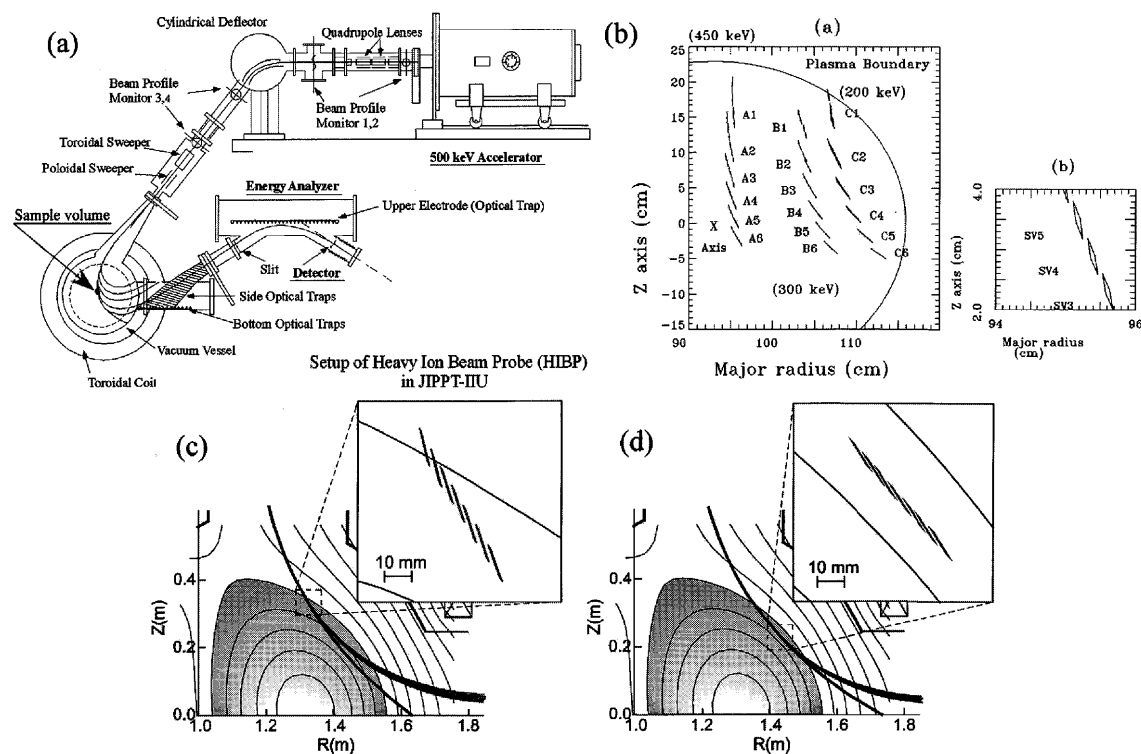


Fig. 1 HIBP観測. (a)JIPP T-IIU用HIBPシステム. (b)計測領域の配置. 同時に7つの計測領域で計測できる. 計測領域の位置はビームエネルギーおよび入射角度を変えることによって選択できる. 例えば450 keVのビームをある入射角で入射するとA1の領域で7点計測でき, さらに入射角度を変えるとA2, A3, ..., A6などの領域でも計測を行うことができる. 同様にビームエネルギーを300 keV, 250 keVにするとそれぞれB1~B6, C1~C6の領域で計測できる[8]. (c), (d)JFT-2 M用HIBPのビーム軌道と計測領域の例. (c)はトロイダル磁場1.17 T, ビームエネルギー350 keVの場合, (d)はトロイダル磁場1.28 T, ビームエネルギー350 keVの場合[9].

うことによりプラズマ中のポテンシャル(空間電位)を計測する. また同時に検出ビーム電流の変動から密度揺動を計測する. 検出器を7つ取り付けているため, 同時に7つの計測領域(入射ビーム径と検出スリットの大きさで決まる領域)で計測することができる. 計測領域はポロイダル断面内で菱形に近い形をしており, 長軸方向に5~10 mm, 短軸方向に2 mm程度の大きさになっている. この7つの計測領域は数センチの範囲に近接しており, この領域で同時計測が可能である. またプローブビームのエネルギーと入射角度を変えることによって, プラズマの広い範囲にわたって計測することができる(Fig. 1(b)).

JFT-2M トカマクはトロイダル磁場強度最大2.2 T, プラズマ電流最大500 kA, 大半径1.31 m, 小半径約0.35 m×0.53 mのダイバーター配位の非円形プラズマを生成することができる. JFT-2 M用HIBPシステムはJIPP T-IIUシャットダウン後に移設されたものであり, 基本的にはJIPP T-IIU用HIBPと同じ構成になっている[14]. ビーム軌道及び計測領域の並び方の例をFig. 1(c)と(d)に示す. トロイダル磁場, ビームエネルギーと入射角度の組み合わせを選択することにより, 計測領域をポロイダル方向に並べたり, 小半径方向成分を持つように並べたりすることができる. これによりポロイダル方向および小半径方向の構造を調べることができる.

3.3.3 GAMの時間的振る舞い

JFT-2 Mにおけるポテンシャル揺動および密度揺動の時

間変化の計測結果をFig. 2に示す. この放電はトロイダル磁場1.17 T, プラズマ電流190 kA, 上シングルヌルダイバーター配位で, 境界近傍での安全係数(q_{95} :ポロイダル磁束の95%を含む磁気面上での安全係数)が2.9である. 700 msから100 ms間NBI加熱が行われ, 735.5 msにおいてELM無しHモードに移移している.

密度揺動およびポテンシャル揺動の周波数スペクトル((d)および(f))の時間変化に注目すると, 700 msから716 msにおいて周波数15 kHzの領域に顕著なピークが見られる. この間の平均の周波数スペクトルを(g)および(h)に示す. 理論的にはGAMの周波数は $f_{\text{GAM}} \sim \sqrt{2}C_s(2\pi R)^{-1}$ (ここで C_s は音速)と導かれており, 実験パラメーターから21 kHzと評価される. この予測は実験値と近い値であることがわかる. 後節でモード構造を明らかにするが, このピークがGAMである. Fig. 2はNB入射後しか示していないが, GAMはそれ以前のジュール加熱プラズマ中にも観測されている. 興味深い点の一つは, GAMはLモード初期まで顕著に現れているが, 後半(Fig. 2の716 ms以降)およびELM無しHモード中には観測されていないことである. この理由については現時点では明らかではないが, L-H遷移(し得る条件)と関連があるのかもしれない.

3.3.4 GAMの空間構造

次にこの振動のモード構造の面からゾーナルフローの性質を持っているかどうかを見てみる. つまりポロイダル方向とトロイダル方向に一樣で, プラズマ小半径方向に有限

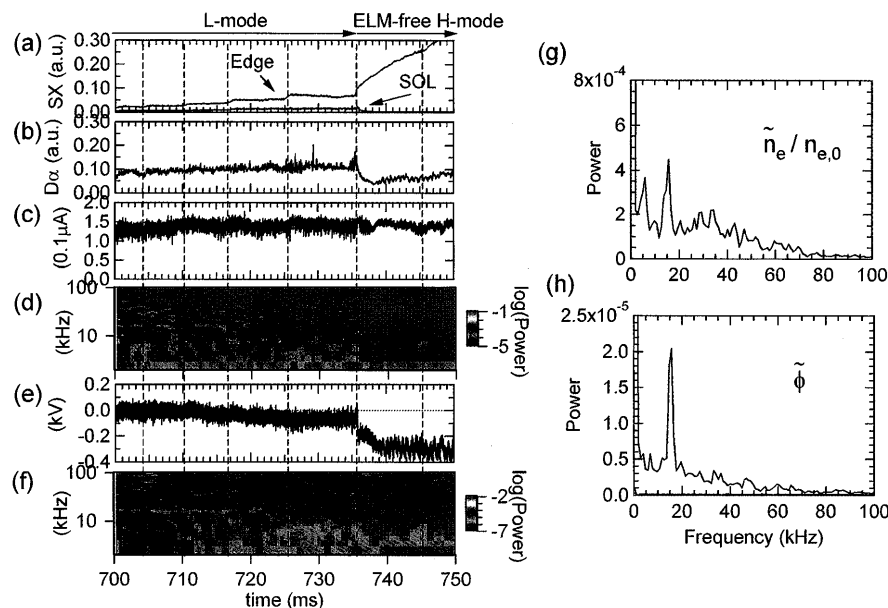


Fig. 2 JFT-2Mにおける典型的な放電波形. HIBPの観測位置はセパトリクスから1.4 cm内側. (a)プラズマ境界内側(Edge)およびSOL領域からの軟X線強度. 縦の点線が鋸歯状振動の崩壊の時刻を表している. (b)ダイバーター領域からのDα光強度, (c)HIBPの検出信号強度. この変動が密度揺動を反映している. (d)密度揺動の周波数スペクトルの時間変化. (e)静電ポテンシャル, (f)静電ポテンシャルの周波数スペクトルの時間変化. (g)密度揺動の周波数スペクトル, (h)ポテンシャル揺動の周波数スペクトル. [9]

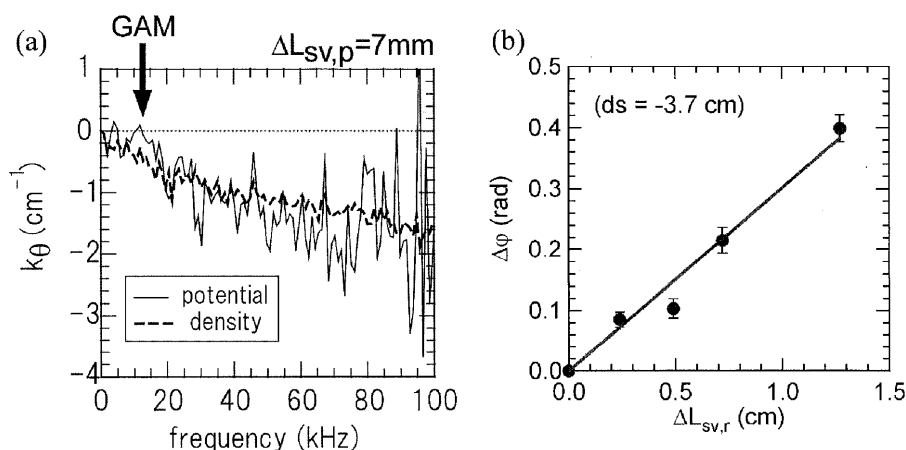


Fig. 3 (a)計測領域をポロイダル方向に並べた時の, ポロイダル方向に $\Delta L_{sv,r}$ 離れた計測領域で測定された揺動間の位相差から求めたポロイダル波数. ポテンシャル揺動のポロイダル波数がGAM周波数で0になっている. 一方, 密度揺動に関してはこの観測位置ではGAM成分が顕著に見られていないので背景乱流の波数が得られている. (b)計測領域を小半径方向に並べた時の, GAM周波数を持つポテンシャル揺動の計測領域間の位相差. 横軸 $\Delta L_{sv,r}$ は計測領域間の距離, 縦軸は位相遅れを示している. [9]

な大きさの構造を持っているかどうかを検証する.

まず, ポロイダル方向の構造を調べるためには7つの計測領域を Fig. 1(d)のように同一磁気面上に並べる. ポロイダル方向に離れた点で測定した揺動の位相関係を調べれば, ポロイダル方向に一樣なのか, 構造を持っているのか知ることができる. これを調べたのが Fig. 3(a)である. GAM周波数のところで位相遅れが0になっている. つまりこの揺動はポロイダル方向に一樣な構造 ($m=0$) を持っていることを示している. 残念ながらトロイダル方向には計測点がないためトロイダル方向の構造を計測することはできないが, ポテンシャル揺動の磁力線方向の成分は小さい ($\vec{B} \cdot \nabla \phi = i(m-nq)\phi B_p/r=0$) と考えるとトロイダルモード数 (n) も0であると推測される.

次に小半径方向の構造を調べるために計測領域を Fig. 1

(c)のように磁気面を跨ぐように並べた. 完全に小半径方向ではないが, 前述の結果から注目しているGAM周波数を持ったポテンシャル揺動はポロイダル方向に一樣であることが確認されているので, このような配置でも小半径方向の構造を調べることができる. Fig. 3(b)は小半径方向に $\Delta L_{sv,r}$ 離れた計測領域間でのGAMに伴うポテンシャル揺動の位相遅れを示している. 計測領域間の距離が離れるに伴い単調に位相差が増加しており, 小半径方向に有限の波数を持っていることを示している. この位相遅れからGAMの小半径方向の波数(K_r)を評価すると $K_r \sim 0.9 (\text{cm}^{-1})$ となる. 理論ではゾーナルフローの小半径方向波数はイオンのラーモア半径を ρ_i とすると $K_r \rho_i < 1$ と予測されているが, この実験条件におけるイオンのラーモア半径は0.22 cmであるため $K_r \rho_i \sim 0.2 < 1$ であり, 理論予測は実験結果と一

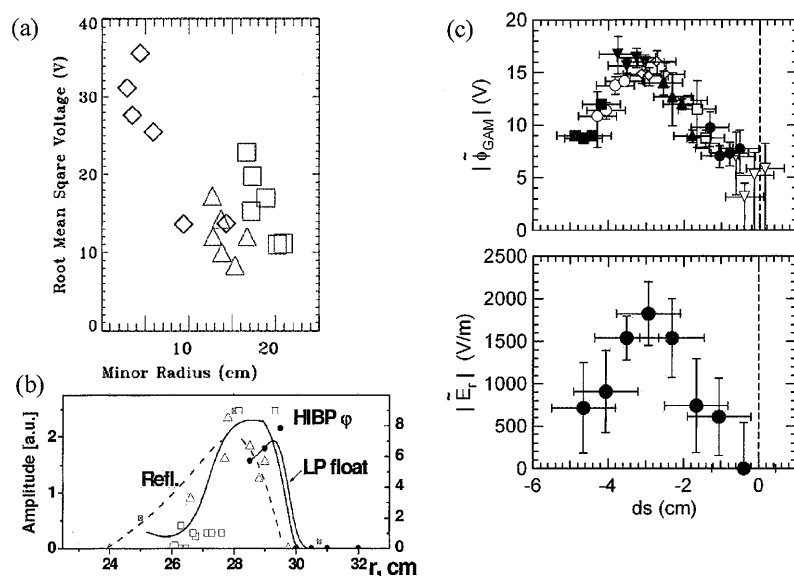


Fig. 4 GAM 振幅の小半径方向分布. (a)JIPP T-IIU[8]. (b)T-10[6]. HIBP によるポテンシャル揺動の他、反射計による電子密度揺動 (“Refl.”)、静電プローブによる浮遊電位揺動 (“LP float”) の結果を示す. (c)JFT-2M[12]. 横軸は小半径. (c) の場合は $ds=0$ がセパトトリクスで、負がプラズマの内側である. (a)と(c)は複数の放電から得られたデータであり、放電ごとに異なるマーカーを用いて示している.

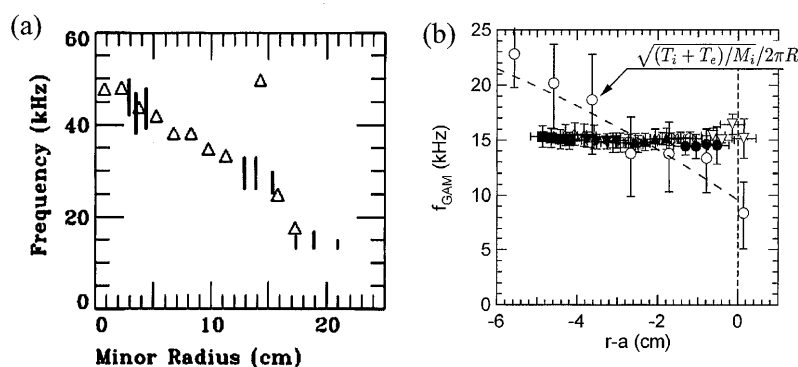


Fig. 5 測定された GAM 周波数分布. (a)JIPP T-IIU[8]. 縦棒は HIBP で計測した GAM 周波数, Δ は Thomson 散乱で得られた電子温度 (T_e) を用いて評価した GAM 周波数 ($\sqrt{T_e/m_i}(2\pi R)^{-1}$). (b)JFT-2M[12]. マーカーは Fig. 4(c)と同じ. 荷電交換分光によって得られたイオン温度 (T_i) を用い、 $T_e=T_i$ として評価した GAM 周波数 ($\sqrt{(T_e+T_i)/m_i}(2\pi R)^{-1}$) を黒の白抜き丸 ($\circ$) でプロットしている.

致している. なお、この結果は D-IIID における BES 計測による結果 [15] と一致している.

以上のように、周波数および空間構造 (ポロイダル方向の一様性、小半径方向の有限の波数) は理論予測されている GAM と一致しており、この実験で観測された揺動は GAM であると同定された.

次に HIBP がプラズマ内部まで測定可能であるという利点を活かして、GAM が空間的にどのような広がりを持って存在しているのかを見てみる. Fig. 4 に JIPP T-IIU [8], T-10 [6], JFT-2M [12] で観測された GAM のポテンシャル揺動および電場揺動の振幅の空間分布を示す. いずれの装置でも周辺部にピークを持っており、JIPP T-IIU ではさらに中心にも大きなピークが見られている. このように GAM は小半径方向にいくつかのピークを持つ構造を持っている. 同じ範囲で測定された GAM 周波数の分布を Fig. 5 に示す. 1つのピーク内では周波数が同じであることがわかる. また GAM ポテンシャル揺動の径方向の相関長はほぼ振幅分布の 1 山の幅に相当している.

このような構造および周波数を決定する要因が何であるかは興味深い問題であるが、T-10 では q 分布との関係調べ、GAM のピーク位置が有理面と関係があることを示している [6].

3.3.5 GAM が背景揺動に及ぼす影響

ゾーナルフローが核融合の分野で興味をもたれる理由の一つは、そのせん断流が乱流を抑制して異常輸送を低減させる可能性があることである. GAM もゾーナルフローの一種であり、Fig. 4(c)からわかるようにせん断流を形成しているので、背景乱流に何らかの影響を及ぼす可能性がある. そこで GAM と密度揺動の周波数スペクトルの時間変化を調べたのが Fig. 6 である. 60 kHz 以上の密度揺動のパワーが GAM 周波数で増減していることがわかる (Fig. 6(c), (e)). このような密度揺動の変調は DIII-D における BES による密度揺動計測においても見られている [15]. HIBP では GAM の電場 (つまり $E \times B$ 流れ) 揺動も同時に高時間分解能で測定できるため、密度揺動の変動との因果関係を

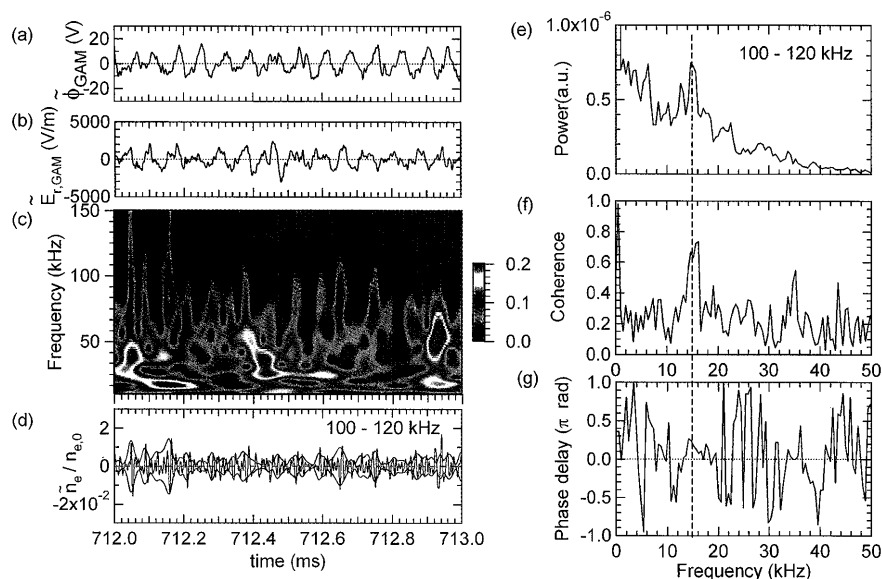


Fig. 6 (a) GAM のポテンシャル揺動. 10–20 kHz の帯域通過フィルターをかけたもの. (b) GAM の径電場揺動. (c) 密度揺動の周波数スペクトルの時間変化. (d) 密度揺動の 100–120 kHz 成分とその包絡線. (e) 100–120 kHz 帯に存在する密度揺動のパワーの時間変化の周波数スペクトル. (f) と (g) GAM の径電場揺動と 100–120 kHz 密度揺動パワーとのコヒーレンスおよび位相差. 位相差は径電場揺動に対する遅れを示す. [12]

調べることができる. Fig. 6(g) は GAM の径電場揺動と背景密度揺動パワーの変動との間の位相差を見たものである. 背景密度揺動パワーの変動は GAM の径電場揺動に対して遅れていることがわかる. つまり GAM が密度揺動に影響を及ぼしていることを示している.

不思議に思われた方もおられると思うが, GAM 電場(流れ)が周波数 f_{GAM} で振動しているとすると, セン断による揺動の抑制効果は流れの向きには依存しないので f_{GAM} の 2 倍の周波数 $2f_{\text{GAM}}$ で起こるはずである. つまり f_{GAM} で変調されている実験結果と合わない. この違いを説明する理論モデルが最近文献[16, 17]に提出されている. GAM はその流速自体が小さくかつ振動しているため, セン断による乱流の抑制効果が不十分である. このような場合, 乱流の渦構造に対するセン断流の影響が流れの向きによって, プラズマの上下で異なることが示された. 流れの向きは f_{GAM} で変動するので乱流の渦構造も f_{GAM} で変動するというわけである. このようなセン断流の向きに対する上下非対称性は定性的には文献[16, 18]などのシミュレーションにおいても見られている. 理論モデルの予測する電場と密度揺動パワーの位相関係や密度揺動パワーの変動量は HIBP による実験結果を説明できている[12]. 残念ながらプラズマの上下を同時に計測することができていないので上下非対称性は確認できていないが, これは静電プローブなど他計測器でも検証可能であり, 今後の進展が期待される.

3.3.6 まとめおよび今後の展望

HIBP によって明らかになった GAM の性質について紹介した.

周波数, モード構造の計測結果は理論予測と良い一致を示している. HIBP の高温プラズマへの近接性の良さを生かして GAM の空間分布計測が行われ, 小半径方向に分布

を持って存在していることが明らかになった. さらに今回紹介できなかったが, GAM の動的な振る舞いも明らかになりつつあり, GAM 自体の特性が明らかになってきた.

また, セン断流である GAM が背景乱流に影響を及ぼしている様子が因果関係を含めて実験的に明らかになった. 逆に背景乱流の非線形相互作用 (Reynolds 応力) により GAM が駆動されることを示唆する結果も静電プローブ計測により得られている ([2-4, 19]). これらの結果は, 背景乱流からゾーナルフローが生成され, ゾーナルフローがそのセン断流により背景乱流を抑制するという, 理論が予測する調整機構の一端を実験的に検証した重要な結果である.

まだ実験でよく調べられていないことの一つは, GAM の存在条件に関してである. GAM はプラズマ中に常に存在しているわけではなく, L モードプラズマ中でも時間とともに消えていく場合がある. また H モードプラズマ中には見られていない. これがどのような機構によるものなのか, どんなパラメーターに依存しているのか興味がある問題である.

また, 非線形相互作用を通じたエネルギーのやり取りがあることが実験で確認されているが, これによるエネルギーの流れの向きの同定やその定量的な評価はまだされていない. これには流速のポロイダル方向と小半径方向の 2 次元成分の同時計測が必要となってくる. HIBP による計測だけでは難しいが, 今後静電プローブや BES のような計測器によって検証できるかもしれない.

冒頭で述べたが, GAM に関する実験研究の目覚ましい進展は, 理論およびシミュレーションの進展によるプラズマの理解の進展によるところが大きい. 現在 GAM に関しては実験結果と理論予測とを直接比較しうる材料が揃いつつある. それらの詳細な比較からさらなるプラズマ物理の理解の深化と発展が期待できる. GAM を含めゾーナルフ

ローのような現象はプラズマ中に起因する普遍的な物理現象であると考えられ、ITER やその先の核融合炉においても閉じ込め性能を左右する重要な要素の一つであると予想される。計測器のアクセスの良い現有の中小規模装置(JIPP T-IIU, JFT-2M はシャットダウンしてしまったが)による研究、とくに実験と理論およびシミュレーションの連携が、将来の核融合炉プラズマの性能を予測する上で貴重な知見を供すると期待される。

謝辞

本稿において紹介した JIPP T-IIU における HIBP 計測は核融合科学研究所の西澤章光博士および川澄義明氏、また JFT-2M における HIBP 計測に関しては日本原子力研究開発機構の神谷健作博士との協力によるものです。JFT-2M における実験は日本原子力研究開発機構の協力研究の下で行われたもので、JFT-2M グループ、JT-60U チームの皆様にご協力いただきました。また、核融合科学研究所の藤澤彰英博士、伊藤公孝教授、日本原子力研究開発機構の宮戸直亮博士、松本太郎博士、京都大学岸本泰明教授、九州大学伊藤早苗教授、永島芳彦博士に有益なコメントをいただきました。ここに記し、関係者皆様に感謝の意を表します。

参考文献

- [1] P.H. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, R35 (2005).
- [2] M.G. Shats and W.M. Solomon, Phys. Rev. Lett. **88**, 045001 (2002).
- [3] G.S. Xu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 125001 (2003).
- [4] Y. Nagashima *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 095002 (2005).
- [5] P. Schoch *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **74**, 1846 (2003).
- [6] A.V. Melnikov *et al.*, Proc. 30th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys (2003) **27A**, P3-114.
- [7] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93**, 165002 (2004).
- [8] Y. Hamada *et al.*, Nucl. Fusion **45**, 81 (2005).
- [9] T. Ido *et al.*, Proc. 20th IAEA Fusion Energy Conference, Vilamoura, 2004, Ex4-6Rb (Submitted to Nucl. Fusion).
- [10] H.Y.W. Tsui *et al.*, Phys. Plasma **B5**, 1274 (1993).
- [11] Y. Hamada *et al.*, Fusion Eng. Des. **34-35**, 663 (1997).
- [12] T. Ido *et al.*, accepted to Plasma Phys. Control. Fusion (2005).
- [13] Y. Hamada *et al.*, Nucl. Fusion **37**, 999 (1997).
- [14] T. Ido *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **70** partII, 955 (1999).
- [15] G.R. McKee *et al.*, Phys. Plasmas, **10**, 1712 (2003).
- [16] K. Hallatschek and D. Biskamp, Phys. Rev. Lett. **86**, 1223 (2001).
- [17] K. Itoh, K. Hallatschek and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, 451 (2004).
- [18] J.Y. Kim *et al.*, Phys. Plasmas **3**, 3689 (1996).
- [19] R.A. Moyer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 135001-1 (2001).