業 解説

LHD における 6 MeV 重イオンビームプローブ(HIBP)による 電位分布・揺動計測の現状と将来展望

井戸 毅^{1,2)},清水昭博¹⁾,西浦正樹¹⁾ ¹⁾核融合科学研究所,²⁾名古屋大学工学研究科エネルギー理工専攻

(原稿受付:2010年8月3日)

磁場閉じ込めプラズマ中に形成される電位分布および揺動の振る舞いとその閉じ込めへの影響を調べるために、大型ヘリカル装置(LHD)用重イオンビームプローブ(HIBP)の開発を行ってきた. HIBPとしては過去 最大規模となるため、長期の開発期間を要したが、本計測装置を設置した結果、LHDで生成される高温プラズマ 内部において初めて直接電位計測が行えるようになった.この結果、電位分布のパラメータ依存性、Geodesic Acoustic Mode (GAM)やアルヴェン固有モードの特性などが明らかになりつつある.

Keywords:

Heavy ion beam probe(HIBP), electric field, electrostatic potential profile, electrostatic potential fluctuation

1. はじめに

磁場閉じ込めプラズマ中の電場がプラズマの閉じ込めに 大きな影響を及ぼすことは広く認識されている[1].例え ば,熱輸送の大部分は電位揺動を伴う乱流に支配されてい ると考えられているが,プラズマ小半径方向に電場の勾配 が存在すると E×B フローシアが駆動され,これによって 乱流輸送が低減され,閉じ込めが改善される[2].さらに, 徴視的な乱流の非線形結合により,乱流のスケールよりも 大きな構造を持つ帯状流 (zonal flow)と呼ばれる流れ,す なわち電場構造が自発的に形成され,これがプラズマの輸 送を決める重要な要素であることが明らかになってきてい る[3,4].また,非軸対称系プラズマにおいては,電場は粒 子軌道を変えることにより新古典輸送を抑えることやロス コーンを減少させることが可能である.このように,磁場 閉じ込めプラズマの閉じ込めを理解する上で,電場の振る 舞いを理解することは必要不可欠である.

本解説で紹介する重イオンビームプローブ(<u>Heavy Ion</u> <u>Beam Probe: HIBP</u>)は磁場閉じ込め高温プラズマ内部の電 位を直接測定できる唯一の計測装置であり,上記のような 観点でのプラズマの閉じ込め研究に寄与しうる装置であ る.この手法は1960年代から始まった R.L. Hickock による H₂ビームプローブ[5]に端を発し,1970年に初めて電位分 布計測が可能であることが実証された[6].プローブビー ムは実験条件で決まる軌道に沿って検出器に達するので, あらゆる方向に発散する光を計測しなければならない分光 法に比べると,高い信号強度を得られやすく,マイクロ秒 程度の高時間分解能で電位揺動の計測を行える可能性を持 つ.また,検出されるビーム電流量の揺らぎからプラズマ 中の密度揺動の情報を得ることもできる.つまり,プラズ マの輸送現象の鍵となる電位分布と電位揺動および密度揺 動を同時に測定できる強力な計測器である.このため,こ れまでに様々な磁場配位の装置に適用されてきた[6-20]. 古くは ISX-Bトカマクにおける静電揺動駆動粒子束の直接 計測[21]や TEXTトカマクにおける熱流束の直接計測 [22],近年ではコンパクト・ヘリカル装置(CHS)におけ る帯状流の世界で初めての同定[23]など,重要な研究が行 われてきた.

核融合科学研究所の大型ヘリカル装置(LHD)において も電場研究の重要性は計画開始時より認識されており [24], LHD 計画の開始とともに LHD 用の HIBP(以下, LHD-HIBP)の開発が進められてきた[25,26]. LHD-HIBP に必要なビームエネルギーは MeV 領域に達し、当時経験 のあったナゴヤ・バンピー・トーラスでの 30 keV ビーム を用いたHIBP[12,13]での技術だけでは不十分であったた め、ヘリオトロン型装置 CHS 用の 200 keV HIBP[27]、ト カマク型装置 JIPP T-IIU 用[16] および JFT-2M 用[19]の 500 keV HIBP を設置し,技術開発を行った.この間,技術 開発とともに物理研究の面でも様々な成果が得られてい る. CHS における新古典論で予測される電場分岐の観測 [17]や電場分岐に起因する自励振動の発見[28],帯状流の 世界で初めての同定[23],乱流による帯状磁場構造の形成 の観測^[29], IIPP T-IIU における乱流の波数—周波数ス ペクトルの詳細な観測[30],帯状流の一種であるGeodesic acoustic mode (GAM) [31]や streamer [32]の 観 測, IFT-2MにおけるHモード遷移時の電位の遷移[33-35], GAM の時空間構造と乱流への影響[36,37],など核融合炉 開発研究面ではもちろん、強い非線形性を持つ非平衡系の 物性研究の面からも興味深い物理現象を明らかにしてき

Current Status of Electrostatic Potential Measurement Using 6 MeV Heavy Ion Beam Probe on LHD IDO Takeshi, SHIMIZU Akihiro, NISHIURA Masaki

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

た. LHDにおいてこれらの現象がどのように発現するのか を調べることは,核融合炉への外挿性を高めるという実用 面だけでなく,これまでの知識の検証と一般化という学術 研究の面でも重要であると考えられる.このような背景の 下での長期にわたる開発研究の結果,LHD-HIBPによる電 位計測が行えるようになり[38],新しい知識が得られつつ ある[39-42].

本解説ではLHD-HIBPシステムの概要とそれを用いてど のような結果が得られつつあるかを紹介するとともに,今 後の展望を示す.第2章ではHIBPの原理を説明する.第 3章でLHD-HIBPシステムを解説し,第4章でそれを用い た実験結果を2例紹介する.ここでは計測した電位分布の 結果と,揺動計測の例としてGAMの計測例を示す.最後 に第5章で今後の展望を示す.

2. HIBP の原理

本解説を読み進めるのに必要な HIBP の計測原理につい て簡単に紹介する.本学会誌の過去の小特集[43]の3.1.3 節にわかりやすく詳しい解説があるので,そちらも参照し ていただきたい.

図1にHIBPの概念図を示す.図1(a)はビーム軌道の模 式図である.重イオンビームを磁場に閉じ込められたプラ ズマに入射し(このビームを一次ビームと呼ぶ),プラズ マの中で電子またはイオンとの衝突により電離が進んで2 価になったイオン(二次ビームと呼ぶ)を取り出す.一次 ビームと二次ビームは,電荷(q)の違いによりラーモア半



図1 HIBPの概念図(a)ビーム軌道.(b)電位計測の概念図.横 軸(x)はビーム軌道上の位置,下図がプラズマ中の電位の ビーム軌道に沿った分布,上図がビームイオンの運動エネ ルギーを示す.



図2 LHD-HIBPの概略図.

径 (∝1/q) が異なるため,分離することができる.言い換 えると,計測対象が磁場閉じ込めプラズマであることが, この計測手法の適用条件である.入射位置と検出位置が決 まっているので,磁場強度,エネルギー,入射角度が決ま れば,検出できるビームの軌道と電離位置は一意に決ま る.後で示すが,この電離位置の電位の情報を得ることが できる.なお,ビーム径および検出スリットを大きさを考 慮すると,検出可能なビームの電離位置は有限の広がりを 持つ.この領域をサンプル体積と呼んでおり,この広がり が計測の空間分解能を表す.

次に電位計測の原理を示す. ビームイオンの運動エネル ギーとプラズマの電位を模式的に示したのが図1(b)であ る.入射したイオンがプラズマ中で電離されなければ、入 射前とプラズマ通過後のエネルギーは変わらない.しか し、プラズマの中で電離した場合は、1価イオンとして電 位の"山"を登り、2価イオンとして下るので、プラズマ 通過後のイオンの運動エネルギーは電離位置のポテンシャ ルエネルギー分だけ増加することになる.したがって、入 射イオンと検出イオンのエネルギーの差を測定することに よって電離した位置の電位を測定することができる. 電離 位置は、ラーモア半径を決める磁場強度とエネルギー、お よび入射角度によって決まるので、これらを変えることで 電離位置, すなわち測定位置を変えることができる. 通常 は、プラズマ放電中に入射角度を掃引することによって測 定位置を小半径方向に動かし、電位分布計測を行う. なお、 二次ビームのエネルギーの変化量は元のビームエネルギー よりも十分に小さい. 具体的に LHD の場合は、元のビーム エネルギーがMeV, プラズマ電位による二次ビームエネル ギーの変化は keV 程度である. このため, エネルギーの変 化によるビーム軌道および電離位置のずれは無視できる.

次に,検出される二次ビーム電流 (*I*_s) に注目する.二次 ビーム電流は

$$I_{\rm s} = I_0 \frac{q_{\rm s}}{q_{\rm p}} A_{\rm p} A_{\rm s} \frac{\langle \sigma_{\rm p,s}, v_{\rm r} \rangle}{v_{\rm b}} n_{\rm e}(x_{\rm i}) \,\mathrm{d}x_{\rm i} \tag{1}$$

Commentary

と表すことができる.ここで, I_0 は入射された一次ビーム 電流, $q_p \ge q_s$ は一次ビームと二次ビームの電荷, $A_p \ge A_s$ は一次ビームと二次ビームのプラズマ中での減衰, $\sigma_{p,s}$ は一次ビームイオンから二次ビームイオンへのイオン化断 面積, v_r はビームイオンとビームイオンをイオン化する粒 子(ターゲット粒子)との相対速度, v_b はビームイオンの 速度, $\langle\rangle$ はターゲット粒子の速度分布関数についての平 均, $n_e(x_i)$ はイオン化点 x_i における電子密度, dx_i はサンプ ル体積の広がりを表す.なお, A_p , A_s は

$$A_{i} = \exp\left(-\int n_{e} \frac{\langle \sigma_{i} v_{r} \rangle}{v_{b}} dx\right), \quad (i = p, s)$$
(2)

と表され(ここで積分は各ビームの軌道に沿った積分), 密度に強く依存する.通常は数µA~100µA 程度の一次 ビームを入射し,数nAから100nA程度の二次ビームを計 測する.10nA程度の二次ビームが得られる場合,1マイ クロ秒あたり10,000個以上の粒子数を含んでいるため統計 的揺らぎが小さく,精度の良い計測が可能である.また, 一次ビームのパワーは対象とするプラズマの持つエネル ギーに比べると微少であり,静電プローブのような構造物 も挿入しないため,プラズマ自体に影響を与えることなく 測定できる点が長所の一つである.

二次ビーム電流の揺らぎ(δI_s)を考えてみると

$$\frac{\delta I_{\rm s}}{I_{\rm s}} = \frac{\delta n_{\rm e}}{n_{\rm e}} + \frac{\delta A_{\rm p}}{A_{\rm p}} + \frac{\delta A_{\rm s}}{A_{\rm s}} + \frac{\delta \langle \sigma_{\rm p,s}, v_{\rm r} \rangle}{\langle \sigma_{\rm p,s}, v_{\rm r} \rangle} \tag{3}$$

となる.右辺第1項はイオン化点での局所的な密度揺動を 表す.第2項と第3項はそれぞれ一次ビームと二次ビーム 軌道上の密度揺動による減衰項の揺らぎを表し,軌道上の 密度揺動の積分量を反映する(線積分効果).第4項は, $\langle \sigma_{p,s}, v_r \rangle$ がプラズマの温度揺動を反映する量である.ただ し、多くの場合,温度依存性は密度依存性に比べて小さい (LHD-HIBPにおける温度依存性は文献[44]参照).ま た、第1項が線積分効果(第2,3項)より十分大きい場合 は、二次ビーム電流の揺らぎは局所的な密度揺動を反映す ることになる.

以上のように, HIBPは高温プラズマにおいて電位, 電位 揺動, 密度揺動を同時に同位置で測定することができるこ とから, 輸送研究を進める上で強力な計測器となってい る.*¹

短所としては,式(1)のA_pとA_sはプラズマの密度に対 して指数関数的に減少する,つまり密度とともにビームの 減衰が著しくなるため,高密度プラズマ中での計測が困難 になることが挙げられる.

また,比較的装置規模が大きくなるという点も実際に導入する際の障壁となる.ビームをプラズマに入射し,さらに取り出すには,プラズマ閉じ込め装置のサイズ程度の ラーモア半径をもつイオンが必要である.必要なエネル ギー (E_0) はおよそ $E_0 \sim (qBL)^2/M$ (ここで, q はビームイ オンの電荷, B は磁場強度, L は軌道の半径)と表される. 例として,LHDに適用する場合を考えてみよう.LHDは主 半径3.9 m, プラズマの平均小半径約0.6 m, 磁場強度約3 T のヘリカル装置である. HIBP としてq=1 C, $B\sim3$ T, $L\sim1$ m, M=197 amu を考えると, $E_0\sim4.4$ MeV となり MeV オーダーの高エネルギー重イオンビームが必要とな る.実際にビームの軌道計算を行って設計すると,磁場強 度3 T で計測を行うには6 MeV のビームが必要となる[25].こ のような高エネルギービームを生成,輸送するために大き な装置が必要となる.

3. LHD-HIBP システム

LHD-HIBP システムの概略図を図2に示す.前述のとお り高エネルギービームを用いるため,計測器としては大き な規模の装置となっている.それまでで最大規模のHIBP はTEXT-Uトカマクの2MeVビームを用いた装置[11]で あったが,その単純な大型化では装置建設や運用の面で限 界があったため,LHD-HIBP のために独自に新しい技術開 発を行ってきた.

以下に, HIBP システムをビーム生成, 輸送, 検出の 3 つ の部分に分けて紹介する.

3.1 ビーム生成系(負イオン源,タンデム加速器)

HIBP に必要な定常ビームを加速できる静電加速器の加 速方式にはシングル・エンド型とタンデム型の2種類が存 在する.前者はイオン源部に直流高電圧を印加してイオン を加速する方式であり、これまでの HIBP においてはこの 方式が用いられてきた.後者は加速器内の中央にイオンか ら電子を剥ぎ取るストリッパーが設置され、ここに正の直 流高電圧が印加される. ここに1価の負イオンを入射する とストリッパーまで印加電圧に相当するエネルギーに加速 される.加速された負イオンはストリッパーによって電子 を剥ぎ取られて正イオンになるため、印加電圧によりもう 一度加速される. 1価の正イオンを取り出す場合は、印加 電圧の2倍に相当するエネルギーまで加速することができ る.このように印加電圧を効率よく使えることがタンデム 加速器の特長である. 高エネルギービームが必要な LHD-HIBP ではこのタンデム加速器を用い、装置の小型化が図 られている.

HIBP による電位計測はビームエネルギーの変化量より 測定するので,加速電圧の安定性はプラズマ電位計測の分 解能を決める要素の一つである.加速電圧の揺らぎの2乗 平均平方根 (RMS) は,LHD の低磁場実験(~1.5 T)のた めの低エネルギー運転時(0.75 MV)は5 V,高磁場実験 (2.829 T)のための高エネルギー運転時(2.653 MV)は 230 V 程度である.低エネルギー運転時は計測上問題ない が,高エネルギー運転時の揺らぎは注目する電位分布の変 化と同程度であるため無視できない.この揺らぎによる誤 差を抑制するために,加速電圧のフィードバック制御シス テムを構築し,2009年度の実験より試験的な運用を開始し ている.

タンデム加速器を用いるには、入射粒子として負イオン が必要である.重イオンビーム源としては、LHD-HIBP 設計時に既に他の加速器実験で負イオン源として利用実績

*1 プラズマ内部の磁場揺動を計測できる可能性もある.詳細は文献[43]を参照.



図 3 LHD-HIBP 用負イオン源. 金の負イオン(Au⁻)を取り出す.

があったスパッタ型負イオン源[45,46]を採用し,開発を 進めてきた[47-49].

LHD-HIBP 用に開発された負イオン源を図3に示す.金 (Au)のターゲットに蒸気化したセシウムを付着させ,低 仕事関数の金属表面を作る.その表面をプラズマによりス パッタリングさせることで金の負イオン(Au⁻)を生成でき る.プラズマはフィラメントの熱電子放出によりアルゴン 等の希ガスをイオン化して生成する.負イオン源単体での 負ビーム電流量はAu⁻で最大で65µAが得られている [49].

イオン源から出力された負イオンはアインツェルレン ズ,偏向板,-50 kV静電加速管,セクターマグネット,静 電四重極レンズを経てタンデム加速器に入射される.これ らを用いて加速器に入射されるビームは現時点では10~ 15 μA である.加速器内のストリッパー・ガスセルにおけ るイオン化により,10~20%が1価の正イオン(Au⁺)に 変換されプローブビームとして用いられる.つまり,現時 点では数μA の正イオンがLHDプラズマに入射される.こ の値は JIPP T-IIU や CHS におけるビーム電流量(20~数 100 μA)に比べるとかなり少ない電流値であり,現在ビー ム電流増加のための開発を進めている.

3.2 ビーム輸送系

加速前の低エネルギービームに対する LHD 本体からの 漏れ磁場の影響を避けることと,加速器の保守作業を容易 にするという要請から,加速器は LHD 本体から離れた LHD 本体地下室に水平に設置された.このため,加速器出 口から LHD 本体への入射ポートまでビームを輸送するた めに全長約 20 m に及ぶビームラインの設置が必要となっ ている.加速器から射出されたビームには金の多価イオン が含まれるため,まず荷電分離器を通し,プローブビーム として用いる1価の正イオン (Au⁺)のみが選別され る.選別されたビームは,複数の静電レンズによってその ビーム形状を整形され,静電偏向器によって LHD からの 漏れ磁場によるビーム軌道のずれを補正されて入射ポート まで輸送される.

輸送された一次ビームはLHD下部ポートより入射され, 二次ビームは水平ボートより取り出される.各ボートには 八重極静電偏向器が設置されており,ビームの入射方向を 変えることによって計測位置を選択する.ビーム軌道は, 軸対称系装置においてはほぼポロイダル断面内あるが,へ リカル系においてはポロイダル断面だけでなく,トロイダ ル方向にも大きくずれる三次元曲線となるため,入射ポー トでの入射角度変更だけでなく,検出ポートでのビームの 制御が重要である.この制御手法として,CHS-HIBPにお いて開発された能動的軌道制御法[50]を採用している.

この八重極静電偏向器を用いてビームを制御して計測で きる領域を図4に示す.実際には各計測位置はこのポロイ ダル断面上にあるわけではなく、トロイダル方向(紙面奥 行き方向)に並んでいるが、磁力線をトレースして縦長ポ ロイダル断面に焼き直している.内寄せ配位(磁気軸位置 $R_{ax} = 3.60 \text{ m}$)では磁気軸近傍から規格化小半径(ρ)~0.7 まで、外寄せ配位(磁気軸位置 $R_{ax} = 3.90 \text{ m}$)では磁気軸近 傍から $\rho \sim 1.1$ まで測定することができる.計測領域の上側



図4 LHD-HIBPによる計測領域. (a)磁気軸大半径 R_{ax} = 3.60 m,磁場強度 B_T = 2.75 T, (b) R_{ax} = 3.75 m, B_T = 2.64 T, (c) R_{ax} = 3.90 m, B_T = 2.5385 T における計測可能位置. 図中の数字は HIBP のビームエネルギーを示す. 各曲線は各ビームエネルギーと磁場の組み合わせの時にビームを掃引して計測できる領域を示している.

Commentary

の制限はLHD 真空容器および検出器側ポート,下側の制限は入射側ポートによるものである.

ビーム径および収束特性はビームライン5か所において 回転ワイヤーを用いて測定されている.これを基にして求 めたサンプル体積の大きさ(空間分解能)は,計測位置に 依存するが,半径方向に約10mm程度である[51,40].

3.3 検出系(エネルギー分析器,検出器)

取り出された二次ビームは、エネルギー分析器へと導か れ、エネルギーの変化量とビーム電流量の変化量が分析さ れる.

エネルギー分析器としては、従来のHIBPでは30°入射平 行平板静電エネルギー分析器[52]が用いられてきた.こ の分析器は、ビームの分析器への入射角度が30度近傍であ れば、入射角のずれに対して二次の収束特性を持つため、 入射角のずれによるエネルギー分析の誤差を抑えることが できるという特長を持つ.しかし、LHD-HIBPで使用する には1 MV 程度の高電圧が必要となり、耐電圧の観点から 現実的には使用が困難である.そのため新しく平行平板を 二段に組み合わせたタンデム静電エネルギー分析器[53] を開発した(図5).これにより、6 MeVの二次ビームの分 析に必要な電圧を 56.5 kV(前段)と113.6 kV(後段)に抑 えることができると同時に、入射角依存性を抑えることが できている[38].

このエネルギー分析器を用いる場合,ビームのエネル ギーの変化量は検出器面へのビームの到達位置の変化とし て測定される. 10 eV 程度の電位の揺らぎを計測するには µm オーダーの高い精度で位置揺らぎを測定できる検出器 が必要である.通常,HIBP では近接した2枚の検出板に よってビームを検出し,その2つのビーム電流の差から ビームの動きを検出する.LHD-HIBP でもこの方式を採用 している.また,検出ビーム電流は10 nA 程度以下と微少 であり,さらにその揺らぎを測定する必要があるので,電 流値の測定の面でも高い精度が要求される.そのため,検 出板前面にマイクロ・チャンネル・プレート(MCP)を置 き,電流信号を増倍して検出している.これにより揺らぎ まで含めたビーム電流の検出が可能となっている.

イオン源から検出器までの全システムにビームを通し, ビームエネルギーの分析を行った結果を図6に示す.この 実験では,入射ビームのエネルギーを変え,そのビームの エネルギーを分析している.システム全体を通してエネル ギー分析ができること,および実測として ΔW_b/W_b = 2.5



図5 タンデム静電エネルギー分析器.

×10⁻⁵までのエネルギー分解能が確認できている.

2章に示したとおり、二次ビーム信号強度は密度に強く 依存しており、密度の上昇とともに信号強度は減少する. 現時点では、電位分布の計測を行うには線平均電子密度が 1.5×10¹⁹(m⁻³)以下のプラズマに限られている.

周波数応答性は MCP とアンプの特性で決まり,150 kHz である.ただし,電位分布計測時には計測位置を掃引する 必要があるため,その掃引周波数(10 Hz)で電位分布が得 られる.

4. 計測例

本章ではLHD-HIBPを用いた計測例を紹介する.まず電 位分布計測の結果を新古典論によって予測される電場と比 較する.その後,電位揺動計測例として高速イオンによっ て励起されたと考えられる GAM の電位揺動を紹介する. 4.1 分布計測

新古典論によれば、ヘリカル・プラズマにおける径方向 粒子束は電場に依存し、径方向粒子束の両極性条件が満た されるように電場が決定される.これまでの CHS[17] や LHD[54]における研究において電子内部輸送障壁形成時 に大きな正電場が形成されていることが測定されており, この電場は新古典粒子束の両極性条件によって説明できる ことがわかっている. なお, この大きな正電場は電子ルー ト電場と呼ばれており、この電場に起因する閉じ込め改善 は Core-Electron-Root-Confinement (CERC) と呼ばれ、非 軸対称系プラズマに共通して見られている[55].また, LHD の境界近傍の電場の振る舞いが新古典論と定性的に 一致することは[56]に示されている.これまでに得られた 知識をさらに一般化していくためには、より広いパラメー タ領域においてモデルの検証を進めていくことが必要であ る. その一例として行った電子密度ランプアップ時のコア 領域での電位分布の変化の計測例[41.57.58]を示す。



図6 エネルギー分析の結果. 横軸はエネルギー変化量(ΔWb), 縦軸は検出されたビームエネルギーの変化量を,それぞれ 基準となるエネルギー(Wb)に対する割合としてプロット している. Wb = 4.260 MeVの場合(○)と1.134 MeV(■) の場合の結果を示している.

この放電は,図7(a),(b)に示すように,ECH でプラズ

マを生成した後、NBI でプラズマを維持し、ガスパフ制御 により線平均密度を $0.2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ から $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ まで ランプアップさせている. この時, Thomson 散乱計測によ り測定された電子温度分布と HIBP により計測された電位 分布をそれぞれ図7(c),(d)に示す. ECH 重畳時における 電子温度はプラズマ中心で約3 keV で中心近傍に急勾配を 持つ分布となっている.一方,NBI 単独加熱時においては プラズマ中心で約1 keV で全体に緩やかな勾配を持つ分布 となっている.この時の電位分布をみると,ECH 重畳時に は中心まで負の勾配(正電場)が形成されており,NBI 単独加熱時は規格化小半径 $\rho \sim 0.45$ の内側では正の勾配 (負電場),外側では負の勾配(正電場)が形成されている. このように,電位分布が密度,温度に密接に関係している ことがわかる.

先に述べたように、ヘリカル系の電位分布(電場)を決 定する物理機構の一つは新古典輸送と考えられている.そ こで、計測された電位分布から求めた電場とGSRAKE



図 7 (a) 加熱(ECH, NBI)のタイミング.(b)線平均電子密度の 時間変化.(c)電子温度分布.(d)電位分布.実験条件は, 磁気軸位置 3.75 m(LHDにおける標準的な磁場配位),磁 場強度 1.5 T, HIBPのビームエネルギー1.376 MeVである. 1.6 秒における密度の上昇は不純物ペレットの入射による もの.

コード[59]を用いて新古典両極性条件から求めた電場を比較した結果を図8に示す.新古典両極性条件は,電子温度の高い(a)では全領域で正電場を予測しており,(b)と(c)においては $\rho < 0.3$ では負電場(イオンルート)を予測している.ここでは,計測値と新古典予測値は良く一致している.ここでは,計測値と新古典予測値は良く一致している.一方,(b)と(c)の $\rho > 0.3$ では正電場(電子ルート)と負電場(イオンルート)の2根が新古典両極性条件を満たす.計測値は,内側にあるイオンルート電場と外側の電子ルート電場を繋ぐような分布であることを示している.つまり,新古典両極性条件が一根のみ持つ場合は,新古典電場は実験結果を良く説明しており,二根を持つ場合は,実際の電場分布はそれらの間を繋ぐような分布となっていることがわかる.

プラズマ内部にイオンルート電場(負電場)と電子ルー ト電場(正電場)の接合領域(界面と呼ばれている[1])が 存在していることは電場シアが存在していることを意味 し,大きな電場シアの形成は乱流の抑制につながることも 期待されている[60].電場シアを議論する上では,電場の 大きさだけではなく,その変化の空間幅や空間位置が重要 である.空間幅の決定機構の一つの候補としては乱流との 関係が提案されている[61].また,その空間位置の決定原 理については[1]において示されている.今後 HIBP を用い た電位分布計測の進展により,それらの理論的予測の検証 が進み,電場及び電場シアの形成機構の解明と,電場が関 わるプラズマ輸送の理解が進むと期待される.

4.2 摇動計測

HIBP の特長の一つは高時間分解能計測の可能性を持つ ことである.この項ではLHD-HIBPによる電位揺動と密度 揺動計測の例として電子サイクロトロン電流駆動 (ECCD)による磁気シア制御時に見られるGeodesic Acoustic Mode (GAM)の計測結果[40-42,57]を紹介する. GAM[62]は乱流の非線形結合によって駆動される帯状流 (zonal flow)の一種として現れるモードであり,乱流輸送 研究分野において精力的に研究が進められている [4,63,64].一方,GAMは高速イオンによっても励起され ることも知られており[65-68],LHDにおいても高速イオ ン励起 GAMが観測されている[69].HIBPは,GAMに伴 う電位揺動と密度揺動を直接的に,かつ局所的に計測する ことができるため,その特性を調べるのに適した計測器で ある.

実験では、ビーム駆動電流ができるだけ流れないように Co方向とCounter方向の接線NBIを入射してプラズマを維 持し、放電の途中に ECCD により中心近傍で回転変換分布 を増加させ、反転磁気シア(もしくは弱磁気シア)配位を 形成した[70,42]. **図9**に磁気プローブによって測定した 磁場揺動と HIBP によって測定した電位揺動のスペクトロ グラムを示す.ただし、この時 HIBP の計測位置はプラズ マ中心から $\rho \sim 0.4$ までを 10 Hz で掃引しているので、電位 揺動のスペクトログラムは揺動の時間変化とともに空間分 布の情報も含んでいる.時刻 1.0 s からの ECCD 重畳後、磁 場揺動には50 kHz から200 kHz の周波数領域に複数のモー ドが存在するが、その周波数は数 100 ms の時定数で減少



図8 HIBPによる電位分布計測から求めた電場分布と、新古典両極性条件から求めた電場分布の比較.(a),(b),(c)はそれぞれ図7の A, C, Eの時間帯の分布.

し, ECCD停止後(1.6 s), 再び上昇する様子が見られる. こ の周波数シフトは,回転変換分布の変化に伴うシア・アル ヴェンスペクトルの周波数の変化を反映していると考えら れ,反転磁気シア誘起アルヴェン固有モード (RSAE)と推 測される.

次に、電位揺動のスペクトログラムを見てみる.上記の 周波数掃引モードは電位揺動スペクトログラムにも見られ ている.それらに加え、ECCD中に32kHz,ECCD停止直 後に20kHzの一定周波数を持つ揺動が観測されている.こ れらの揺動の周波数は理論的に予測されるGAM周波数と 同程度であり、電子温度の0.5 乗に比例している[57].こ の揺動は、強度は小さいが有限の大きさの磁場揺動成分を 持っている.このため、磁気プローブ・アレイによる磁場 揺動の位相差を調べることでモード構造を調べることがで き、トロイダルモード(n)がゼロであることが明らかに なっている[42].周波数、およびモード構造から判断する と、この揺動はGAMであると考えられる.また、このモー ドは、高速イオンの供給源である接線NBIのない放電では 観測されておらず、高速イオンによって誘起されたGAM であると推測されている.

HIBP を用いることによりプラズマの内部で揺動を直接 計測できるので、それらの空間分布を直接調べることがで きる.測定された揺動パワーの空間分布を図10に示す. GAM は磁気軸近傍に存在しており、より高い周波数を持 つアルヴェン固有モードはより外側に存在していることが わかる.この GAM に伴う電位揺動の振幅は数 100 V であ り、磁場揺動に伴う磁気面の揺らぎだけでは説明でないこ とから、このモードは静電揺動成分を持っていることがわ かる.さらに、この静電揺動が空間的に局在していること から、径方向電場揺動、つまり乱流駆動の帯状流と同じよ うに流れの揺らぎを伴っていることが明らかになった[42].

これまでの乱流駆動 GAM の研究においては GAM と背 景乱流の相互作用が観測されており [36,71-73], LHD で観 測された高速イオン励起と考えられる GAM に関しても同 様の現象が観測される可能性があるが,現時点では観測さ れていない.これに関しては,現時点では S/N の観点から 乱流計測が不十分であるため結論が出せていない.次章に



図9 (a)磁気プローブによって計測された磁場揺動のスペクト ログラム.(b)HIBPの計測位置の時間変化.(c)HIBPに よって計測された電位揺動のスペクトログラム.(電位揺動 信号に10 ms毎に現れている縦のラインは,真空容器によっ てビームが切られて信号強度が下がっていることを示す.)

述べる今後のLHD-HIBP システムの改良により,GAM と乱流との関連の有無が明らかになることが期待される.

5. まとめと今後の展望

LHD において HIBP の開発を進めた結果,電位計測が行 えるようになり,新しい情報が得られ始めた.

電位分布の詳細な計測は,新古典論による電場形成の適 用可能性の検証に繋がり,電場形成機構の理解の一般化に 寄与すると期待できる.また,電場遷移領域近傍において は遷移がどこでどの程度の広がりを持って存在するかは, 電場形成機構の解明とともにその電場シアと輸送との関連 という観点から今後の重要な研究課題の1つである.

HIBPの特長の一つである揺動計測に関しては、計測例 の後半で示したような高速イオン励起モードおよびGAM のような比較的大きな振幅を持つコヒーレントなモードが 測定できており、局所計測の結果はそれらの性質を明らか にしつつある. GAMに関しては, その周波数が音速に依存 しているため, その局所的な測定から実効的な質量, 例え ば核燃焼プラズマ中における燃料比, を見積ることが提案 されている[74,75].また, GAM のような低周波電場揺動 は, バルクプラズマにも何らかの影響を与える可能性があ り, それらの検証が今後進むと考えられる.

ただし,バルクプラズマの輸送を考えるには微視的乱流 や乱流駆動帯状流の振る舞いを知ることが重要であるが, 現時点では S/N 不足により測定できていない.特に帯状流 は,熱輸送に関して LHD において見られる磁場配位依存 性[76,77]や今後の重水素を用いた実験で重要になってく る質量依存性[78]の要因の候補であり,その検証は極めて 重要な研究課題である.

現時点では、プローブビームの減衰が小さい低密度(線 平均電子密度~ $0.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$)であれば、プラズマ中心近 傍において、電位揺動と規格化電子密度揺動をそれぞれ 40 V、0.4% 程度のノイズレベルで計測することができ る.例を図11に示す.規格化密度揺動信号には有意な大き さを持つ幅広い周波数広がりを持つ周波数スペクトルが得 られている(図11(a)).しかし、電位揺動スペクトル (図11(b))には GAM 成分以外に有意な成分は見られてい ない.ボルツマンの関係式($\delta n/n = e \delta \phi/T$)を仮定して密 度揺動から電位揺動を見積もると、図11(b)の灰色点線で 示したようなスペクトルとなる.この程度の電位揺動を測 定するには、少なくとも 2~3 倍以上信号強度を増加させ る必要がある.

信号強度を上げるための改良として、プローブビームの 高出力化と検出器の改良を進めている.イオン源単体での 最大出力としては実機での定常使用時の5倍以上の65µA のビームが得られている[49].イオン源の高出力での安定 動作のための改良とともに、イオン源から加速器までの



図10 (a)電位分布.(b),(c)はそれぞれ n=0,1モードのパワーの空間分布.ここで n はトロイダルモード数を表す.

ビームラインのビーム輸送効率の改善を進めている. これ により2倍近い改善は可能と考えられる. ただし, 放射線 発生装置であるタンデム加速器の運転制限により加速可能 電流は20µAまでに制限されている. このため, 出力電流 密度を増加させ, 同じ電流値でもより細いビームを使用す ることにより空間分解能を上げるという開発の方向も重要 である.

検出器に関しては,現在使用している検出器では検出効率が10分の1以下に劣化していることが,較正実験および 理論的な計算からわかっている.逆にいえば,検出器改良 により信号強度を10倍以上増加できる可能性がある.ただ し,検出効率とともに適切な位置分解能を持たせることも 必要である.現在,テストチェンバーにて試験を進めてい る.これらの開発が順調に進めば,少なくとも0.5× 10¹⁹ m⁻³程度の低密度プラズマにおいては乱流の電位揺動 計測が可能になると期待される.

上記以外にも,計測可能パラメータ領域を拡大するため のハードウェアの開発も進めており,その一つを紹介す る.HIBPは,ビーム軌道がプラズマ閉じ込め磁場によって 曲げられることが基本である.そのため,トカマクや RFP のように大きなプラズマ電流が流れ,それが時間的に変化 するような場合は,ビーム軌道が設計軌道からずれるた め,計測困難になる.無電流プラズマを生成し得るヘリカ ル系においても,電流駆動による回転変換分布制御実験を 行う場合があり[69],プラズマ電流により計測できなくな る場合がある.これらの問題に対処するため,デジタル・ シグナル・プロセッサ (DSP)を用いたビーム軌道の実時 間フィードバック制御システムの開発を進めている



図11 周波数スペクトルの計測例.(a) HIBP の規格化ビーム強度 揺動の周波数スペクトル.規格化密度揺動を反映する. (b)電位揺動の周波数スペクトル.灰色の点線で示したスペクトルはボルツマンの関係式を仮定して密度揺動から見 積もった電位揺動.

[79,80]. 現時点で空間1点での計測が可能となっており, 電位分布計測ができるように制御システムの改良を進めて いる.この手法は,ヘリカル系HIBPに限らず,トカマクや RFPにおいても適用可能である.また,フィードバック制 御電圧からプラズマ電流密度分布の情報も得られる可能性 があり,今後の発展が期待される開発事項である.

荷電粒子の振る舞いの源である電場(電位分布),プラ ズマの集団現象の原因であり結果でもある電位揺動の計測 は,核融合炉開発研究においてのみならず,プラズマを基 本原理から理解し,学術研究を推進するという面において も重要である.それらを直接計測できる HIBP による計測 は今後も重要な役割を担うと考えられる.LHD-HIBP 開発 の進展によって得られる新しい情報は,これまでの中小規 模装置で得られた知見をさらに拡充し,核融合炉開発研究 とプラズマ物理学の進展に寄与することが期待される.

謝辞

LHD-HIBPの開発にあたり、LHD実験グループおよび技 術部の方々に長期にわたる多くの支援をいただきましたこ と、感謝いたします.また、イオン源開発に関して同志社 大学の和田元教授、高エネルギー加速器研究機構の高木昭 博士、加速器の改善に関して神戸大学の谷池晃博士、日本 原子力研究開発機構の宇野定則博士、ビームのイオン化素 過程の研究に関してはレベデフ物理研究所 V.P. Shevelko 教授、俵博之教授、マケドニア科学技術アカデミー R.K. Janev 教授にご協力いただきましたことに感謝いたします.

参考文献

- [1] K. Itoh and S. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 1, (1996).
- [2] H. Biglari, P. Diamond and P. Terry, Phys. Fluids B 2, 1, (1990).
- [3] M.N. Rosenbluth and F.L. Hinton, Phys. Rev. Lett. 80, 724 (1998).
- [4] P.H. Diamond *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 47, R35 (2005).
- [5] R.L. Hickok, Rev. Sci. Instrum. 38, 142, (1967).
- [6] F.C. Jobes and R.L. Hickok, Nucl. Fusion 10, 195 (1970).
- [7] J.C. Hosea et al., Phys. Rev. Lett. 30, 839 (1973).
- [8] F. Bieniosek et al., Rev. Sci. Instrum. 51, 206, (1980).
- [9] P. Schoch et al., Rev. Sci. Instrum. 57, 1825, (1986).
- [10] G. Hallock *et al.*, Phys. Rev. Lett. **56**, 1248 (1986).
- [11] R.L. Hickok and P.M. Schoch, Rev. Sci. Instrum. 59, 1685, (1988).
- [12] K. Takasugi et al., Jpn. J. Appl. Phys. 23, 364, (1984).
- [13] H. Iguchi et al., Jpn J. Appl. Phys. 32, 1829 (1993).
- [14] K. Ishii et al., Rev. Sci. Instrum. 60, 3270, (1989).
- [15] J. Zielinski et al., Rev. Sci. Instrum. 61, 2961, (1990).
- [16] Y. Hamada *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion **36**, 1743 (1994).
- [17] A. Fujisawa et al., Phys. Rev. Lett. 79, 1054 (1997).
- [18] A.V. Melnikov, Czech. J. Phys. 49, 35, (1999).
- [19] T. Ido et al., Rev. Sci. Instrum. 70, partII 955 (1999).
- [20] D. Demers et al., Czech. J. Phys. 51, 1065, (2001).
- [21] G.A. Hallock, A.J. Wootton and R.L. Hickok, Phys. Rev.

Lett. 59, 1301 (1987).

- [22] C.P. Ritz et al., Phys. Rev. Lett. 62, 1844 (1989).
- [23] A. Fujisawa et al., Phys. Rev. Lett. 93, 165002, (2004).
- [24]「大型ヘリカル装置の基本設計」大型ヘリカル装置設計 グループ (1989).
- [25] A. Fujisawa et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 22, 395 (1994).
- [26] 「核融合科学研究所十五年史」核融合科学研究所(2006). (http://www.nifs.ac.jp/15history.html)
- [27] A. Fujisawa et al., 22nd IAEA Fusion Energy Conference, IAEA-CN-64/C1, (1996).
- [28] A. Fujisawa et al., Phys. Rev. Lett. 81, 2256 (1998).
- [29] A. Fujisawa et al., Phys. Rev. Lett. 98, 165001(2007).
- [30] Y. Hamada et al., Nucl. Fusion 37, 999, (1997).
- [31] Y. Hamada et al., Nucl. Fusion 45, 81, (2005).
- [32] Y. Hamada et al., Phys. Rev. Lett. 96, 115003, (2006).
- [33] Y. Hamada *et al.*, 17th IAEA Fusion Energy Conference, page PDP/01 (1998).
- [34] Y. Miura et al., Nucl. Fusion 41, 973-979, (2001).
- [35] T. Ido et al., Phys. Rev. Lett. 88, 055006, (2002).
- [36] T. Ido et al., Nucl. Fusion 46, 512 (2006).
- [37] T. Ido et al., Plasma Phys. Control. Fusion 48, S41 (2006).
- [38] T. Ido et al., Plasma Fusion Res. 3, 031, (2008).
- [39] A. Shimizu et al., Plasma Fusion Res. 2, S1098, (2007).
- [40] T. Ido *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **79**, 10F318, (2008).
- [41] A. Shimizu et al., Plasma Fusion Res. 5, S1015, (2010).
- [42] T. Ido et al., 37th EPS Conference on Plasma Physics (submitted to Plasma Phys. Control. Fusion). (2010).
- [43] 井口春和:プラズマ・核融合学会誌 78,521 (2002)
- [44] M. Nishiura, et al., Plasma Fusion Res. 2, S1099, (2007).
- [45] Y. Mori *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. A 273, 5 (1988).
- [46] G. Alton, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sec. B 37, 45 (1989).
- [47] M. Sasao et al., Rev. Sci. Instrum. 63, 2726 (1992).
- [48] A. Taniike et al., IEEE Trans. Plasma Sci. 22, 430 (1994).
- [49] M. Nishiura et al., Rev. Sci. Instrum. 77, 03A537, (2006).
- [50] A. Fujisawa *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **63**, 3694, (1992).
- [51] T. Ido *et al.*, Plasma Fusion Res. 2, S1100, (2007).
- [52] T.S. Green and G.A. Proca, Rev. Sci. Instrum. 41, 1409, (1970).
- [53] Y. Hamada et al., Rev. Sci. Instrum. 68, 2020, (1997).
- [54] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 85003, (2003).
- [55] M. Yokoyama et al., Nucl. Fusion 47, 1213 (2007).
- [56] K. Ida et al., Nuclear Fusion 45, 391 (2005).
- [57] T. Ido et al., Plasma Sci. Tech. 11, 460, (2009).
- [58] T. Ido et al., Fusion Sci. Tech. 58, 436 (2010).
- [59] C. Beidler and W. D'haeseleerts, Plasma Phys. Control. Fusion 37, 463, (1995).
- [60] H. Sanuki et al., J. Phys. Soc. Jpn 69, 445, (2000).
- [61] S. Toda and K. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion 44, 325 (2002).
- [62] N. Winsor, J.L. Johnson and J.M. Dawson, Phys. Fluids 11, 2448 (1968).
- [63] 藤澤彰英 他:プラズマ・核融合学会誌 81,971 (2005).
- [64] A. Fujisawa et al., Nucl. Fusion 47, S718 (2007).
- [65] H. Berk et al., Nucl. fusion 46, S888 (2006).
- [66] R. Nazikian et al., Phys. Rev. Lett. 101, 185001, (2008).
- [67] G. Fu, Phys. Rev. Lett. 101, 185002, (2008).
- [68] F. Zonca and L. Chen, EPL (Europhysics Letters) 83, 35001

(2008).

- [69] K. Toi *et al., 22nd IAEA Fusion Energy Conference*, Geneve, EX P8-4 (2008).
- [70] S. Kubo *et al.*, 22nd IAEA Fusion Energy Conference, Geneve, EX P6-14 (2008).
- [71] G. McKee et al., Phys Plasmas 10, 1712-19, (2003).
- [72] Y. Nagashima *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 49, 1611 (2007).
- [73] K. Zhao et al., Phys. Plasmas 14, 122301, (2007).
- [74] B. Breizman et al., Phys. Plasmas 12, 112506, (2005).

- [75] S. Itoh et al., Plasma Phys. Control. Fusion 49, L7 (2007).
- [76] H. Yamada *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 43, A55, (2001).
- [77] T. Watanabe, H. Sugama and S. Ferrando-Margalet, Phys. Rev. Lett. 100, 195002, (2008).
- [78] H. Sugama and T. Watanabe, Phys. Plasmas 16, 056101, (2009).
- [79] S. Nakamura et al., submitted to Plasma Fusion Res. (2010).
- [80] A. Shimizu et al., submitted to Rev. Sci. Instrum. (2010).



井 戸 毅

核融合科学研究所ヘリカル研究部准教授, 名古屋大学工学研究科エネルギー理工学専 攻協力講座担当.名古屋大学工学研究科博 士課程修了,工学博士.磁場閉じ込めプラ

ズマ中の電位分布形成, 揺動とプラズマの輸送の関係に関心 を持って実験を行っています. 今年度から名古屋大学エネル ギー理工専攻の担当を拝命しました. 学生の方で, 今回の解 説記事に興味をもたれた方, LHDでの実験に興味のある方は 是非おいでください.



清水昭博

名古屋大学大学院工学研究科エネルギー理 工学専攻博士後期課程修了.工学博士.現 在,核融合科学研究所大型へリカル研究部 高温プラズマ物理研究系助教.大型へリカ

ル装置 LHD の重イオンビームプローブシステムの改良を進 めており、ポテンシャルおよび密度の揺動データを精度良く 測定することをめざして頑張っています.



西浦正樹

1999年総合研究大学院大学数物科学研究科 核融合科学専攻博士課程修了(理学).日本 学術振興会特別研究員,理化学研究所基礎 科学特別研究員を経て2003年より核融合科

学研究所助教.大型ヘリカル装置 LHD で重イオンビームプ ローブによるプラズマポテンシャル計測と高エネルギー粒子 (アルファ粒子)計測に従事している.最近は協同トムソン散 乱計測による波動・プラズマの振る舞いと格闘中.家では 飼っているメダカとグッピーが増殖中.