



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 $E \times B$ 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, 微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 (Heavy Ion Beam Probe: HIBP) 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 H_2 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], JIPP T-IIU における乱流の波数一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, JFT-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

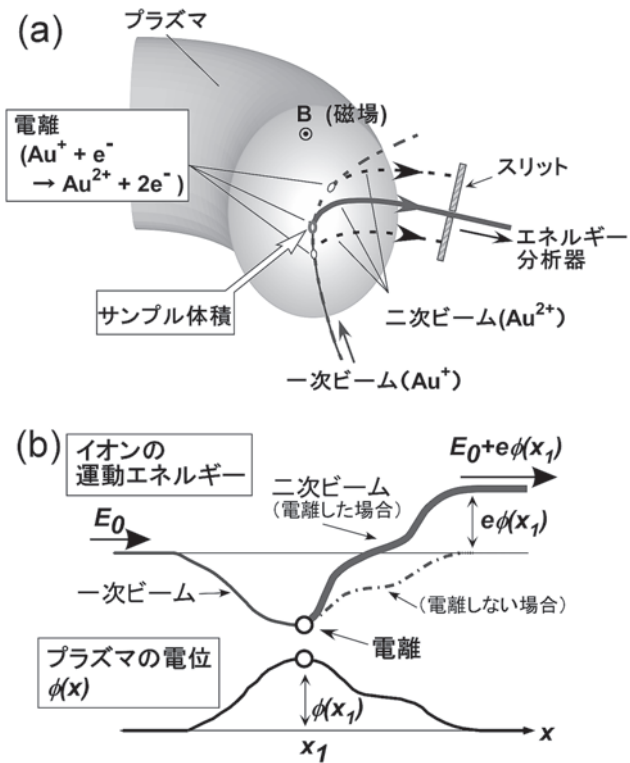


図1 HIBPの概念図 (a)ビーム軌道, (b)電位計測の概念図. 横軸(x)はビーム軌道上の位置, 下図がプラズマ中の電位のビーム軌道に沿った分布, 上図がビームイオンの運動エネルギーを示す.

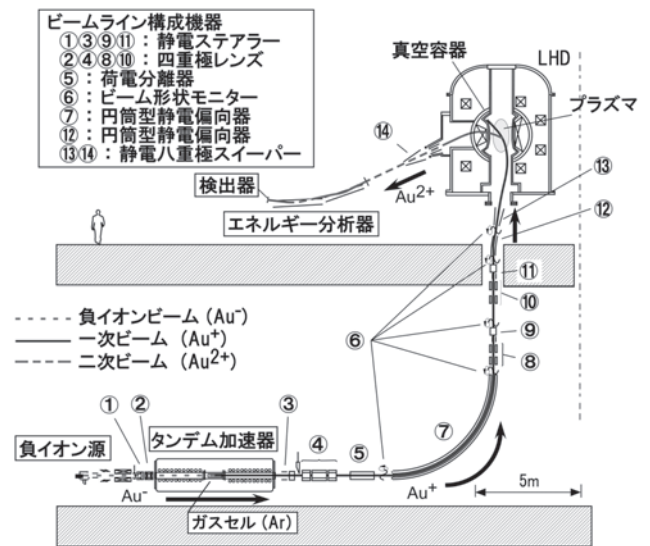


図2 LHD-HIBPの概略図.

径($\propto 1/q$)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

$$I_s = I_0 \frac{q_s}{q_p} A_p A_s \frac{\langle \sigma_{p,s}, v_r \rangle}{v_b} n_e(x_i) dx_i \quad (1)$$

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 と q_s は一次ビームと二次ビームの電荷、 A_p と 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

$$A_i = \exp\left(-\int n_e \frac{\langle \sigma_i v_r \rangle}{v_b} dx\right), \quad (i = p, s) \quad (2)$$

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 A~100 A 程度の一次ビームを入射し、数 nA から 100 nA 程度の二次ビームを計測する。10 nA 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

$$\frac{\delta I_s}{I_s} = \frac{\delta n_e}{n_e} + \frac{\delta A_p}{A_p} + \frac{\delta A_s}{A_s} + \frac{\delta \langle \sigma_{p,s}, v_r \rangle}{\langle \sigma_{p,s}, v_r \rangle} \quad (3)$$

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、 $B \sim 3$ T、 $L \sim 1$ m、 $M=197$ amu を考えると、 $E_0 \sim 4.4$ 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 2 MeV 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。

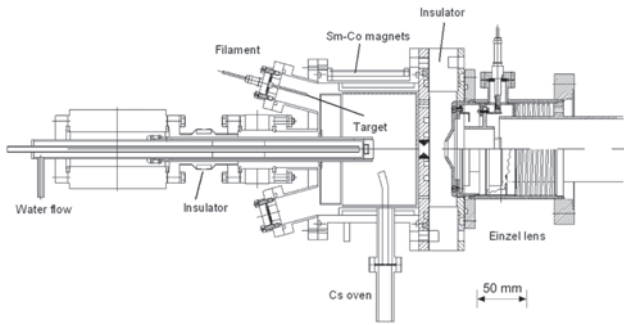


図3 LHD-HIBP用負イオン源. 金の負イオン(Au^-)を取り出す.

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. 負イオン源単体の負イオン電流量は Au^- で最大で65 A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イオンは現時点では $10\sim 15\text{ A}$ である. 加速器内のストリッパ・ガスセルにおけるイオン化により, $10\sim 20\%$ が1価の正イオン(Au^+)に変換されプローブイオンとして用いられる. つまり, 現時点では数 A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におけるイオン電流量($20\sim$ 数 100 A)に比べるとかなり少ない電流値であり, 現在イオン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イオンに対する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イオンを輸送するために全長約20 mに及ぶイオン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イオン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, プローブイオンとして用いる1価の正イオン(Au^+)のみが選別される. 選別されたイオンは, 複数の静電レンズによってそのイオン形状を整形され, 静電偏向器によってLHDからの漏れ磁場によるイオン軌道のずれを補正されて入射ポートまで輸送される.

輸送された一次イオンはLHD下部ポートより入射され, 二次イオンは水平ポートより取り出される. 各ポートには八重極静電偏向器が設置されており, イオンの入射方向を変えることによって計測位置を選択する. イオン軌道は, 軸対称系装置においてはほぼポロイダル断面内にあるが, ヘ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, 検出ポートでのイオン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イオン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

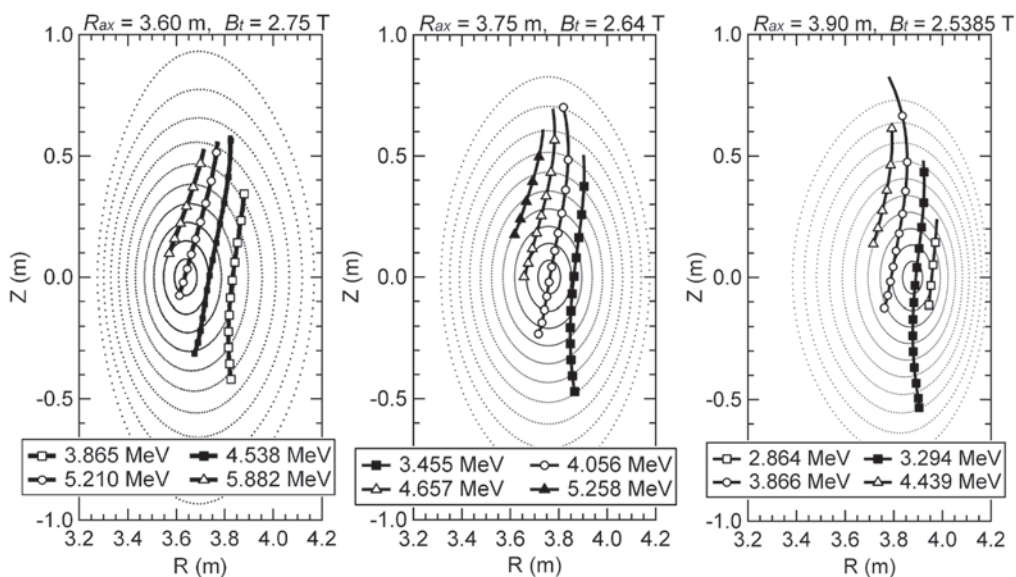


図4 LHD-HIBPによる計測領域. (a)磁気軸大半径 $R_{ax}=3.60\text{ m}$, 磁場強度 $B_T=2.75\text{ T}$, (b) $R_{ax}=3.75\text{ m}$, $B_T=2.64\text{ T}$, (c) $R_{ax}=3.90\text{ m}$, $B_T=2.5385\text{ T}$ における計測可能位置. 図中の数字はHIBPのイオンエネルギーを示す. 各曲線は各イオンエネルギーと磁場の組み合わせの時にイオンを掃引して計測できる領域を示している.

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1MV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，6MeVの二次ビームの分析に必要な電圧を56.5kV(前段)と113.6kV(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。10eV程度の電位の揺らぎを計測するにはm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10nA程度以下と微小であり，さらにその揺らぎを測定する必要があるため，電流値の測定の間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 $\Delta W_b/W_b = 2.5$

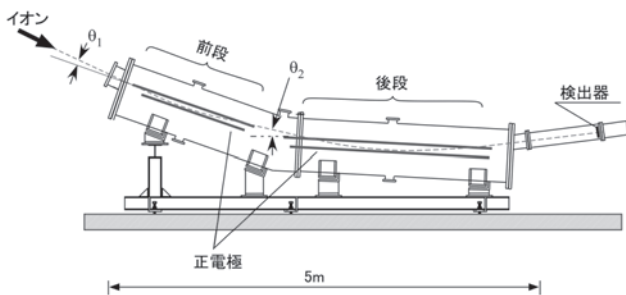


図5 タンデム静電エネルギー分析器。

$\times 10^{-5}$ 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 $1.5 \times 10^{19}(\text{m}^{-3})$ 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，150kHz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ので，その掃引周波数(10Hz)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。

この放電は，図7(a), (b)に示すように，ECHでプラズ

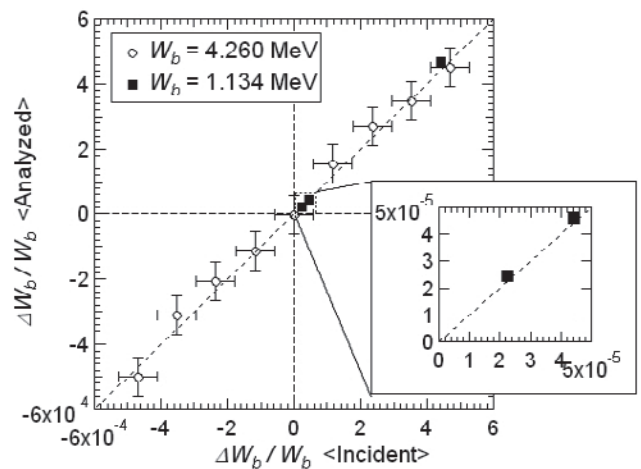


図6 エネルギー分析の結果。横軸はエネルギー変化量(ΔW_b)，縦軸は検出されたビームエネルギーの変化量，それぞれ基準となるエネルギー(W_b)に対する割合としてプロットしている。 $W_b = 4.260$ MeVの場合(○)と1.134 MeV(■)の場合の結果を示している。

マを生成した後、NBIでプラズマを維持し、ガスバ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

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。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 揺動計測

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 で掃引しているため、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

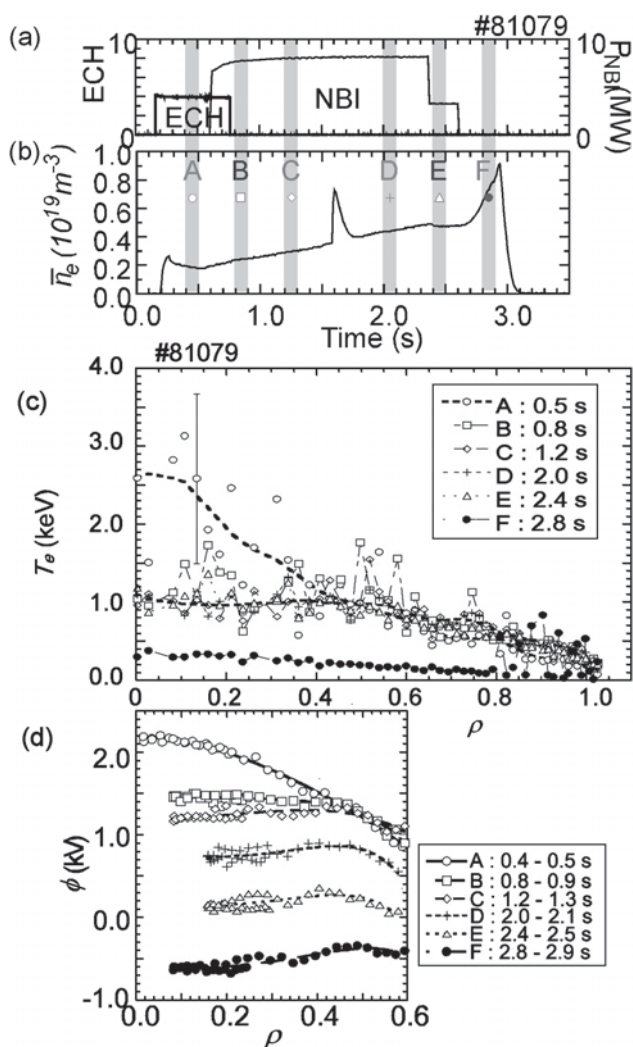


図 7 (a)加熱 (ECH, NBI) のタイミング。 (b)線平均電子密度の時間変化。 (c)電子温度分布。 (d)電位分布。実験条件は、磁気軸位置 3.75 m (LHD における標準的な磁場配位)、磁場強度 1.5 T、HIBP のビームエネルギー 1.376 MeV である。1.6 秒における密度の上昇は不純物ペレットの入射によるもの。

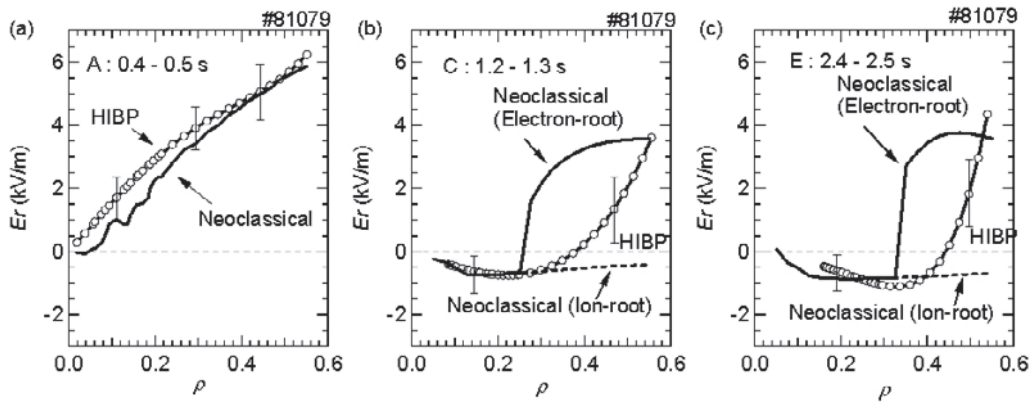


図8 HIBPによる電位分布計測から求めた電場分布と、新古典両極性条件から求めた電場分布の比較。(a), (b), (c)はそれぞれ図7のA, C, Eの時間帯の分布。

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32 kHz, ECCD停止直後に20 kHz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きないことから、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

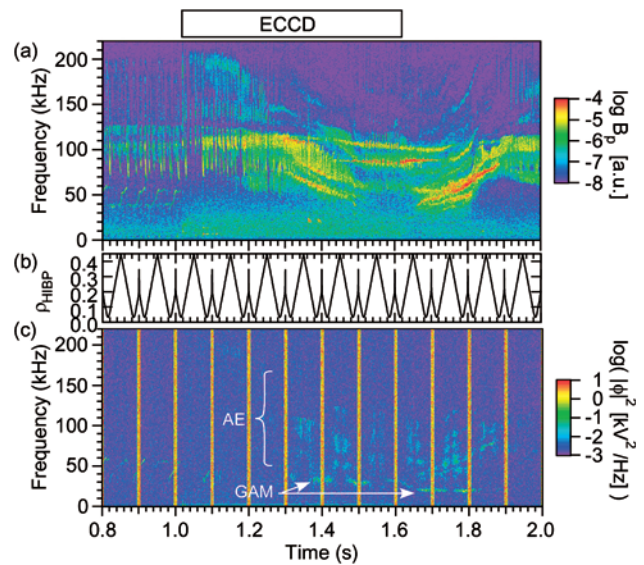


図9 (a)磁気プローブによって計測された磁場揺動のスペクトログラム。(b)HIBPの計測位置の時間変化。(c)HIBPによって計測された電位揺動のスペクトログラム。(電位揺動信号に10 ms毎に現れている縦のラインは、真空容器によってビームが切られて信号強度が下がっていることを示す。)

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 $\sim 0.1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ）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65 A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

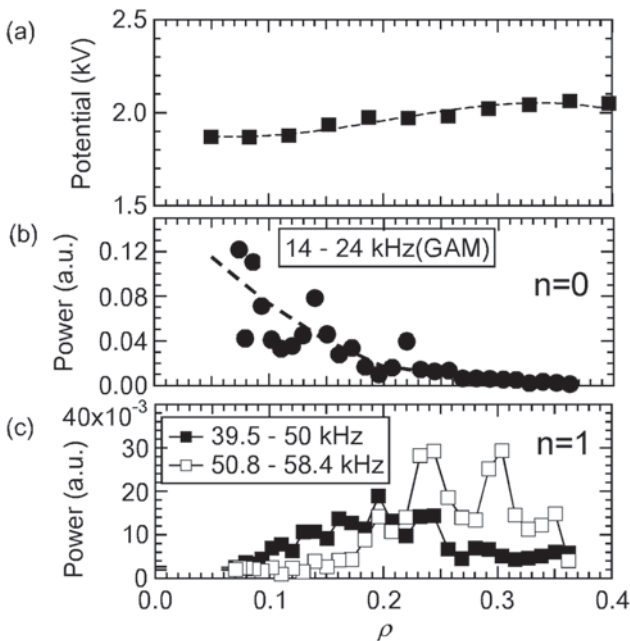


図10 (a)電位分布。(b),(c)はそれぞれ $n=0,1$ モードのパワーの空間分布。ここで n はトロイダルモード数を表す。

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20 A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、テストチャ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 $0.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ 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 실시간フィードバック制御システムの開発を進めている

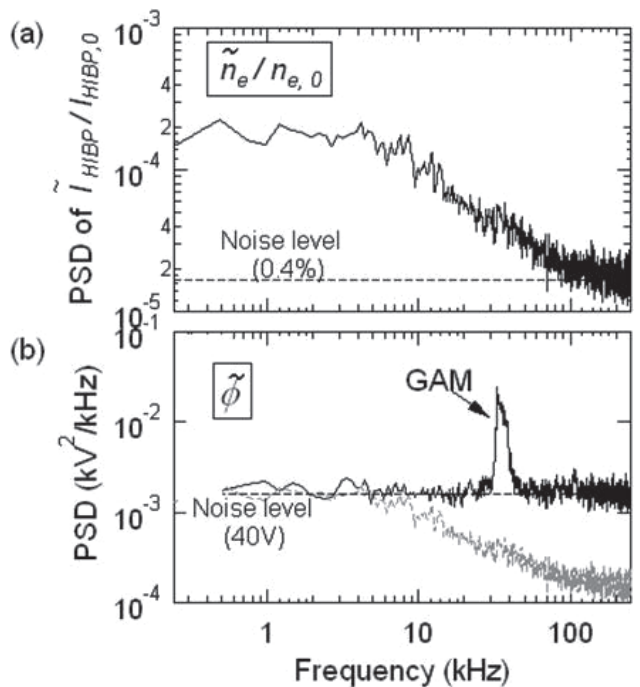


図11 周波数スペクトルの計測例。(a)HIBPの規格化ビーム強度揺動の周波数スペクトル。規格化密度揺動を反映する。(b)電位揺動の周波数スペクトル。灰色の点線で示したスペクトルはボルツマンの関係式を仮定して密度揺動から見積もった電位揺動。

[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、依博之教授、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. Jobses 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*, Geneva, EX P8-4 (2008).
 [70] S. Kubo *et al.*, *22nd IAEA Fusion Energy Conference*, Geneva, 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).



い ど たけし
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学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。



し みず あき ひろ
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ヘリカル研究部高温プラズマ物理研究系助教。大型ヘリカル装置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。



にし うら まさ き
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。