重イオンビームプローブを用いた
揺動分布計測と経路積分効果の評価法の確立

中野 治久

博士(理学)

総合研究大学院大学

物理科学研究科

核融合科学専攻

平成17年度

(2005)

目 次

第1章　序章

1.1　核融合とエネルギー問題

1.1.1　人口の増加とエネルギー

人類の発展の歴史はエネルギー開発の歴史とともにある。数100万年前、人類は火というエネルギーを使い始めた。それ以来、家庭の暖房に木炭、植物油などを、農業や輸送に風車、水車、牛馬などの自然エネルギーを用いてきた。これらのエネルギーは、再生可能なエネルギーであり、自然界のごく一部のエネルギーを利用しているに過ぎなかった。

しかし、18世紀にイギリスで始まった産業革命(蒸気機関の発明等)によって、化石燃料からそれまでと比較にならない大量のエネルギーを取り出すことができるようになった。エネルギー消費の増加に伴って、まず先進諸国で人口爆発が起き、続いて発展途上国でも起きている(Fig. 1.1)。21世紀前半に先進国の人口は停滞もしくは減少に転じるが、発展途上国は急激な人口増加が続き、2100年には世界人口は100億人を超すことが予想されている。

1.1.2　1次エネルギー源

人口の急激な増加に伴い、人類の全エネルギー消費量も同様に急激に増えている。この需要に応えている一次エネルギー供給源の殆どは、石炭や石油といった化石燃料や天然ガスである。化石燃料や天然ガスの産出地は旧ソ連および中東地方に局在化している。そのため、採掘の権益に絡む紛争や戦争が行われてきた。

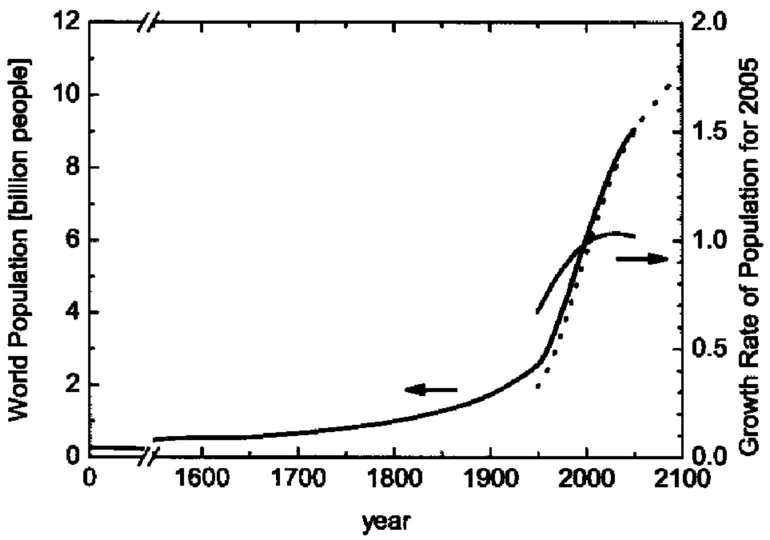


Fig 1.1: 世界の人口推移 (黒線) と人口増加率 (赤線)。人口増加率は 2005 年を基準としている。赤の実線および点線はそれぞれ先進国および発展途上国の人口増加率。1950 年以前は文献 [9]、1950 年以降は文献 [10] によるもの。2005 年以降は予想。

さらに、化石燃料や天然ガスは有限な資源であり、今後、新たな油田やガス田が化石燃料や天然ガスは、温室効果ガスである二酸化炭素を排出する。化石燃料や天然ガスを用いたエネルギーの大量消費に伴い、温室効果ガスが地球環境に絶大な影響を与え、人類の生存に影響を与え始めている。この問題を解決するため、2005 年 2 月 16 日に先進国などが二酸化炭素排出量を 1990 年を基準として一定割合削減することを義務付けた京都議定書が発効された。

このため、今後は化石燃料や天然ガスへの依存を減らさなけらばならない。そのために、環境に負荷、燃料の産出量や産出地域、発電の経済性、炉の安定性や危険性などを総合的に評価し、再生可能エネルギー (太陽エネルギー、風力エネルギー、潮汐エネルギーなど) や原子力エネルギーなど様々な 1 次エネルギー源が研究・開発されている。これらの 1 次エネルギー源は、大規模な基幹エネルギー源となるものと、小規模な広範囲に分散したものとに、特性に応じて使い分け、ベストミックスで使用していくことが望ましい。

1.1.3　核分裂炉と核融合炉

エネルギー資源の豊富さや温室効果ガスの問題から、将来の主力となる基幹エネルギー源として原子力エネルギーが有望視されている。原子力の利用には、すでに商用利用され、さらに高効率化を目指した高速増殖炉への研究が行われている核分裂炉と、研究段階にある核融合炉がある。

両者とも様々な問題があるが、前者には特に以下の2つの原理的な問題がある。

- 高レベル放射性廃棄物の生成。
- 連鎖反応の制御を失敗した場合の核的暴走から起こる臨界事故。
- 核兵器への利用が可能。

高レベル放射性廃棄物はガラスと混ぜてガラス固化体とし、最終的に地下数100mへ埋没処理するが、放射能が元の燃料である自然界に存在するウラン鉱と同程度まで低下するには約1万年必要となる。したがって、幾世代にもわたって、その管理が必要となる。また核的暴走による臨界事故は、幾重もの安全対策により正確な操作が常に可能であれば起こる心配がないが、1999年のJCOの事故のようにヒューマン・エラーによって、その発生の可能性は否定できない。

一方、核融合炉は、原理的に低レベル放射性廃棄物は生成されるが、高レベル放射性廃棄物は生成されない。生成される低レベル放射性廃棄物の放射能は100年程度で再利用可能なレベルに低下する。また、核融合炉は外部からの燃料供給を止めると燃料不足になるため、燃焼が継続できなくなるため、核的暴走はない。さらに、核融合炉は、核兵器への直接的な利用ができなく、また燃料である重水素やリチウムが水(海水)中に無尽蔵に存在するため、紛争や戦争の問題となることが少なく、全世界的に利用することができる。

1.1.4　核融合炉へのアプローチ

核融合炉がなぜ未だに実現されていないかというと、それは核融合反応を連続的に起こす難しさにある。核融合反応は、まず燃料物質である重水素などの原子を大量に原子核と電子に分離し、次にプラスの電荷を持つ原子核同士を連続的に衝突させる。大量に原子核と電子に分離するには物質を高温のプラズマ状態すればよい。そして原子核同士を衝突させるにはプラズマを1億度という高温にし、連続的に反応させるには高密度の状態を長時間維持する必要がある。

高温高密度のプラズマを生成・維持するひとつの方法としてトーラス型磁場によるプラズマの閉じ込めがある。この方法による反応条件は、温度が 10^9 K(= 10 keV)、密度が 10^{20} m^{-3}、粒子の閉じ込め時間が1 s である。しかし、プラズマは荷電粒子の集合であるため、気体中の粒子のような振る舞いに加え、電気的な相互作用により集団的な振る舞いをする。さらに、プラズマを磁場により状態を制御することは、電磁流体的な相互作用により様々な不安定性を引き起こすために、反応条件を満たすプラズマを維持することが難しい。

これを解決するために、磁場閉じ込め方式では日本、ＥＵ、アメリカ合衆国、ロシア、韓国、中国およびインドが国際協力の下、総事業費1兆3000億円とも言われる国際核融合実験炉、ITER(International Thermonuclear Experimental Reacter)計画が進められており、2005年6月28日にフランスのカダラッシュに建設地が決まった。放射性廃棄物、温室効果ガス、広範囲に存在する無尽蔵な資源といった利点をもつ核融合炉がITERにより実証され、数10年後に商用核融合炉が運転されることが世界的に期待されている。

1.2　プラズマの揺動と閉じ込め

磁場閉じ込めプラズマによる様々な不安定性は、プラズマの揺動となってあらわれる。揺動はプラズマ半径程度の巨視的不安定性とイオンラーモア半径程度の

微視的不安定性の2つに大きく分けられる(近年、中間領域の揺動も注目され始めている)。磁場閉じ込め装置では、プラズマ崩壊などを引き起こす巨視的不安定性は極小磁場配位などの採用で安定化が図られている。

一方、微視的不安定性は密度や温度勾配によって生じる揺動であり、乱流としてあらわれる。長年の核融合研究により、乱流揺動は粒子やエネルギーの輸送を引き起こし、閉じ込め性能を劣化させることが知られている。この輸送を二体衝突と磁場の形状を考慮した輸送、新古典輸送に対して異常輸送と呼ぶ。プラズマを構成する荷電粒子の磁場と垂直な径方向速度の静電揺動による揺動成分 δv_{r} は、

$$\delta v_{\mathrm{r}} = \frac{\delta E_\theta}{B} \tag{1.1}$$

とあらわされる。ここで、添字 θ はポロイダル成分、r は径方向成分であり、δE は電場揺動、δB は磁場揺動、B は磁場強度、$v_\parallel$ は閉じ込め磁力線方向の速度成分である。

径方向の粒子束 Γ_{r} は、電子密度と径方向速度を平衡成分(それぞれ $n_{\mathrm{e},0}$ および $v_{\mathrm{r},0}$)とそこからの揺らぎの成分(それぞれ δn_{e} と δv_{r})に分けると、

$$\Gamma_{\mathrm{r}} = \langle (n_{\mathrm{e},0} + \delta n_{\mathrm{e}})(v_{\mathrm{r},0} + \delta v_{\mathrm{r}}) \rangle = \langle n_{\mathrm{e},0} v_{\mathrm{r},0} \rangle + \langle \delta n_{\mathrm{e}} \delta v_{\mathrm{r}} \rangle \tag{1.2}$$

と与えられる。ここで、$\langle\ \rangle$ は時間積分である。したがって、揺動による粒子束 $\Gamma_{\mathrm{r}}^{\mathrm{fruc}}$ は、

$$\Gamma_{\mathrm{r}}^{\mathrm{fruc}} = \langle \delta n_{\mathrm{e}} \delta v_{\mathrm{r}} \rangle = \frac{\langle \delta n_{\mathrm{e}} \delta E_\theta \rangle}{B} \tag{1.3}$$

となる。

一方、熱流束 $Q_{\mathrm{r}}^{\mathrm{fruc}}$ についても同様にして、

$$\begin{aligned} Q_{\mathrm{r}}^{\mathrm{fruc}} &= \frac{3}{2} \langle \delta p \delta v_{\mathrm{r}} \rangle \\ &= \frac{3}{2} \left[\frac{n_{\mathrm{e},0} \langle \delta T_{\mathrm{e}} \delta E_\theta \rangle}{B} + \frac{T_{\mathrm{e},0} \langle \delta n_{\mathrm{e}} \delta E_\theta \rangle}{B} + \frac{\langle \delta n_{\mathrm{e}} T_{\mathrm{e},0} \delta E_\theta \rangle}{B} \right] \end{aligned} \tag{1.4}$$

となる。ここで、δp はプラズマ圧力の揺動成分である。磁場揺動成分はプラズマの閉じ込めモデルに依存するが、静電揺動に比べて十分小さい場合が多く、ここでは無視する。

1.3　プラズマの揺動計測法

式 (1.3) および式 (1.4) より、乱流揺動により引き起こされる異常輸送のメカニズムを理解するためには、電子密度、電場、電子温度および磁場の揺動レベルと各成分間の相関係数および位相を測定する必要がある。異常輸送に関する研究は古くから行われ、様々な理論モデル、シミュレーション結果がある。これらのモデルおよび結果を実証するには、より高時間・高空間分解能の揺動計測が求められていた。近年、精度のよい計測装置が改良・開発されており、従来の装置と合わせて異常輸送に関する研究の助けとなっている。Table 1.1 に、各成分の代表的な計測法を示す [11,12]。

揺動量	計測法
電子密度	ラングミュアプローブ法、散乱法、レーザー位相法、 マイクロ波反射計、ビーム放射分光法、 リチウムビームプローブ法、重イオンビームプローブ法
電場 (電位)	ラングミュアプローブ法、重イオンビームプローブ法
電子温度	電子サイクロトロン放射法
磁場	磁気プローブ法、クロス偏波散乱法

Table 1.1: 様々な揺動量と計測手法。

また、以下にいくつかの計測法の概略を示す。

ラングミュアプローブ法

ラングミュアプローブは、プラズマの基本的なパラメータを計測する最も古くからある方法である。ラングミュアプローブは、プラズマ中に微小電極を挿入し基準電極に対して電圧を印加して得た電流ー電圧特性から密度、空間電位、電子温度を高空間分解能で計測できる。Fig. 1.2 に DIII-D において用いた5本の電極を持つラングミュアプローブを示す。Fig. 1.2 のように3本以上の電極を用いたマ

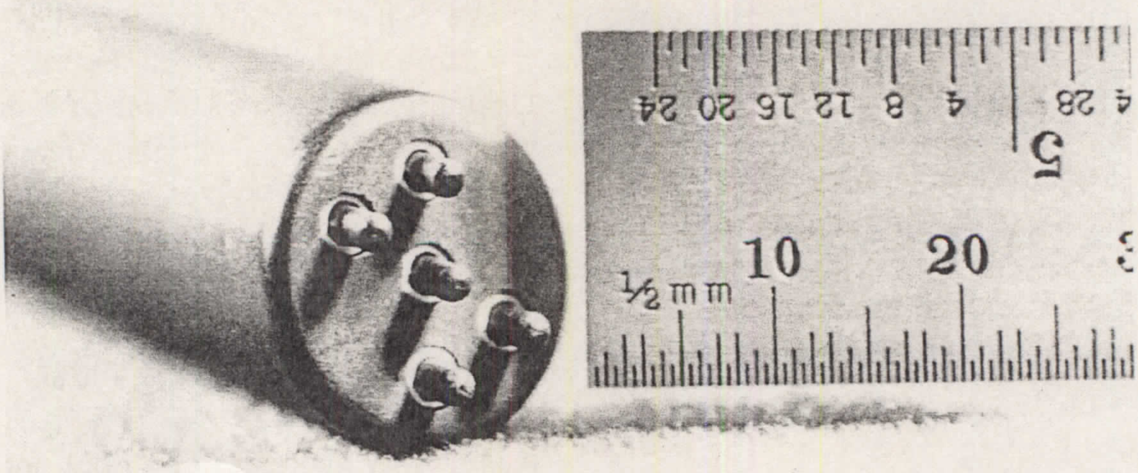


Fig 1.2: DIII-D で用いた5本の電極からなるマルチプローブ。

ルチプローブでは、密度、空間電位、電子温度を同時に高時間分解能で計測することができ、各成分の相関係数や位相差を求めることができる。しかし、ラングミュアプローブは、その構造からプラズマへの大きな擾乱を与えるとともに、高温プラズマ内部に挿入すると融解してしまうため、磁場閉じ込めプラズマでは、周辺計測に限られる。

マイクロ波反射計

マイクロは反射計の概念図を Fig. 1.3 に示す。通常の反射計では、プラズマの

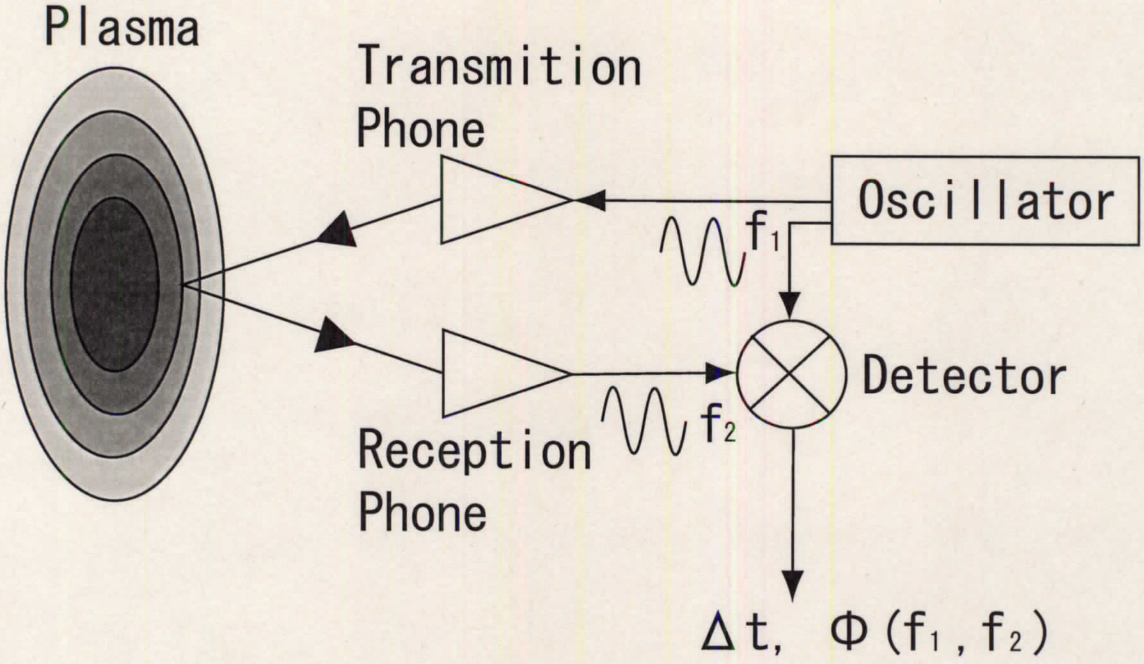


Fig 1.3: マイクロ波反射計の概念図。

赤道面に沿ってマイクロ波を入射すると、マイクロ波の周波数に対応したカットオフ密度で鏡面反射される。入射波をパルス発信し、反射波の位相や到着時刻を計測することで周波数に対応した密度の位置情報が得られる。したがって、局所的な電子密度を高空間分解能で計測することができる。また、周波数を掃引することにより密度分布を計測することができる。このため、他の分布計測に比べて計測ポートの制約が少ない。

マイクロ波反射計は周波数を固定し、位相の時間変化を計測することで密度揺動が得られる。さらに、2つの異なる周波数を同時測定することにより密度揺動の相関長が得られる。時間分解能はデジタイザによるため、高時間分解能の計測である。このような性質から、DIII-DにおけるHモード遷移時に局所シアフロー付近で密度揺動の減少 [13,14] やJT-60Uにおける内部輸送障壁中での相関長の減少 [15] などの計測が行われている。一方、ビーム幅が揺動の波長よりも大きくなる短波長領域やホロー型密度分布における中心領域は計測することができない。

ビーム放射分光法

Fig. 1.4にビーム放射分光法(Beam Emission Spectroscopy; BES)の概念図を示す。プラズマ加熱に用いる中性粒子ビーム(Neutral Beam Injection; NBI)は、プラズマ中に入射されると、ビーム粒子とプラズマ中の粒子(イオンと電子)との衝突によりビーム粒子が励起状態となる。閉じ込めプラズマに用いるNBIのエネルギーは数10 keVであるため、ビーム粒子はイオンとの衝突により励起状態となる。したがって、ビーム粒子の発光を分光計測すれば、イオン密度を反映した情報を計測することができる。また、ビーム粒子の発光とプラズマ中のイオンの発光は、粒子の速度差によるドップラーシフトによって区別することができる。したがって、ビームと視線の交差部分が計測点となり、計測位置の精度が良い。

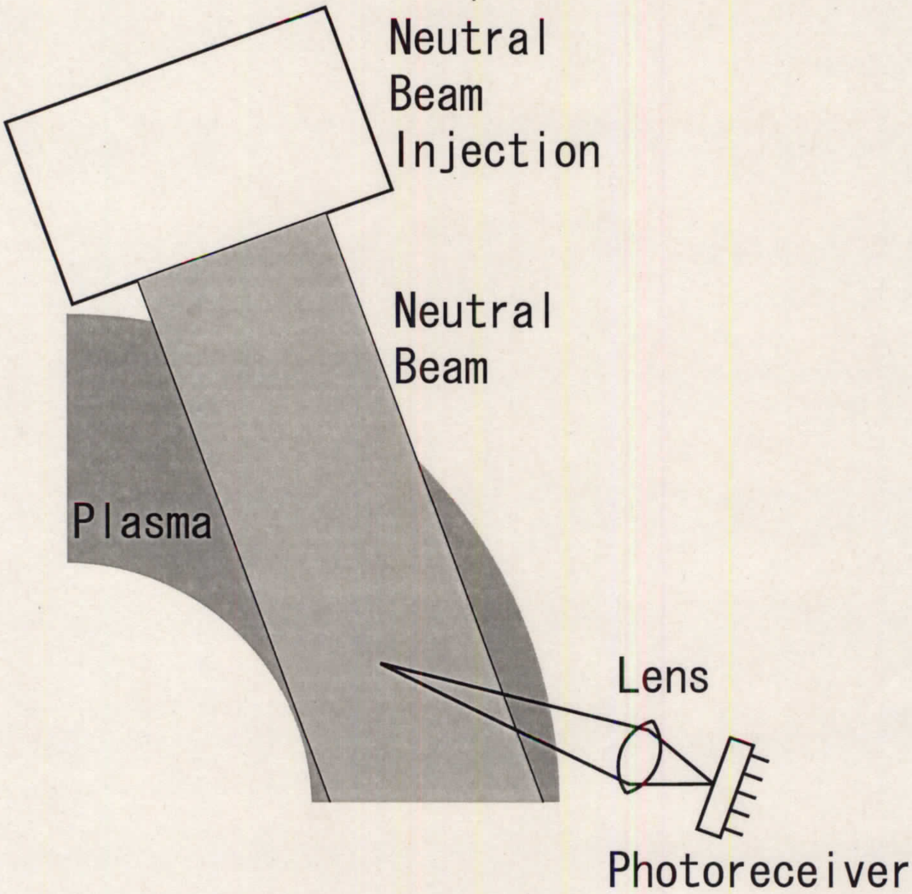


Fig 1.4: BESの概念図。

BESは、加熱装置であるNBIを用いる場合、自前の計測器は分光機器のみでよいことや、プラズマの径方向全域を計測可能であることが利点として挙げられる。一方、発光強度が小さい低密度プラズマでは発光強度が十分得られないため揺動計測が困難である。

リチウムビームプローブ法

リチウムビームプローブ法 (Lithium Beam Probe; LiBP) の概念図をFig. 1.5に示す。LiBPはBESの一種であるが、LiBPは計測ビームとしてNBIなどの燃料と

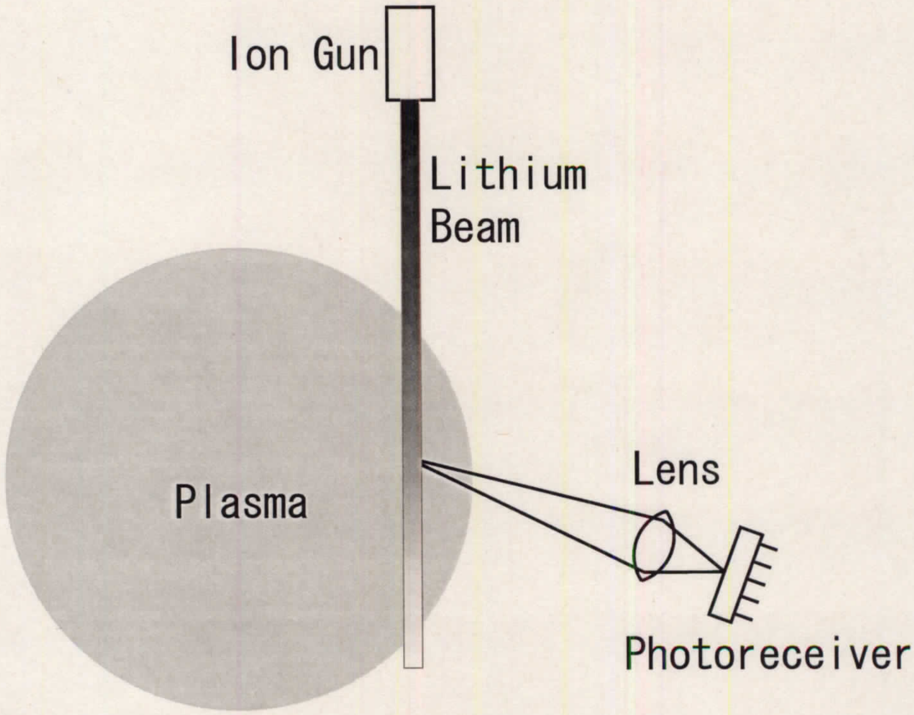


Fig 1.5: LiBPの概念図。

同種 (水素、重水素) の中性粒子ビームに換わって、計測用の中性リチウムビームを用いるため、BESと分けて扱われることが多い。NBIの構成粒子である水素の換わりにリチウムを用いることで、励起断面積が大きくなる。このため、LiBPはBESでは比較的難しい低密度であるが、プラズマ全体の状態に大きく影響する周

辺領域の計測ができる。一方、逆に中心領域はビームが減衰して弱くなるので計測が困難である。

重イオンビームプローブ法

重イオンビームプローブ法 (Heavy Ion Beam Probe; HIBP) [16] は、プラズマ構成粒子 (水素など) に比べて重いイオンビーム (イオン種はルビジウム、セシウム、タリウム、金など) を1価でプラズマ中に入射し、プラズマ中でイオン化し2価になったイオンビームをプラズマの外のエネルギー分析器を通して検出器で計測する。多くの場合、イオン化は電子衝突によるため、検出器のビーム強度は電子密度の情報を持っている。また、入射イオンはイオン化点で電子を1つ剥ぎとられることで、プラズマから出るまでにイオン化点の電位エネルギー分の運動エネルギーが元の運動エネルギーに加算される。したがって、入射ビーム検出ビームのエネルギーの差からイオン化点の電位を局所的に計測できる。また、多点同時計測することにより電位の差から電場を求めることができる。

HIBP は、高温プラズマ内部の電子密度と電位 (電場) およびそれぞれの揺動を同時計測することができる。このため、高温プラズマ内部の粒子輸送を直接評価することができる。ビーム軌道はビームイオンのラーモア運動によって決まり、ビームの入射位置と計測器位置によって一意に決まるため、高空間分解能を持つ。また、BES や LiBP と異なり、ビーム自身を直接計測するため、光を溜める必要がないので高時間分解能を持つ。一方、ビーム入射装置やエネルギー分析器などが必要であるため装置が大型になる。詳細は、第2章にて説明する。

電子サイクロトロン放射法

電子は磁力線に巻きついて螺旋運動を行う時に生じる加速度に受けると、電磁波を放射する。これを電子サイクロトロン放射といい、磁場強度によって電子サイクロトロン周波数 ω_{ce} およびその整数倍 (n 倍) の周波数の電磁波が放射される。

したがって、磁場が変化している場合、磁場強度と周波数$n\omega_{\mathrm{ce}}$を計測することで、電子サイクロトロン放射が起こった位置を特定できる。トーラス磁場の場合、赤道面の磁場強度$B(r)$は、$B(r)=B_0R/(R+r)$で与えられる。ここで、Rはトーラスの大半径、rは小半径である。このため、周波数分解能$\Delta\omega$と空間分解能Δrは$\Delta\omega=\Delta r\omega_{\mathrm{ce}}R/(R+r)$の関係にある。$R=1$ m、$B_0=1$ Tおよび周波数分解能が500 kHzの場合、$\Delta r\sim 1$ mmの空間分解能がある。

電子サイクロトロン放射光をプラズマ外部のアンテナで受信する時、その強度I_ωは、

$$I_\omega=\frac{\omega_{\mathrm{ce}}^2T_{\mathrm{e}}}{8\pi^3c^2}\frac{1-\mathrm{e}^{-\tau}}{1-R_{\mathrm{ef}}\mathrm{e}^{-\tau}}$$

と書ける。ここで、T_{e}は電子温度、cは光速、$\tau(>0)$は光学的厚さ、R_{ef}は容器壁の実行反射係数$(0<R_{\mathrm{ef}}<1)$である。したがって、$1-\rho\ll\tau$の時、$I_\omega\sim\omega_{\mathrm{ce}}^2T_{\mathrm{e}}/8\pi^3c^2$となり、放射強度およびその揺動を計測することで電子温度および電子温度揺動を計測することができる。

磁気プローブ計測法

磁気プローブの測定原理は、ファラデーの電磁誘導の法則$\nabla\times\mathbf{E}=\nabla\times(\mathbf{v}\times\mathbf{B})-\partial\mathbf{B}/\partial\mathbf{t}$に基づいている。ファラデーの電磁誘導の法則をプローブ断面にわたって積分すると、磁場揺動は$\partial B/\partial t=-V_{\mathrm{MP}}/NS$となる。ここで、$V_{\mathrm{MP}}$はプローブの巻き線の両端に掛かる電圧、$N$は導線の巻き数、$S$はプローブの断面積である。磁気プローブは、構造が単純であり、高時間分解能を持つ。一方、磁気プローブはラングミュアプローブ同様、高温プラズマ内部に挿入することができない。そのため、高温プラズマの計測では、ポロイダルおよびトロイダル周りに沿って複数の磁気プローブを配置し、磁場揺動のポロイダル / トロイダルモード数を計測する。

1.4　重イオンビームプローブによる計測例

本研究は、原理的に高温プラズマ内部の密度揺動、電場揺動および磁場揺動を同時計測可能であり、乱流揺動による粒子輸送を評価できる、高い潜在性を持つHIBPの性能を引き出すものである。HIBPは、F.C.JobesとR.L.Hickokらによってプリンストン大のカソード放電プラズマで初めて実証され[17]、その後STトカマクにおいて1970年頃から開発されてきた[18]。当初はMHD揺動を計測するために開発されたが、STトカマクでは実現できなかった。HIBPを装備した主なプラズマ生成装置をTable 1.4に示す。

HIBPはトカマク型をはじめ、様々な閉じ込めプラズマ装置に装備されている[43]。HIBPのビーム軌道はビーム粒子のラーモア運動で決まる。トカマク型磁場閉じ込め装置はトロイダル対称性があるため、プラズマに入射したビームは、ほぼ同じポロイダル断面から出てくる。このため入射ビーム(一次ビーム)をトロイダル方向と垂直方向、2組のビーム偏向電極によってコントロールすることによって計測することができる。

一方、本研究で用いたCHSをはじめとするヘリカル系プラズマでは磁場構造がトロイダル対称性を持たず、3次元構造をしているため、軌道制御の難しさもあり、1990年のATF(Advanced Toroidal Facility)まで行われなかった。ATFの実験ではそれまでのトカマクと同様、一次ビームのみを2組のビーム偏向電極によってビームをコントロールしたため、エネルギー分析器を磁場コイル近くに設置しなければならず、漏れ磁場などの影響ために正確な測定が難しかった。

その後、ヘリカル系を含む3次元構造の磁場構造の場合、一次ビームおよび二次ビームをそれぞれ8枚のビーム偏向電極で制御することでエネルギー分析器を磁場コイルから離す手法が開発された[33,34]。これにより、ビームの精密な軌道制御が可能になり、TEXT-Uでは2組のビームラインが必要であったプラズマ全域を計測を、ヘリカル系であるにも拘らずCHSでは1組で可能になった。

HIBPは高温プラズマ内部の電位、密度および磁場を高空間・高時間分解能で計測

Table 1.2: HIBP を装備した主なプラズマ閉じ込め装置

プラズマ生成装置	装置タイプ	場所	イオン種	加速電圧 (V)	参考文献
ST	Spherical Torus	Prinston	Cs,Rb	20k	[18]
EBT(-S)	Bumpy Torus	ORNL	Cs,Rb	60k	[19, 20]
NBT	Bumpy Torus	Nagoya	K,Rb,Cs	30k	[21–23]
MST	Reversed Field Pinch	Wisconsin			[24, 25]
ISX-B	Tokamak	ORNL		125k	[1]
JIPPT-IIU	Tokamak	Nagoya	Tl	500k	[26]
TEXT(-U)	Tokamak	Texas	Tl	500k(2M)	[2]
JFT-2M	Tokamak	JAERI	Tl	500k	[27, 28]
ATF	Helical	ORNL	Cs	160k	[29–32]
CHS	Helical	Nagoya, NIFS	Cs,Rb	200k	[33–35]
LHD	Helical	NIFS	Au	6M	[36–38]
TJ-II	Heliac	CIEMT	Cs	200k	[39]
TMX	Tandem Mirror	LLNL			[40]
GAMMA-10	Tandem Mirror	Tsukuba	Au(Nutral)		[41, 42]

できることから様々な成果を挙げている。例えば、遷移時などに起こるプラズマ内部の速くて大きな電位変動を持つダイナミクスの計測に成功している。JIPP-TIIUでは、Sawtoothの崩壊時に電位が瞬時 ($\lesssim$ ms) に変化することを発見した [26]。JFT-2MではSawtoothが引き金となるL-H遷移時に電位変位が10 μs程度で瞬時に変位した後、100 μs程度で変位することを発見した。CHSでは内部輸送障壁による電位の10 μs程度の時間スケールの振動を発見した [44,45]。いづれも高温プラズマ内部の電位計測と μs という高時間分解能計測によって初めて得られた成果である。

遷移現象に伴う変化に比べて更に小さな変化である揺動の計測にも成功している。特に電位揺動は電子密度揺動に比べて計測が難しいが、ISX-Bにおいて、径方向位置が中程から周辺領域に限定されるが、高温プラズマとして初めて電子密度と電位の乱流揺動の同時計測に成功している (Fig. 1.6) [1]。続いて、同様の領

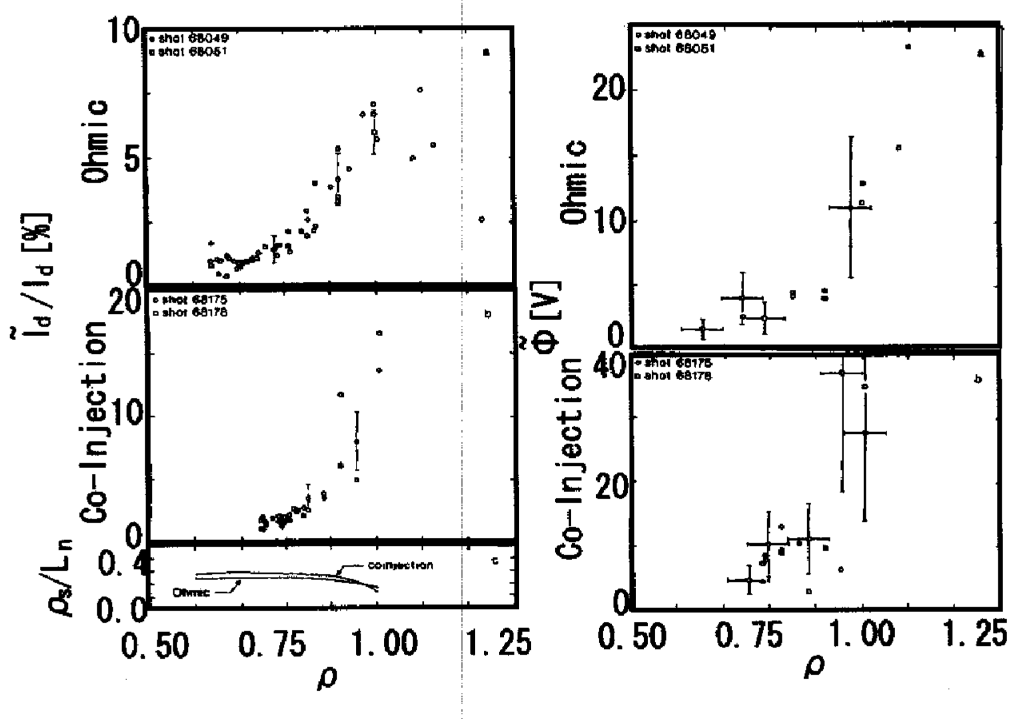


Fig 1.6: ISX-Bにおける電子密度揺動 (検出ビーム電流揺動)(左) と電位揺動 (右) の同時計測 [1]。

域で電子密度と電位の乱流揺動の同時計測はTEXT(-U)でも成功している [2]。これにより、トカマク装置において、高温プラズマ内部の異常輸送を評価すること成功している。一方、ヘリカル装置は、軌道制御が難しかったために電子密度揺動と電位揺動の同時計測は、これまで行われていなかった。

HIBPのビーム軌道の制御は高ビームエネルギーになるほど難しくなる。これまでのビームのエネルギーは、数100 keV、TEXT-Uにおいても2 MeVであったが、現在の挑戦的な試みとしてLHDにおいて6MeVのHIBPの開発が進んでいる [36–38]。大型装置において、高い潜在性をもつHIBP計測の成功に高い関心が集まっている。

1.5　研究目的

高温プラズマ内部の電子密度と電位の広帯域な乱流揺動 ($\sim \mu$s) の同時計測、特に電位揺動については、ダイナミクスの計測に比べて大きなビーム強度を必要とするため難しく、トカマク型プラズマのISX-BとTEXT(-U)において報告があるのみであった [1,2]。そこで、本研究の第一目標は、ヘリカル系における電子密度および電位の広帯域な乱流揺動を計測することである。

トーラス磁場閉じ込めプラズマの閉じ込め性能は、密度依存性があることが経験的に知られている [46–48]。そのため、プラズマの乱流特性を統計的に研究するためには、広範囲の密度領域を計測する必要がある。高温プラズマをHIBPを用いて広範囲な密度領域の揺動計測する場合、特に高密度領域において、ビームの減衰による効果が大きくなるため、ビーム軌道上の電子密度揺動情報、経路積分効果が大きくなる。パラメータによっては、検出ビーム電流揺動は、イオン化点の局所密度揺動情報よりも、経路積分効果による情報を大きく反映する場合がある。このため、これまでのHIBPによる揺動計測は経路積分効果を無視でき、検出ビーム電流揺動を局所電子密度揺動と近似できる低密度領域に限られていた。

密度揺動計測における経路積分効果の影響を調べた報告がいくつかある [3–6]。しかし、いずれも電子密度および温度、電子密度揺動、および揺動間の相関や位相差などを仮定し、計測される検出ビーム電流揺動上の経路積分効果の影響をシミュレートするものである。そこで、本研究の第二目標は、HIBP による広範囲な密度領域における精密な電子密度揺動計測を実現するために、これまでの論文とは逆に計測データ (検出ビーム電流、電子密度および温度) から、プラズマ中の実際の局所電子密度揺動を評価することである。

1.6 本論文の構成

本論文は、全7章から構成される。第1章は本章であり、研究を行う上での背景と研究目的に関して述べた。第2章は、本研究で用いたコンパクト・ヘリカル・システム (CHS) 装置や HIBP の計測原理および CHS の HIBP の計測システムに関して述べる。第3章は、HIBP による電子密度揺動と電位揺動の同時計測に関して述べる。第4章は、電子密度揺動計測における経路積分効果に関する考察を述べる。第5章は、局所密度揺動分布の推定法に関して、第6章は、さらに発展させた局所密度揺動スペクトルの推定法に関して述べる。第7章は、本研究のまとめと今後の展望を述べる。

第2章　実験装置

2.1　コンパクト・ヘリカル・システム(CHS)

コンパクト・ヘリカル・システム（Compact Helical System、CHS）[49–51] は1988年に名古屋大学プラズマ研究所で実験を開始したヘリカルプラズマ閉じ込め装置である (Fig. 2.1)。 CHSの装置パラメータをTable 2.1に示す。CHSはトーラ

装置パラメータ	値
大半径 R	1 m
平均小半径 a	0.2 m
ヘリカルコイル極数 l	2
周期数 m	8
アスペクト比 A_{p}	5

Table 2.1: CHSの装置パラメータ

スの大半径 R =1m および平均小半径 a =0.2 m、したがってアスペクト比 R/a =5の中型の磁場閉じ込め装置である。またヘリカルトーラス磁場構造の指標として局数 $l = 2$ とトロイダル周期数 $m = 8$ である。すなわち、楕円のポロイダル断面がトーラスを一周する間に4回転する構造になっている。Fig. 2.2に3次元MHD平衡コードVMEC [52] によって計算したCHSの真空磁場配位のポロイダル断面図を示す。図は本研究で用いたCHSの標準配位 $R_{\mathrm{ax}} = 92.14$ cm のものである。Fig. 2.2(a)、(b) および (c) はそれぞれトロイダル角が0度、11.25度および22.5度のポロイダル断面図である。最大磁場は1.8 T である。CHSは2本1組の連続巻き線

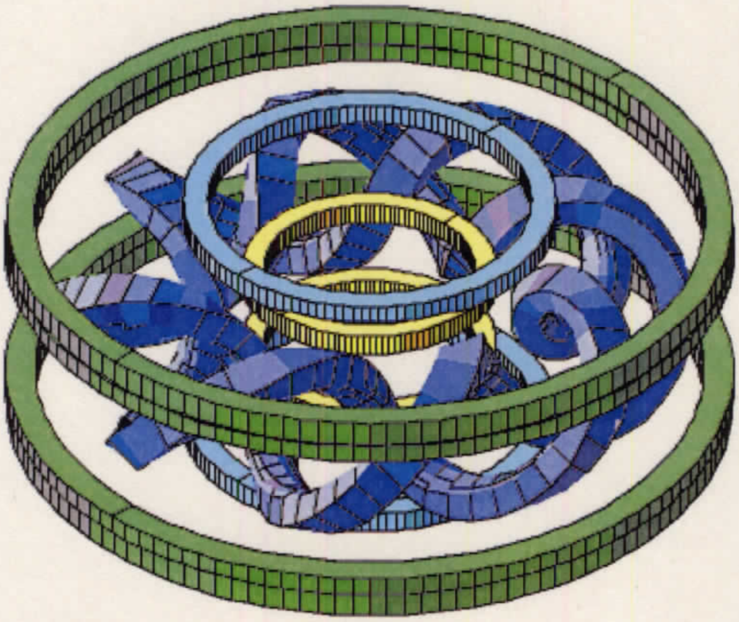
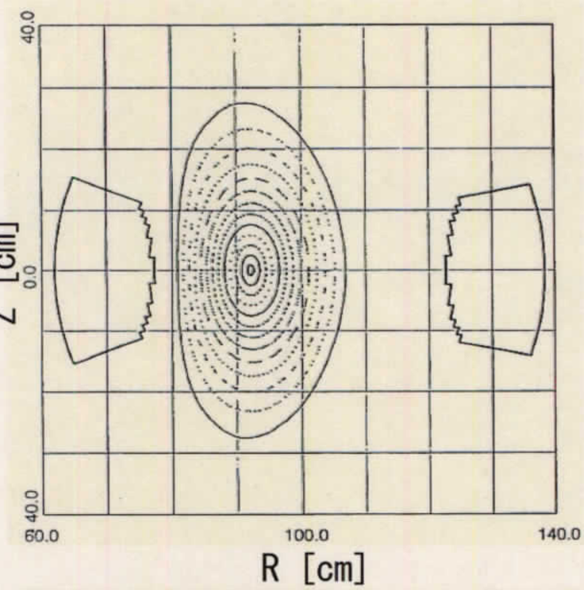


Fig 2.1: CHS の磁気コイルの配置図。1 組のヘリカル磁場コイルと 4 組のポロイダル磁場コイルからなる。

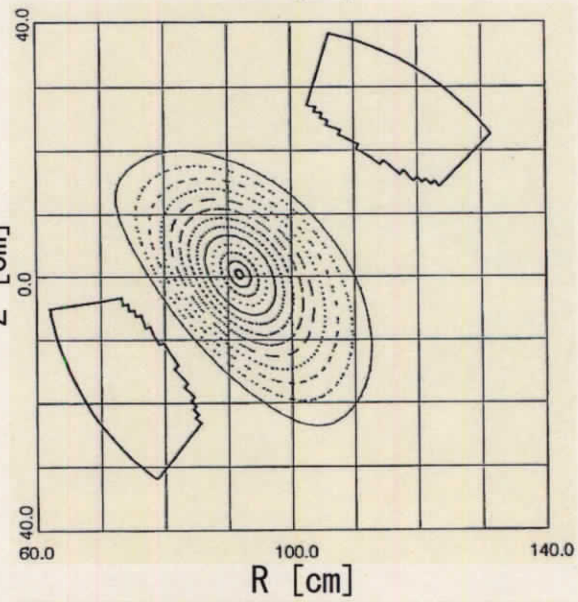
加熱装置	出力	備考
NBI #1	$\leq$ 1 MW	水素ビーム、40 keV
NBI #2	$\leq$ 1 MW	水素ビーム、36 keV
ECH #1	$\leq$ 500 kW	53GHz
ECH #2	$\leq$ 500 kW	106 GHz
ICH	$\leq$ 200 kW	7.5 MHz

Table 2.2: CHS の加熱装置

(a)



(b)



(c)

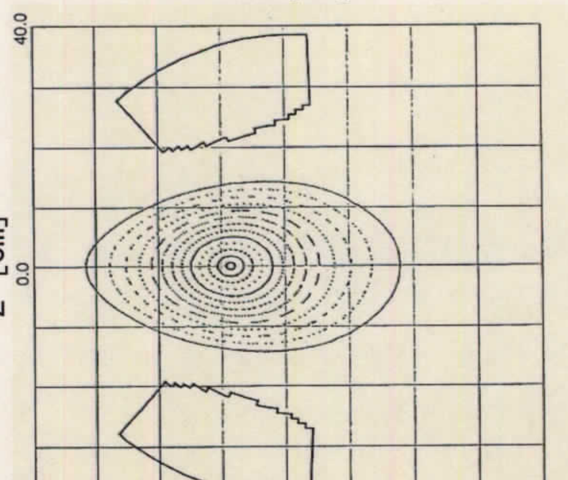


Fig 2.2: CHS の真空磁場における磁気面のポロイダル断面図。磁気軸 $R_{\mathrm{ax}} = 92.14$ cm。

プラズマパラメータ	代表的な値
トロイダル磁場強度 B_ϕ	$\leq$1.8 T
線平均電子密度 $\overline{n}_\mathrm{e}$	$\sim 10^{20}$ m^{-3}
中心電子温度 T_e	$\leq$2 keV
中心イオン温度 T_i	$\leq$1 keV
プラズマベータ値 β	2 %

Table 2.3: CHS のプラズマパラメータ

によるヘリカル磁場コイル (HF) の他に、同じく 2 本 1 組で計 4 組のポロイダル磁場コイル、すなわち、形状制御コイル (SF)、内側垂直磁場コイル (IVF)、外側垂直磁場コイル (OVF) およびトリミング垂直磁場コイル (TVF) を用いて磁場を形成する。このため、同じヘリカル装置であるが 3 組のポロイダル磁場コイルを装備する LHD [53–55] や Heliotron J [56] などと比べて漏れ磁場の割合が少なく、また多様な磁場構造を形成することができる。

CHS が装備する加熱装置を Table 2.1 に示す。CHS はプラズマ加熱装置として電子サイクロトロン共鳴加熱装置 2 台 (周波数:53 GHz、出力:500 kW および周波数:106 GHz、出力 500 kW)、イオンサイクロトロン共鳴加熱装置 1 台 (周波数:7.5 MHz、出力:200 kW) および中性粒子入射加熱装置 2 台 (ビームエネルギー:40 keV、出力：1 MW およびビームエネルギー:36 keV、出力:1 MW) が設置されている。

CHS の代表的なプラズマパラメータを Table 2.1 に示す。線平均電子密度 $\overline{n}_\mathrm{e} \sim 10^{20}$ m^{-3}、中心電子温度 $T_\mathrm{e} \sim 2$ keV、中心イオン温度 $T_\mathrm{i} \sim 1$ keV、プラズマベータ値 2 %である。

2.2　重イオンビームプローブの測定原理

HIBPは重イオンをテスト粒子としてプラズマ中に入射し、出てきた粒子を計測してプラズマの状態を計測する装置である。多くの場合、一価の粒子のビームをプラズマ中に入射する。これを一次ビームと呼ぶ。一次ビームは磁場を横切ってプラズマ中に到達する。プラズマ中で次々にイオン化し、シート状の二価の粒子のビームとなる。これを二次ビームと呼ぶ。二次ビームはプラズマの外に出て、検出器の前に設置されたスリットを通り、検出器に到達する。スリットを通る粒子は一次ビームと二次ビームの軌道およびイオン化点より決まる。HIBPはイオン化点の局所情報を持っているため、原理的に局所計測が可能な装置である。

一次ビームと二次ビームの軌道は磁場中のサイクロトロン運動によって決まる。HIBPは価数の大きい、すなわちラーモア半径が小さい二次ビームがプラズマ外に出なければ計測することができない。そのためプラズマの中心を計測するためには、二次ビームのラーモア半径がプラズマ半径と同程度になる必要がある。すなわち、r_{L}は二次ビームのラーモア半径、Mはイオンの質量、v_{s}およびq_{s}は二次ビームの粒子速度および価数、Bは磁場の強さとすると、$r_{\mathrm{L}} > Mv_{\mathrm{s}}/q_{\mathrm{s}}B$がHIBPを用いてプラズマ中心を計測するための必要条件となる。この条件をビームとプラズマのパラメータに分けて書き直すと、

$$\frac{MW_{\mathrm{b}}}{q_{\mathrm{s}}} > \frac{a^2B^2}{2} \tag{2.1}$$

という関係が導ける。ここで、$W_{\mathrm{b}} = \frac{1}{2}Mv_{\mathrm{s}}^2$はビームの運動エネルギーである。この式より、ビームのエネルギーはプラズマの半径および磁場の2乗に比例して大きくしなければならない。ビームのエネルギーを増強すると加速器の極板電圧が大きくなり、設計が難しくなる。そのため、磁場閉じ込めプラズマの場合、重イオンを用いてビームエネルギーを低く抑える必要がある。しかし、エネルギーを低くするとプラズマ中のビームの滞在時間が長くなるので、ビームの減衰が大きくなりビームの検出が難しくなる。そのため、ビームエネルギーとイオンの種類は

これらの条件やプラズマパラメータを考慮して決める必要がある。代表的な組み合わせとして、中型閉じ込め装置では、数 10keV〜数 100keV のビームエネルギーでルビジウム (Rb) やセシウム (Cs) が、大型の装置では、数 MeV のビームエネルギーでタリウム (Tl) や金 (Au) が使われている。

電子密度計測

一次ビームは主にイオン・電子衝突によって 2 次ビームとなる。イオン・電子衝突のイオン化率は電子温度の関数として Lotz の経験式 [8] によって次式のように与えられる。

$$S(T_{\mathrm{e}}) = 3.0 \times 10^{-15} \sum_{l=1}^{N} \frac{\xi_i}{T_{\mathrm{e}}[\mathrm{eV}]^{1/2} I_l} \times \int_{I_l/T_{\mathrm{e}}}^{\infty} \frac{exp(-x)}{x} \mathrm{d}x \quad [\mathrm{m}^3/\mathrm{s}] \tag{2.2}$$

ここで、I_l と ξ_l はイオン化エネルギーと原子殻の等価電子数である。中型磁場閉じ込め装置の HIBP でよく使われるルビジウムとセシウムについて Lotz の経験式より求めたイオン化率を Fig. 2.3 に示す。両者とも電子温度 30eV から 10keV くらいまではイオン化率の変化が少ない。これより、中型磁場閉じ込め装置における HIBP のイオン化量はビーム粒子数とプラズマの電子密度だけにほぼ依存する。ビームのイオン化はイオン化点のみではなく、一次ビームおよび二次ビーム軌道上でも起きているため、検出ビーム電流はイオン化点 r_* の電子密度の他にビーム軌道上の情報を含んでいる。したがって、検出ビーム電流 I_{d} は

$$\begin{aligned} I_{\mathrm{d}}(r_*) &= 2I_0 l_{\mathrm{SV}} n_{\mathrm{e}}(r_*) \langle \sigma_{12} v_{\mathrm{th}} \rangle_{\mathrm{M}} \\ &\times \exp\left(- \int_{l_1} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_1) \langle \sigma_1 v_{\mathrm{th}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \mathrm{d}r_1 - \int_{l_2} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_2) \langle \sigma_2 v_{\mathrm{th}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \mathrm{d}r_2 \right) \end{aligned} \tag{2.3}$$

と書ける。ここで、I_0 は一次ビームの電流、l_{SV} はイオン化点のサンプル体積の長さ、r_1 および r_2 は一次ビームおよび二次ビーム軌道上の位置、σ_{12} は一価から二価へのイオン化断面積、σ_1 および σ_2 は一価から二価以上および二価から三価以上へのイオン化断面積、v_{th} は電子の熱速度、$\int_{l_1} \ldots \mathrm{d}r_1$ および $\int_{l_2} \ldots \mathrm{d}r_2$ はそれぞれ

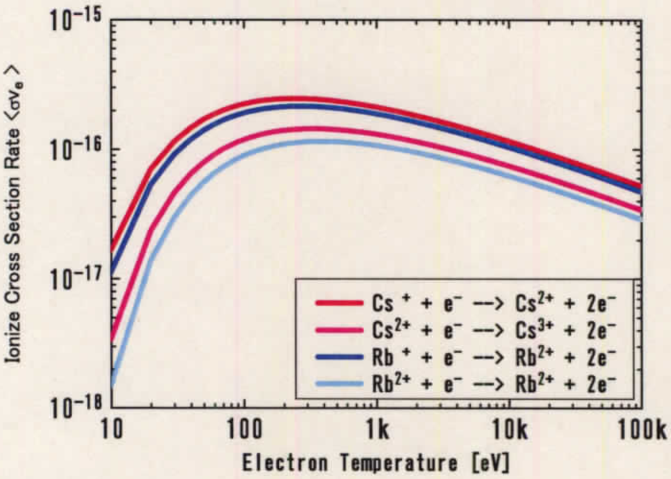


Fig 2.3: Lotz の式より計算したセシウムおよびルビジウムのイオン化率。

一次ビームおよび二次ビーム軌道上の積分である。また、$\langle\,\rangle_{\mathrm{M}}$ は速度分布関数がマクスウェル分布を仮定した平均であり、左辺の係数 2 は一次ビームに一価、二次ビームに二価のイオンビームを用いた時の係数である。

低密度プラズマでは減衰項が小さく (exp の項が 1)、検出ビーム電流はイオン化点の局所的な電子密度のみに依存する。しかし、高密度になると減衰項が無視できなくなり、ビームの減衰を考慮しなければ密度分布を得ることができない。密度揺動についても同様で、低密度場合、検出ビーム電流揺動は局所密度揺動に近似できるが、高密度ではビーム上の減衰を考慮しなけらばならない。

電位計測

HIBP はエネルギー保存則より電位計測ができる。入射ビームエネルギーを W_{i} とする。ビーム粒子の運動エネルギーとポテンシャルエネルギーであらわされる全エネルギーはプラズマ中のビーム軌道上で保存する。イオン化点の電位を ϕ とすると、イオン化点で電荷 $-e$ を持つ電子を一個失いビーム粒子の価数が 1 つ増えると、ビーム粒子がプラズマの外に出るまでに運動エネルギーを $e\phi$ 得ることにな

る。したがって検出ビームエネルギー W_d は $W_\mathrm{i}+e\phi$ となる。書き直すと、

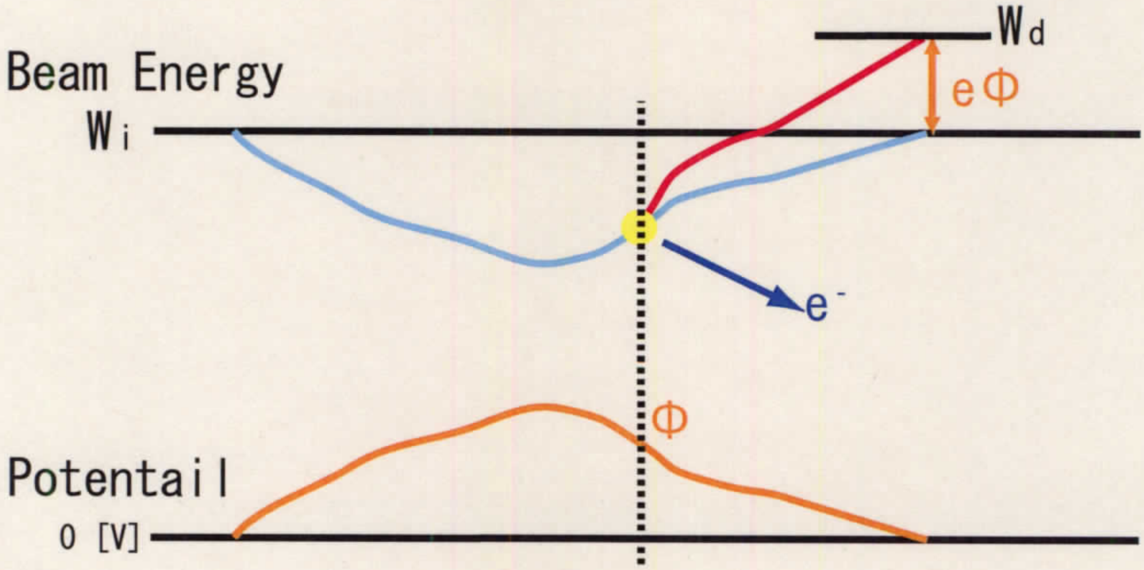


Fig 2.4: 電位計測の原理。

$$\phi = \frac{W_\mathrm{d} - W_\mathrm{i}}{e} \tag{2.4}$$

より、イオン化点の局所的な電位を計測することができる。また電位揺動についても、検出ビームエネルギーの揺動によって局所計測ができる。二次ビームはイオン化点で得る運動エネルギーによって軌道が変わり、イオン化点がずる。しかし多くの場合、式 (2.1) の要請により、$e\phi$ に対して十分大きな W_i を用いるため、このずれは無視できる。一方、$e\phi$ と W_i の大きな差のために、エネルギー分析器は高分解能が要求され、平衡電位の場合は $10^{-3} \sim 10^{-4}$、電位揺動の場合は $10^{-5} \sim 10^{-6}$ 以上の分解能が必要がある。エネルギー分析器を含む HIBP 電位計測の詳細については CHS の例を挙げて、2.4 節で説明する。

2.3　重イオンビームプローブの装置構成

一般的な HIBP はイオンガン、加速器、ビーム偏向システム、エネルギー分析器およびスプリット・プレートから構成される。同様の構成である CHS の HIBP

の構成図を Fig. 2.5 に示し、以下にそれぞれの構成機器について述べる。

イオン・ガンと加速器

イオン・ガンはイオン源、レンズ電極、初期加速電極からなる。イオン源は、多孔質構造を持つアルカリ化合物からの熱イオン放出を利用したものや [57–60]、プラズマを生成しそこから引き出すものなどがある。中型装置では、前者がよく使われている。ここでは、前者について CHS のイオン・ガンを例に上げて述べる。

Fig. 2.6 および Fig. 2.7 にそれぞれイオン・ガンの写真および概略図を示す。アルカリ化合物から熱イオン放出によって放出されたイオンは、引き出し電極によって引き出されてビームとなる。その後、レンズ電極により焦点位置が調整され、初期加速電極により加速される。ビーム形状はビームライン上でプレート検出器などを用いて計測する。イオンガンから出射されたビームは、下流に設置された加速器によって設定のエネルギーまで加速される。

ビーム偏向システム

加速器から出射したビームは、ビームラインの形状やイオン・ガン (特にイオン源) の設置誤差などによって中心軸より外れた場合、補助ビーム偏向器によって理想のビームラインに調整される。この同定は上述のプロファイル・モニタなどで行う。その後、イオンガン側と検出器側に設置された (イオンガン側のみの場合もある) メインのビーム偏向器に軌道計算で得られた電圧を掛けることで、プラズマ中のイオン化点を狙う。

エネルギー分析器

プラズマから出て、ビーム偏向器を通ったビームはエネルギー分析器を通る。HIBP で用いるエネルギー分析器は円筒型と 30 度平行平板型が知られている。多

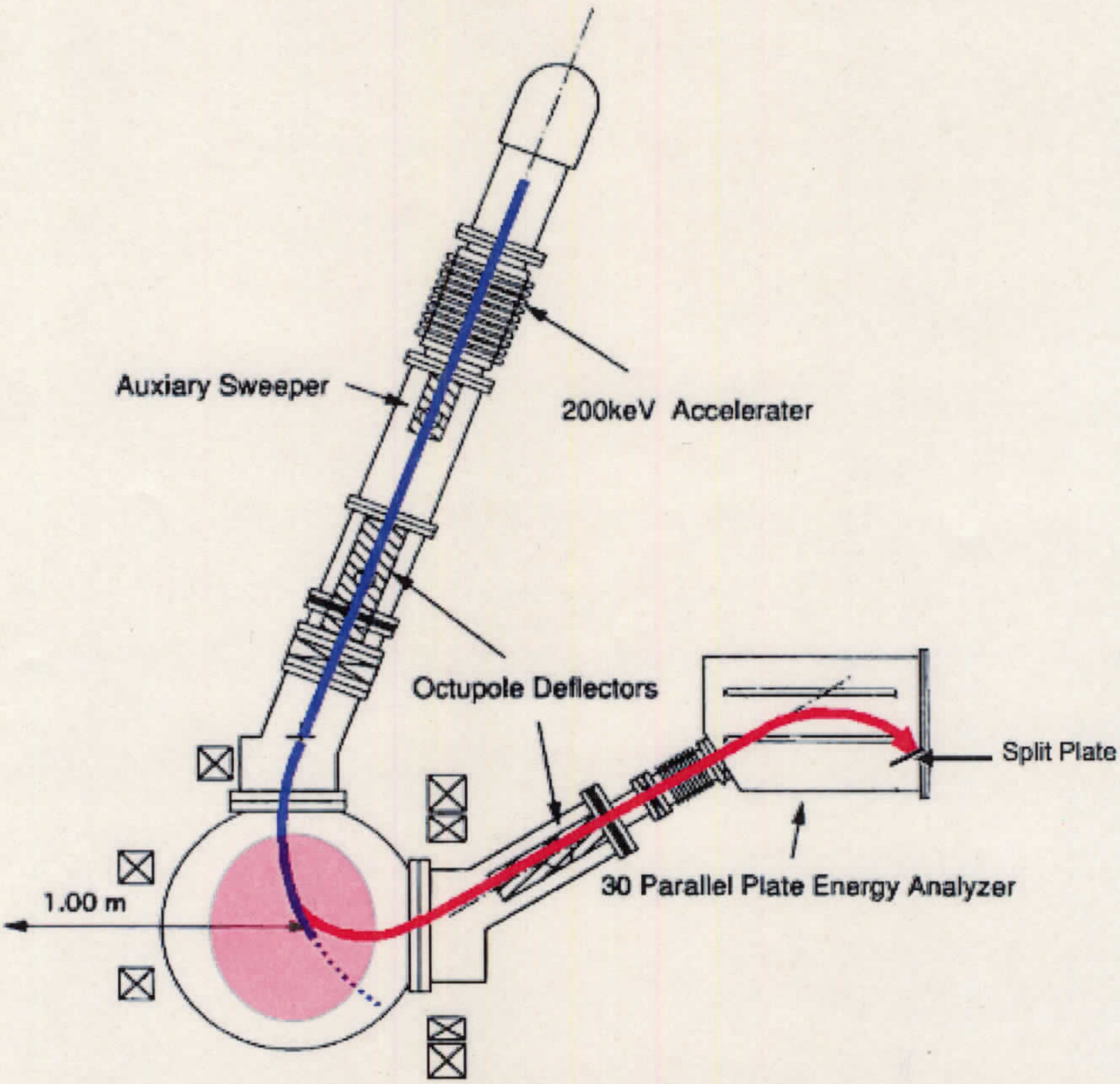


Fig 2.5: HIBP の概略図。

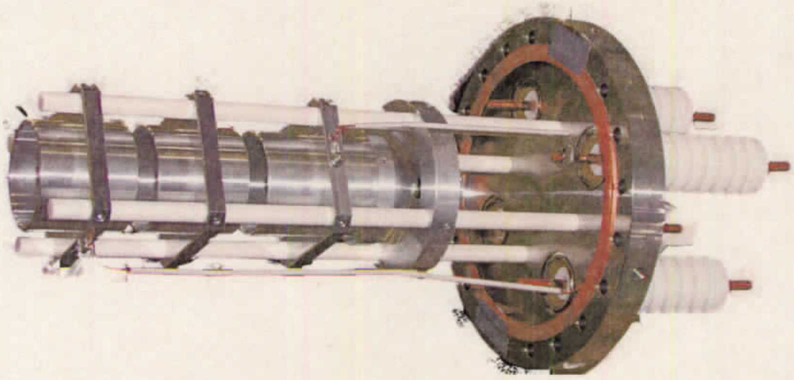


Fig 2.6: Ion Gun の写真

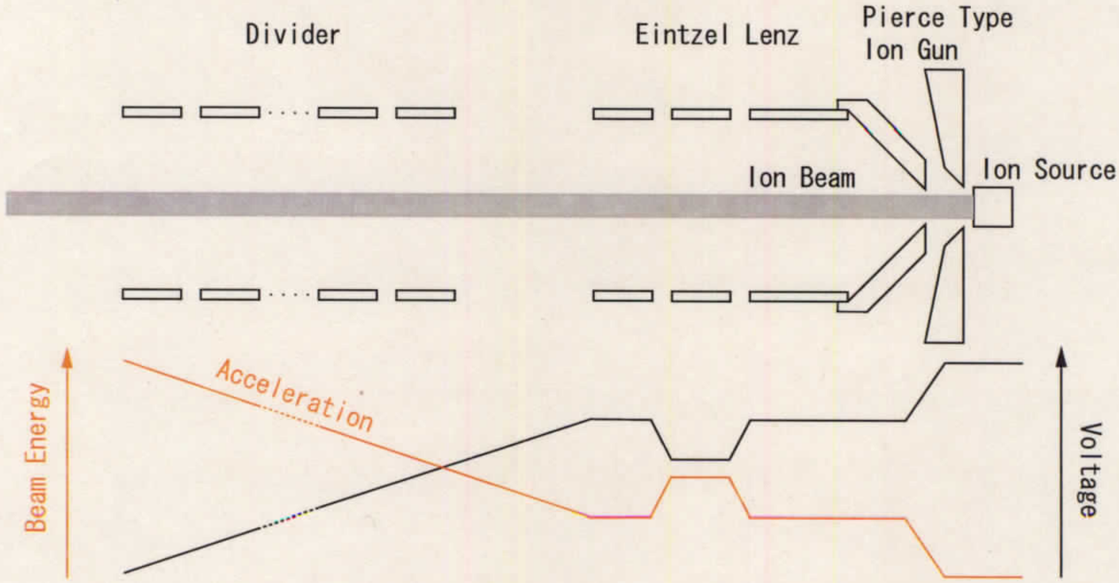


Fig 2.7: イオン・ガンの概略図

くのHIBPでは、後者の30度平行平板型エネルギー分析器が使われている。30度平行平板エネルギー分析器はProcaとGreenによって提案され[61,62]、HIBPや閉じ込めプラズマ実験に限らず、多くの分野で使われている。

スプリット・プレート

検出器はエネルギー分解するために、上下に分割されている。またHIBPは検出器の左右方向に磁場の情報を持っているので、検出器は左右にも分割され、計4枚に分割されたスプリット・プレートを用いている。スプリット・プレートはビーム電流を検出する金属板を使うものと主にイオン粒子数をカウントするMCP(Multi-Channel-Plate)を使うものがある。多くの装置では金属板が用いられているが、検出ビームが微弱である場合、後者が用いられる事がある。

データ記録・解析

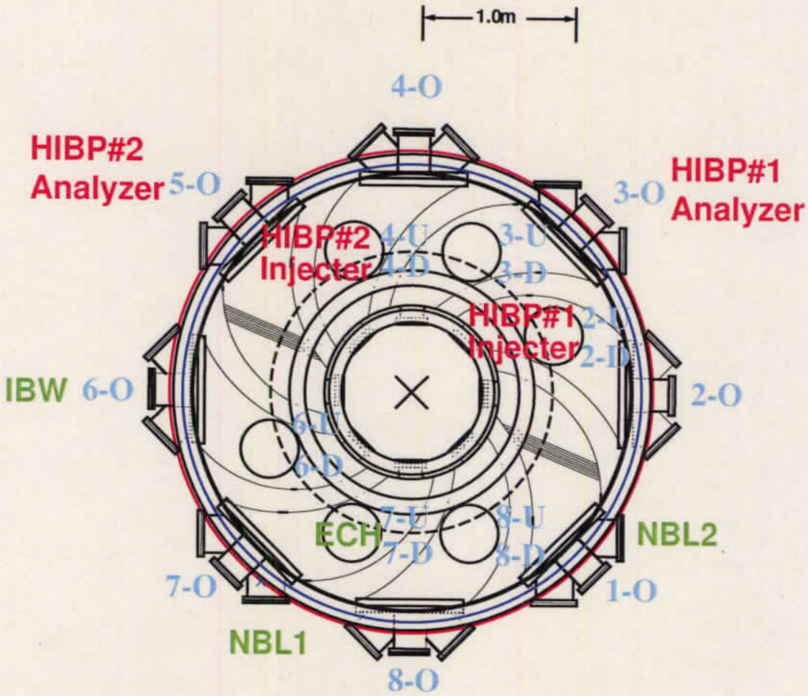
検出器に金属板を用いた場合、ビーム電流を電流電圧アンプにより電圧に変換する。その後、デジタイザ(Digital-Analog-Converter; DAC)を通して、データが記録される。解析は、PCによって行われる場合が多い。

2.4 CHSの重イオンビームプローブ

CHS上方から見たHIBPの設置位置をFig. 2.8に示す。他のHIBPシステムにはないCHSのHIBPシステムの最大の特徴はトロイダル方向に約90度離れた位置に2台設置されていることである。これによりプラズマ内部のトロイダル方向の相関を観測できるようになり、ゾーナル流の計測といった世界的な成果を挙げている[63]。

CHS・HIBPとコントロールシステムの概略図をFig. 2.9に示す。以下に、構成機器の説明をする。

(a)



(b)

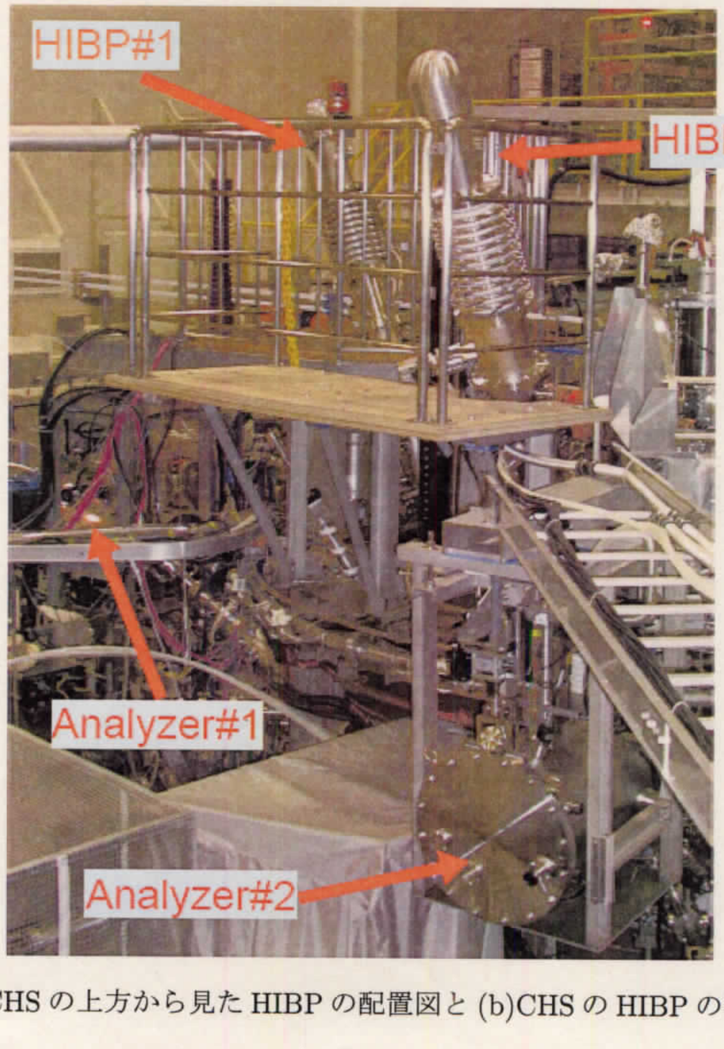


Fig 2.8: (a)CHS の上方から見た HIBP の配置図と (b)CHS の HIBP の写真。

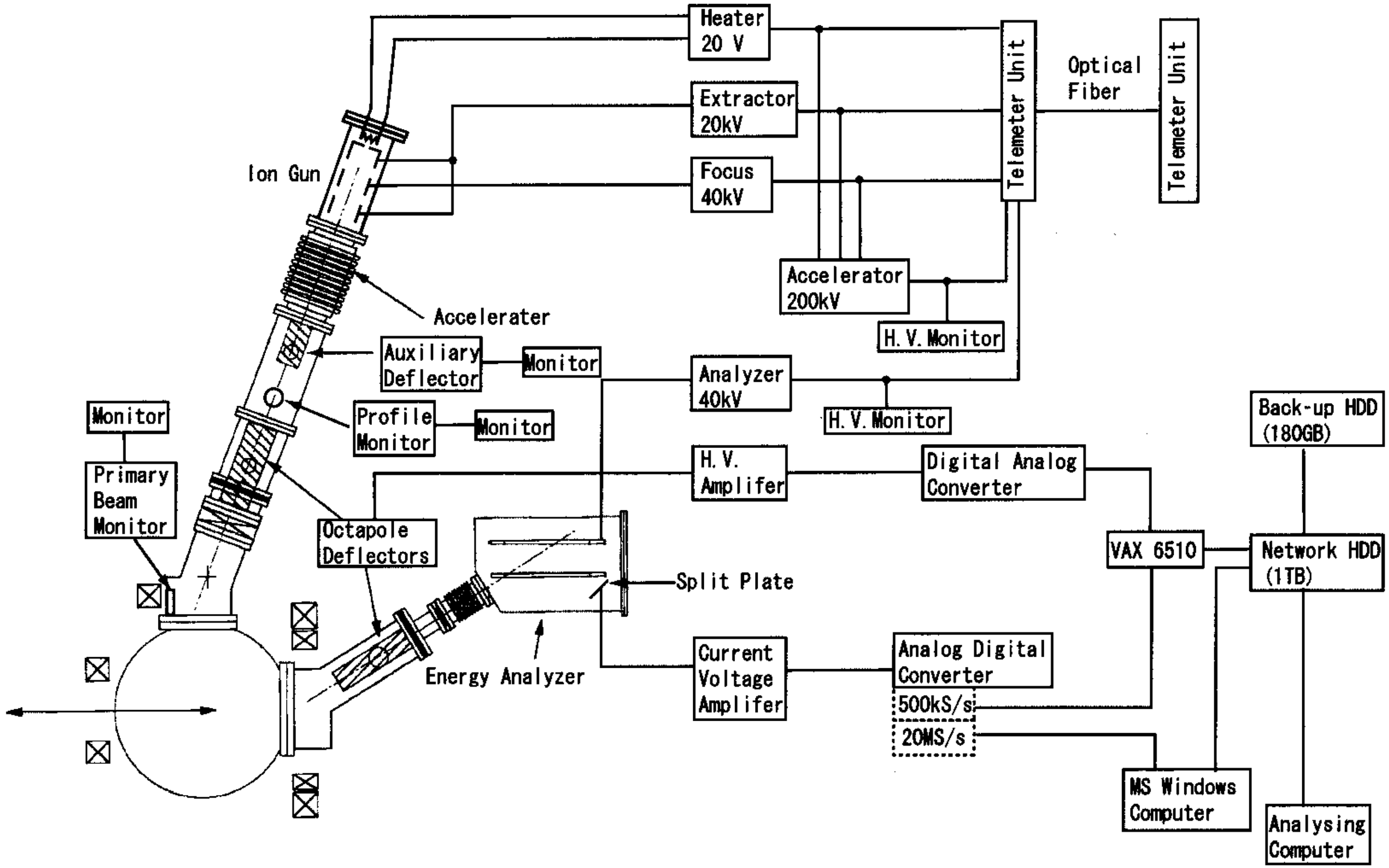


Fig 2.9: HIBPのコントロールシステム

イオン・ガンと加速器

イオン種は中型閉じ込め装置でよく用いられているセシウム (Cs) やルビジウム (Rb) の一価のイオンを選んでいる。イオンの生成には多孔質構造を持つゼオライト化合物を用いた熱イオン放出によって生成する。イオン・ガンは、円筒型のレンズを含む Pierce 型イオン・ガン [64] を用いている (Fig. 2.7)。イオン・ガン下流の加速器は、10 枚の円筒電極からなり、イオン・ガン最下流と同電圧の最上流電極から下流に向かってアース電圧まで徐々に下げることで、イオンを加速する。加速器の最大加速電圧は 200kV である。これにより、CHS の最大磁場強度 1.8 T でもプラズマ中心の計測が可能である。

ビーム形状計測とビーム偏向システム

ビームの焦点やビームラインの位置の計測は加速器下流に設置したヘリカル状の金属線が回転する検出器 (Profile Monitor) と HIBP ビームライン上の CHS 本体近くに設置されたプレート検出器 (Primary Beam Monitor) によっておこなっている。

ビームラインの調整は四極補助ビーム偏向器で行っている。またメインのビーム偏向システムはイオン・ガン側と検出器側にそれぞれ八極ビーム偏向器が設置されている。1 枚に印加できる最大電圧は、20 k V である。Fig. 2.10 にこの偏向システムを用いた CHS の磁気軸が 92.1cm の場合の計測点を示す。トロイダル方向に計測点を移動しながら、プラズマの径方向全域の計測が出来ていることがわかる。

エネルギー分析器

エネルギー分析器は 30 度平行平板エネルギー分析器を用いている。平行平板に印加できる最大電圧は 40 k V である。CHS で用いている 30 度平行平板エネルギー

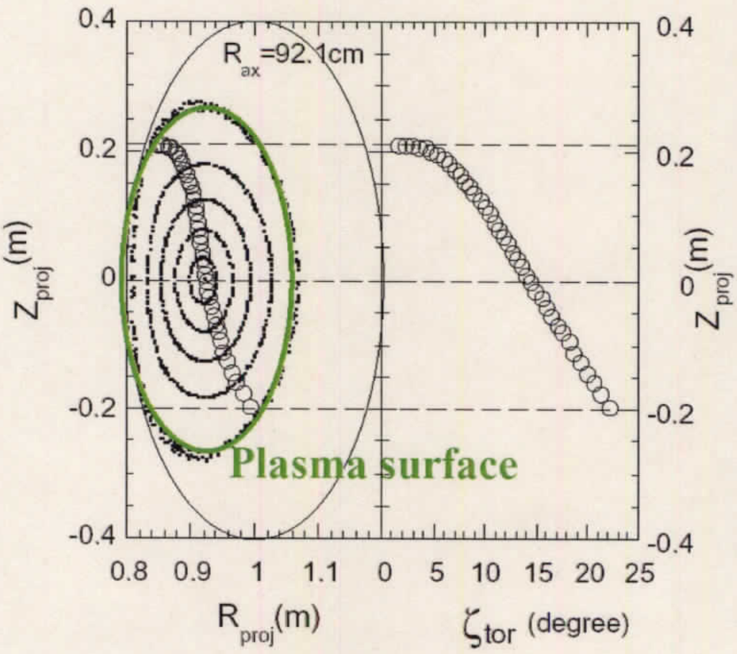


Fig 2.10: 磁気軸 92.1cm の時の計測点。左はポロイダル断面、右はトロイダル位置。

分析器の概略図を Fig. 2.11 および Fig. 2.12 に、写真を Fig. 2.13 示す。上下の極板には漏れ電場を少なくするために、メッシュが張ってある。下部メッシュはビームの軌道確保、上部のメッシュはプラズマからの放射光を逃がすためである。また、上部の平行平板電極のそれぞれの辺は電界集中を避けるために、丸めてある。

ここで、30 度平行平板エネルギー分析器について簡単に説明する。理想的な平行平板エネルギー分析器を使う事で検出ビームエネルギー W_d は次式のようにあらわされる。

$$W_\mathrm{d} = q_\mathrm{s} e V_\mathrm{A} \left\{ G(\theta_\mathrm{I}, \alpha) + F(\theta_\mathrm{I}, \alpha) \frac{\Delta i_\mathrm{d}}{I_\mathrm{d}} \right\}. \tag{2.5}$$

ここで、q_s は 2 次ビームの電荷 (ここでは $q_\mathrm{s} = 2e$)、θ_I および α はそれぞれエネルギー分析器への垂直および水平 (トロイダル) 方向の入射角、Δi_d はスプリット・プレート上の検出ビーム電流の上下の差で、

$$\Delta i_\mathrm{d} = I_\mathrm{upper} - I_\mathrm{down} \tag{2.6}$$

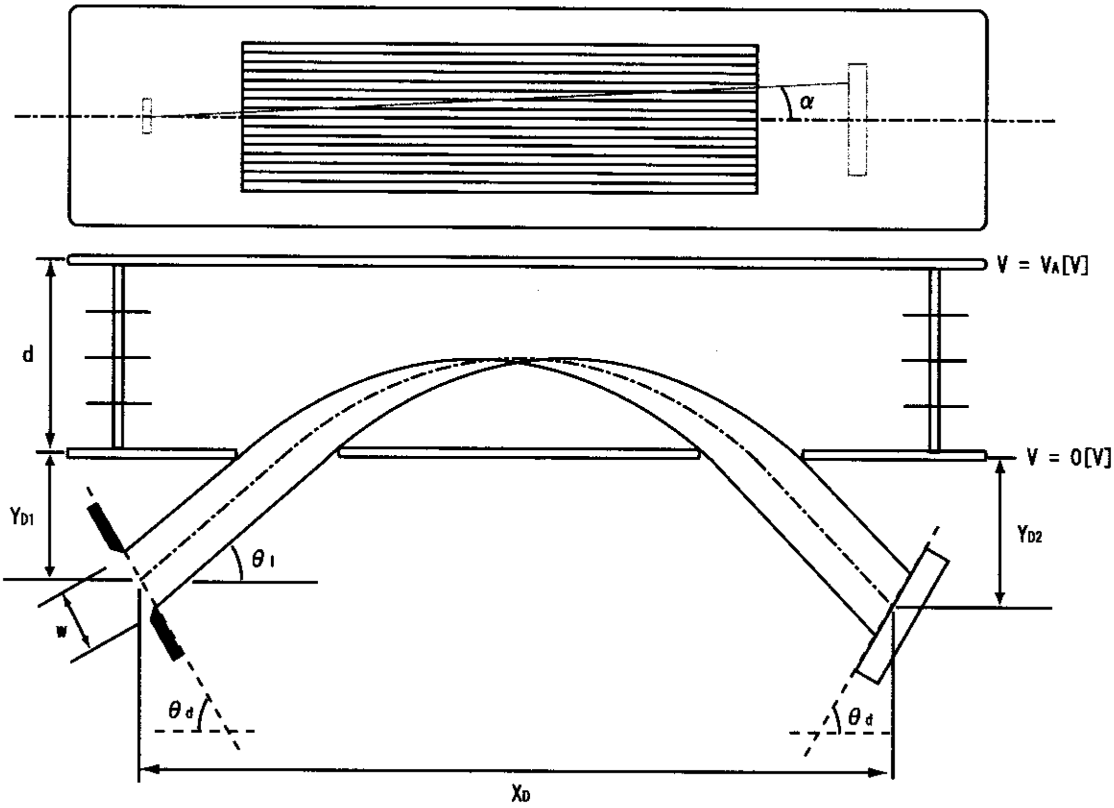


Fig 2.11: Proca-Green 型平行平板エネルギー分析器

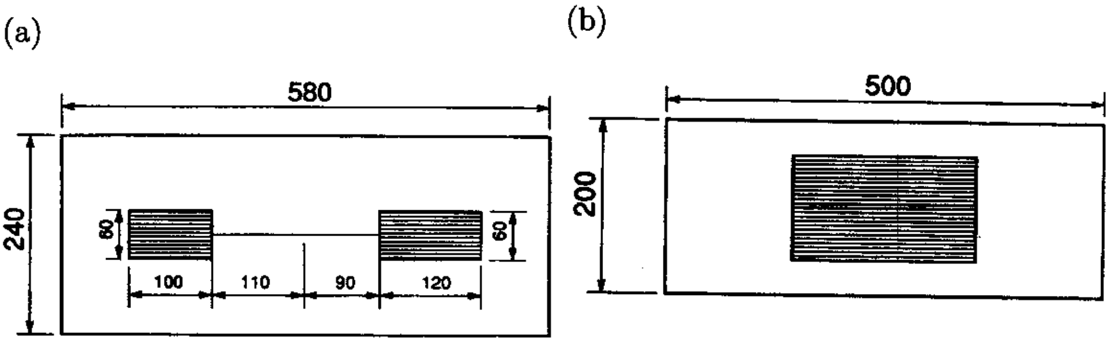


Fig 2.12: Proca-Green 型平行平板エネルギー分析器の上下の極板。漏れ電場を少なくするために、メッシュが張ってある。下部メッシュはビームの軌道確保、上部のメッシュはプラズマからの放射光を逃がすため。

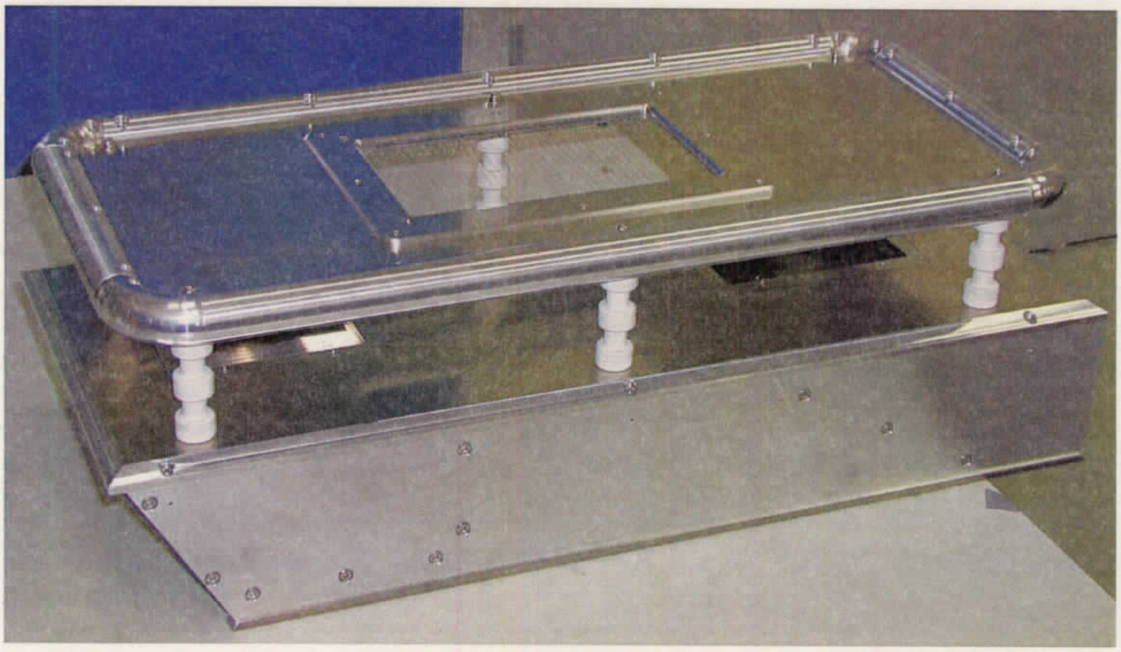


Fig 2.13: CHS・HIBP の平行平板分析器の写真。

とあらわる。ここで、I_{upper} および I_{down} はそれぞれスプリットプレートの上段および下段の検出ビーム電流である。また V_{A} は上部電極に印加する電圧である。$G(\theta_{\mathrm{I}}, \alpha)$ は利得関数でビームがスプリット・プレート中心に投影する時の1次ビーム加速電圧 W_{i} と V_{a} の比 $W_{\mathrm{i}}/(eV_{\mathrm{a}})$ である。$F(\theta_{\mathrm{I}}, \alpha)$ は、検出器上におけるビームの上下方向ずれ感度を現す関数である (付録 A)。CHS の場合、$\theta_{\mathrm{I}} = 30°$、$\alpha = 0°$ である。また、$G(30°, 0°) \sim 4.864$ および $F(30°, 0°) \sim 2.1 \times 10^{-2}$ となっている。CHS の標準配位 (磁気軸:92.1cm、平均磁場強度:0.88T) において、Cs ビームを用いた時、$V_{\mathrm{A}} = 14.7\mathrm{kV}$ なので、エネルギー分析器の計測範囲は、式 (2.4) および式 (2.5) より、

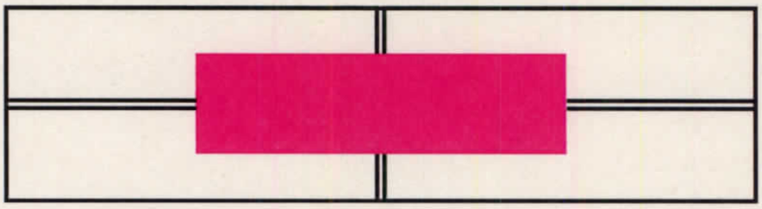
$$\phi = \frac{W_{\mathrm{d}} - W_{\mathrm{i}}}{e} = 2V_{\mathrm{A}}F(30°, 0°) \sim 630 \text{ [V]} \tag{2.7}$$

の2倍、つまり約1.3kV となる。

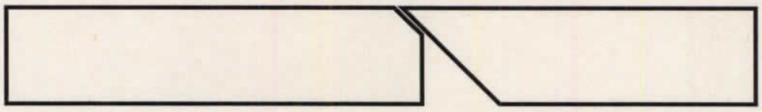
スプリット・プレート

スプリット・プレートは金属板を用いている。Fig. 2.14 に CHS のスプリット・プレートの概略図と 3 つのスプリット・プレートが連なったセットの写真を示す。金属板を用いたスプリット・プレートは Fig. 2.14(b) に示すように側面から見ると斜めの面で重なり合っている。この仕組みによりビームは極板間を通過し、損失することなしに検出することができる。また下部には静電結合を低減させるために極板間に隙間が設けている。スプリット・プレートで受けた検出ビーム電流は 10^7 V/A の電流電圧アンプを通して電圧信号に変換される。信号は時間分解能 2 μs または 25 ns の DAC を通して、最終的にハード・デスク・ドライブ (HDD) に保存される。解析は PC で行う。

(a)



(b)



(c)

Fig 2.14: スプリット・プレート。(a) ビームが当たる面から見た図。桃色はビームの投影イメージ。(b) 側面から見た図。(c)CHS・HIBP に設置されている 3 ビーム分のスプリット・プレート。

第3章　密度・電位の乱流揺動の同時測定

3.1　揺動計測に必要なビーム強度

揺動計測のための必要条件を概算する。検出ビーム電流は、イオン化点とビーム軌道上の密度を反映する情報であった。密度揺動計測に用いる検出ビーム電流揺動にも同様の事が言える。検出ビーム電流揺動と密度揺動の関係を求めるために、検出ビーム電流をあらわす式 (2.3) の変分をとる。

$$
\begin{aligned}
\delta I_d(r_*) = {} & I_0 l_{\mathrm{SV}} \delta n_{\mathrm{e}}(r) \langle \sigma_{12} v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}} \\
& \times \exp\left(- \int_{l1} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_1) \langle \sigma_1 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_1 - \int_{l2} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_2) \langle \sigma_2 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_2 \right) \\
& + I_0 l_{\mathrm{SV}} n_{\mathrm{e}}(r) \langle \sigma_{12} v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}} \left(- \int_{l1} \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_1) \langle \sigma_1 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_1 \right) \\
& \times \exp\left(- \int_{l1} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_1) \langle \sigma_1 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_1 - \int_{l2} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_2) \langle \sigma_2 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_2 \right) \\
& + I_0 l_{\mathrm{SV}} n_{\mathrm{e}}(r) \langle \sigma_{12} v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}} \left(- \int_{l2} \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_2) \langle \sigma_2 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_2 \right) \\
& \times \exp\left(- \int_{l1} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_1) \langle \sigma_1 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_1 - \int_{l2} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_2) \langle \sigma_2 v_{\mathrm{the}} \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_2 \right).
\end{aligned}
\tag{3.1}
$$

式 (3.1) を式 (2.3) で割ると、検出ビーム電流揺動は、

$$
\begin{aligned}
\frac{\delta I_{\mathrm{d}}(r_*)}{I_{\mathrm{d}}(r_*)} = {} & \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_*)}{n_{\mathrm{e}}(r_*)} \\
& - \int_{l_1} \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_1)}{n_{\mathrm{e}}(r_1)} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_1) \langle \sigma_1 v_{\mathrm{e}}(r_1) \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_1 - \int_{l_2} \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_2)}{n_{\mathrm{e}}(r_2)} \frac{n_{\mathrm{e}}(r_2) \langle \sigma_2 v_{\mathrm{e}}(r_2) \rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{B}}} \mathrm{d}l_2,
\end{aligned}
\tag{3.2}
$$

とあらわされる。このように検出ビーム電流揺動は局所密度揺動 (右辺第 1 項) と軌道上の密度揺動 (右辺第 2、3 項) の和としてあらわされる。この軌道上の密度揺

動の寄与を経路積分効果と呼ぶ。

問題を単純化するために経路積分効果を無視し、検出ビーム電流は局所密度揺動のみであらわせるとする。

$$\frac{\delta I_{\mathrm{d}}(r_*)}{I_{\mathrm{d}}(r_*)} \sim \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_*)}{n_{\mathrm{e}}(r_*)}. \tag{3.3}$$

CHS の HIBP では 10^7 V/A の電流電圧増幅器を用いている。その熱ノイズ(アンプノイズ)は 10 mV 程度、すなわち検出ビーム電流に換算すると $|\delta I_{\mathrm{d,noise}}| \sim 1$ nA となる。電子密度揺動成分の計測は、プラズマが生成されている時の検出ビーム電流に対して、プラズマが存在しない時の信号の振動強度(ノイズレベル)よりも大きい必要がある。イオン化点の密度揺動が 1%だと仮定すると、密度揺動計測のための必要条件は

$$\frac{|\delta I_{\mathrm{d,noise}}|}{I_{\mathrm{d}}} < 0.01 \tag{3.4}$$

より、$I_{\mathrm{d}} > 100$ nA となる。

次に電位揺動計測の必要条件について考える。ボルツマン関係

$$\frac{\delta n_{\mathrm{e}}}{n_{\mathrm{e}}} = \alpha \frac{e\delta\phi}{T_{\mathrm{e}}} \tag{3.5}$$

が成り立つと仮定すると、電子温度で規格化した電位揺動は密度揺動に比例する。さらに、式(3.5)において比例係数 $\alpha = 1$、イオン化点での電子温度を 200 eV と仮定すると、密度揺動は 1%と仮定しているので、電位揺動は 2 V と予想される。このとき式(2.7)より、電位揺動計測のための必要条件は、

$$2 > 630\frac{\Delta\delta i_{\mathrm{d,noise}}}{I_{\mathrm{d}}} \sim \frac{630|\delta I_{\mathrm{d,noise}}|}{I_{\mathrm{d}}} \tag{3.6}$$

となるので、検出ビーム電流 I_{d} の必要電流値は、$I_{\mathrm{d}} > 310$ nA となる。このように電位揺動計測には密度揺動計測に比べて大きな検出ビーム電流が必要と推定される。

従来の市販のイオン源を用いた HIBP の検出ビーム電流は 100 nA 程度である。これは、密度揺動計測の必要最低条件程度である。そのため揺動計測については、

主に密度・電位の揺動強度が大きいコヒーレントモードの計測を行っていた。本研究では電子密度・電位のコヒーレントモードの揺動のみならず、広帯域な周波数成分を持つ揺動の乱流成分をも計測することを試みた。

3.2 イオン源の改良

3.1 節より、電位の揺動計測を行うには検出ビーム電流揺動を検出するよりも、検出ビーム電流を大きくしなければならない。検出ビーム電流を大きくする方法として、イオン化点でのイオン化率の増大および入射ビーム電流密度の増強が考えられる。前者を選択する場合、イオン化エネルギーの低いイオン種を選ぶことになるが、ビーム軌道上のビームの減衰も大きくなってしまい、検出ビーム電流を大きくできるとは限らない。そこで後者の入射ビーム電流密度の増強を考えた。

CHS の HIBP は熱イオン放出によりアルカリ金属イオンを取り出している。熱イオン放出によるイオン源の開発として、β ユークリプタイト (β-eucryptite) 型アルカリアルミノケイ酸塩 ($X_2O \cdot Al_2O_3 \cdot 2SiO_2$。X は、Li、Na、K、Rb および Cs) に関する研究がある [65]。それによると粉末を一度融解、冷却してガラス状態にすることで、イオン源中におけるアルカリ金属イオンの移動度が大きくなり、同温度でも粉末に比べて 10 倍程度のイオンを放出することができ、かつ高密度イオン放出の状態が格段に長時間維持される、という報告がある。本研究で用いているゼオライトは β ユークリプタイトと同様に結晶性の多孔質物質であることから、粉末よりもガラス状態にした方がより多くのイオン放射が得られる可能性がある。

Fig. 3.1(a) に本研究開始以前に用いていた Spectra Mat Inc. 製の旧型イオン源ソケットの概略図を示す。これはセラミック内部にフィラメントが埋め込まれ、セラミック上部の凹部にイオン源 (セシウムゼオライト粉末) を詰められており、熱イオン放出によってイオン取り出す構造になっている。熱はフィラメント、セラミック、ゼオライトと伝わり間接的に加熱する構造になっている。このソケットを

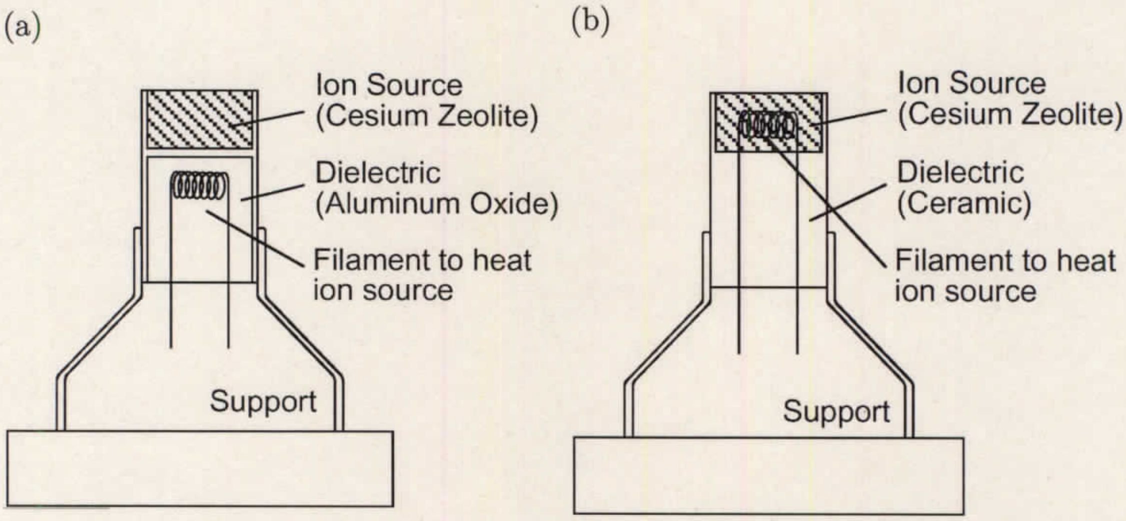


Fig 3.1: イオン源ソケット。(a) 旧型イオン源ソケット。(b) 新型イオン源ソケット

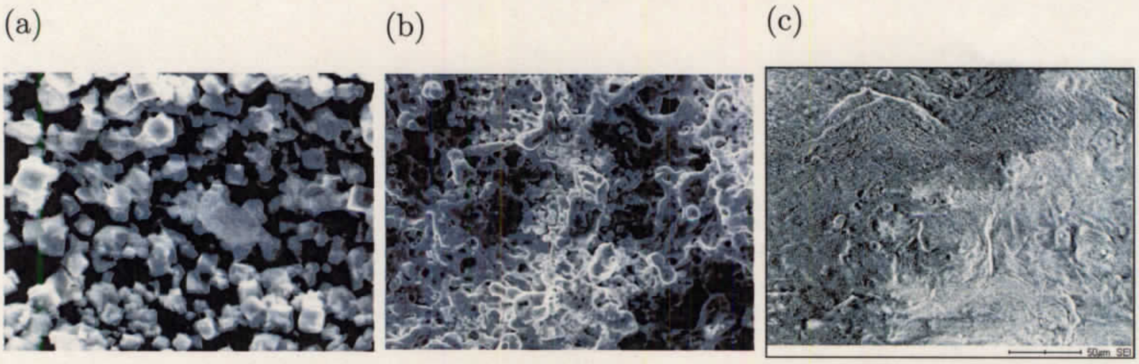


Fig 3.2: イオン源の顕微鏡写真。(a) 加熱前の粉末状ゼオライト。(b) 加熱して固まった状態。(c) さらに6時間加熱したあとの状態。

用いて、ゼオライトがガラス化するまで高温にするために、フィラメントに流す電流を大きくしていくと、セシウムゼオライトが融解する前にフィラメントが断線してしまう。

そこで、ゼオライトの中にフィラメントを挿入し、ゼオライトを直接過熱する構造の新型イオン源ソケットを考案した (Fig. 3.1(b))。フィラメントは太さや材質をいくつか試した結果、一番扱いやすくゼオライトを過熱することができる直径0.3mmのレニウム25%を含有するタングステンを用いている。

この新型ソケットは、ゼオライトを埋め込む凹部にフィラメントがあるため、ゼオライトを埋め込む際にはなるべく空間ができないように配慮する必要がある。ま

た、過熱の際には熱が直接イオン源に伝わるため、急激に加熱するとわずかに含まれる空気が急激に膨張し、イオン源を吹き飛ばしてしまうので、旧型ソケットに比べて緩やかに加熱する必要がある。

このソケットを用いることで粉末状ゼオライト (Fig. 3.2(a)) をガラス状態 (Fig. 3.2(b)、(c)) にすることができた。テスト・スタンドにおいて、イオン源から約 1m の位置に検出器を設置し、直接過熱型と間接加熱型イオン源の性能を比較した。直接加熱型にしたことにより、従来に比べて最大約 10 倍の 1 mA(加速エネルギー:10 keV) の電流値を得ることに成功した。

直接加熱型イオン源ソケットを用いて CHS プラズマの計測を行い、間接加熱型イオン源ソケットを用いたほぼ同条件でのプラズマの計測結果と比較した (Fig. 3.3)。イオンはセシウムである。赤および青線はそれぞれ直接加熱型および間接加

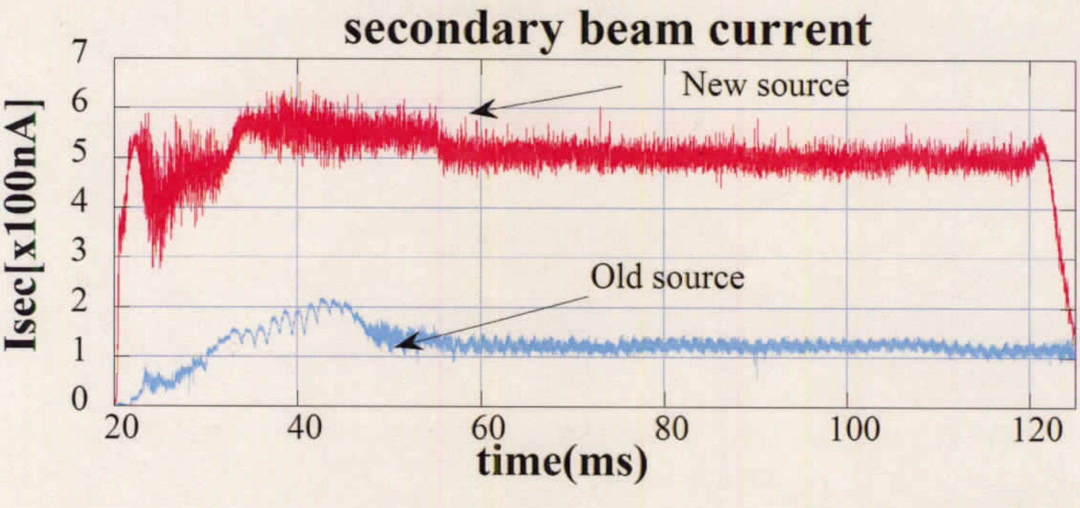


Fig 3.3: 間接加熱型および直接加熱型イオン源ソケットの検出ビーム電流。

熱型イオン源ソケットを使用した検出ビーム電流である。この例の場合、80ms における検出ビーム電流は間接加熱型が 100 nA なのに対し、直接加熱型はその 5 倍の 500nA となっている。これより、電位揺動計測が可能な検出ビーム電流を得ることができた。またプラズマパラメータにもよるが、直接加熱型を用いたこれまでの実績として、最大 2 μA 程度の検出ビーム電流を得ることに成功している。こ

れは、電位揺動のみならず、電位の差より求めるため、より計測条件が厳しい電場揺動を検出可能な電流強度である。

3.3 揺動解析法

DACよりコンピュータに保存されたスプリット・プレートの各極板の生データの信号 $I_{(i,j),\mathrm{raw}}(t)$ は、増幅器を完全に調整する事が難しいため0Vから僅かにずれている (Fig. 3.4)。ここで、$i = \mathrm{upper}, \mathrm{down}$ および $j = \mathrm{left}, \mathrm{right}$ であり、それぞれ上下および左右を示す添え字である。そこでプラズマが生成されていない時間 $t_{\mathrm{w/o}}$ の各電極の信号を増幅器の熱ノイズ(アンプノイズ)とし、この時間の信号 $I_{(i,j)}(t_{\mathrm{w/o}})$ の平均値をゼロ点とし、以後の解析を行う補正したデータ信号 $I_{(i,j)}(t)$ とする。

$$I_{(i,j)}(t) = I_{(i,j),\mathrm{raw}}(t) - \langle I_{(i,j)}(t_{\mathrm{w/o}})\rangle \tag{3.7}$$

補正したデータ信号を用いて、スプリット・プレートの全極板の合計 I_{d} および上下差 Δi_{d} を計算し、検出ビーム電流強度およびプラズマ電位の変位を求める。検出ビーム電流揺動および電位揺動は次式により求める。

$$\text{検出ビーム電流揺動} = \frac{I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}}) - \langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}})\rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}})\rangle} \tag{3.8}$$

$$\text{電位揺動} = 630 \times \frac{\Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}}) - \langle \Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}})\rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}})\rangle}\frac{e}{T_{\mathrm{e}}} \tag{3.9}$$

ここで、t_{w} はプラズマ生成中の解析を行う時間であり、$\langle\rangle$ は解析時間における時間平均をあらわす。ノイズは次式より評価する。

$$\text{検出ビーム電流のノイズ} = \frac{I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}}) - \langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}})\rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}})\rangle} \tag{3.10}$$

$$\text{電位のノイズ} = 630 \times \frac{\Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}}) - \langle \Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}})\rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w}})\rangle}\frac{e}{T_{\mathrm{e}}} \tag{3.11}$$

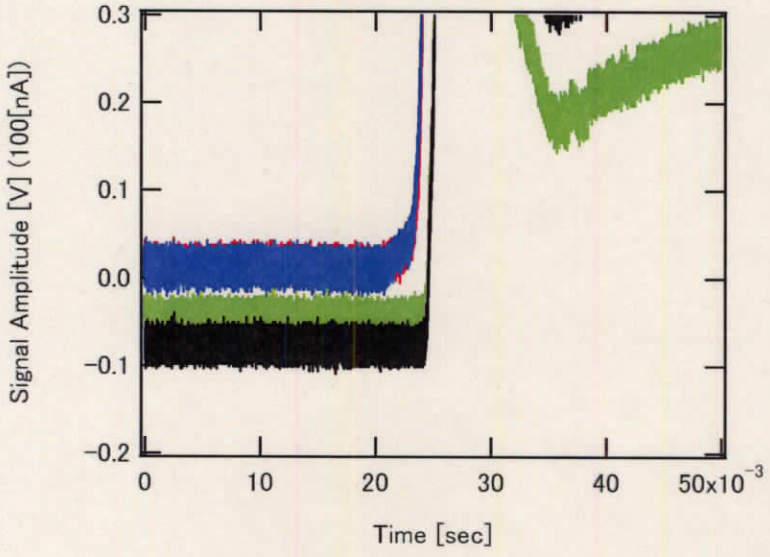


Fig 3.4: スプリット・プレートの各極板の生データ。

検出ビーム電流および電位揺動のパワー $P_{\mathrm{sig,n_e}}$ および $P_{\mathrm{sig},\phi}$ およびそれぞれのノイズのパワー $P_{\mathrm{noi,n_e}}$ および $P_{\mathrm{noi},\phi}$ を二乗平均を用いて、以下のように定義する。

$$P_{\mathrm{sig,n_e}} = \left\langle \left(\frac{I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) - \langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) \rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) \rangle} \right)^2 \right\rangle \tag{3.12}$$

$$P_{\mathrm{noi,n_e}} = \left\langle \left(\frac{I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}}) - \langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}}) \rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) \rangle} \right)^2 \right\rangle \tag{3.13}$$

$$P_{\mathrm{sig},\phi} = \left\langle \left(630 \times \frac{\Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) - \langle \Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) \rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) \rangle} \frac{e}{T_{\mathrm{e}}} \right)^2 \right\rangle \tag{3.14}$$

$$P_{\mathrm{noi},\phi} = \left\langle \left(630 \times \frac{\Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}}) - \langle \Delta i_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/o}}) \rangle}{\langle I_{\mathrm{d}}(t_{\mathrm{w/}}) \rangle} \frac{e}{T_{\mathrm{e}}} \right)^2 \right\rangle . \tag{3.15}$$

物理量の揺動パワー P は信号の揺動のパワー $P_{\mathrm{sig}} \equiv P_{\mathrm{sig,n_e}}$, $P_{\mathrm{sig},\phi}$ からノイズ $P_{\mathrm{noi}} \equiv P_{\mathrm{noi,n_e}}$, $P_{\mathrm{noi},\phi}$ のパワーを引いた値、

$$P \equiv P_{\mathrm{sig}} - P_{\mathrm{noi}} \tag{3.16}$$

と定義する。また信号の揺動、ノイズおよび物理量の揺動強度はそれぞれの揺動およびノイズパワーの平方根、つまり、それぞれ $\sqrt{P_{\mathrm{sig}}}$、$\sqrt{P_{\mathrm{noi}}}$ および $\sqrt{P}$ と定義する。

定常状態のプラズマ中に存在する揺動には、統計的なばらつきがある。このため、揺動パワーはある程度の幅を持つ。この揺動パワーの幅を求めるためには、全解析時間をいくつかの小解析時間に分割し、統計処理を行う必要がある。Fig. 3.5 に検出ビーム電流を全解析時間 $T = 10$ms を $N = 10$ 個の小解析時間 $t_i = 1$ms に分割した例を示す。各小解析時間で物理量の揺動パワー P_i を求め、その平均値

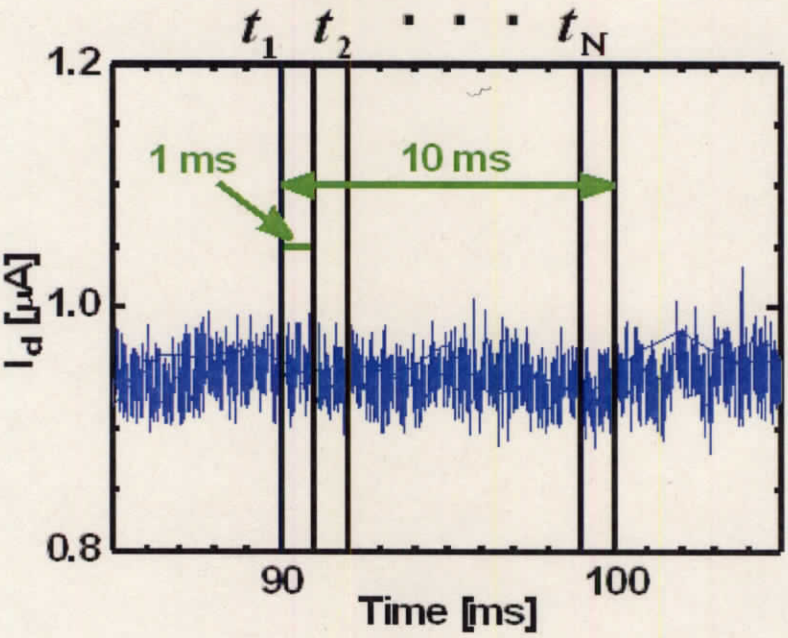


Fig 3.5: データ・ウィンドウの分割。

$\overline{P} = \sum_{i=1}^{N} \frac{P_i}{N}$ と統計誤差 (標準誤差) $\sqrt{\sum_{i=1}^{N} \frac{(P_i - \overline{P})^2}{N(N-1)}}$ により揺動パワーの幅を評価する。

3.4 揺動スペクトルの観測結果

3.4.1 実験条件

Fig. 3.6 に CHS の運転例を示す。Fig. 3.6(a) は計測したプラズマの運転条件と

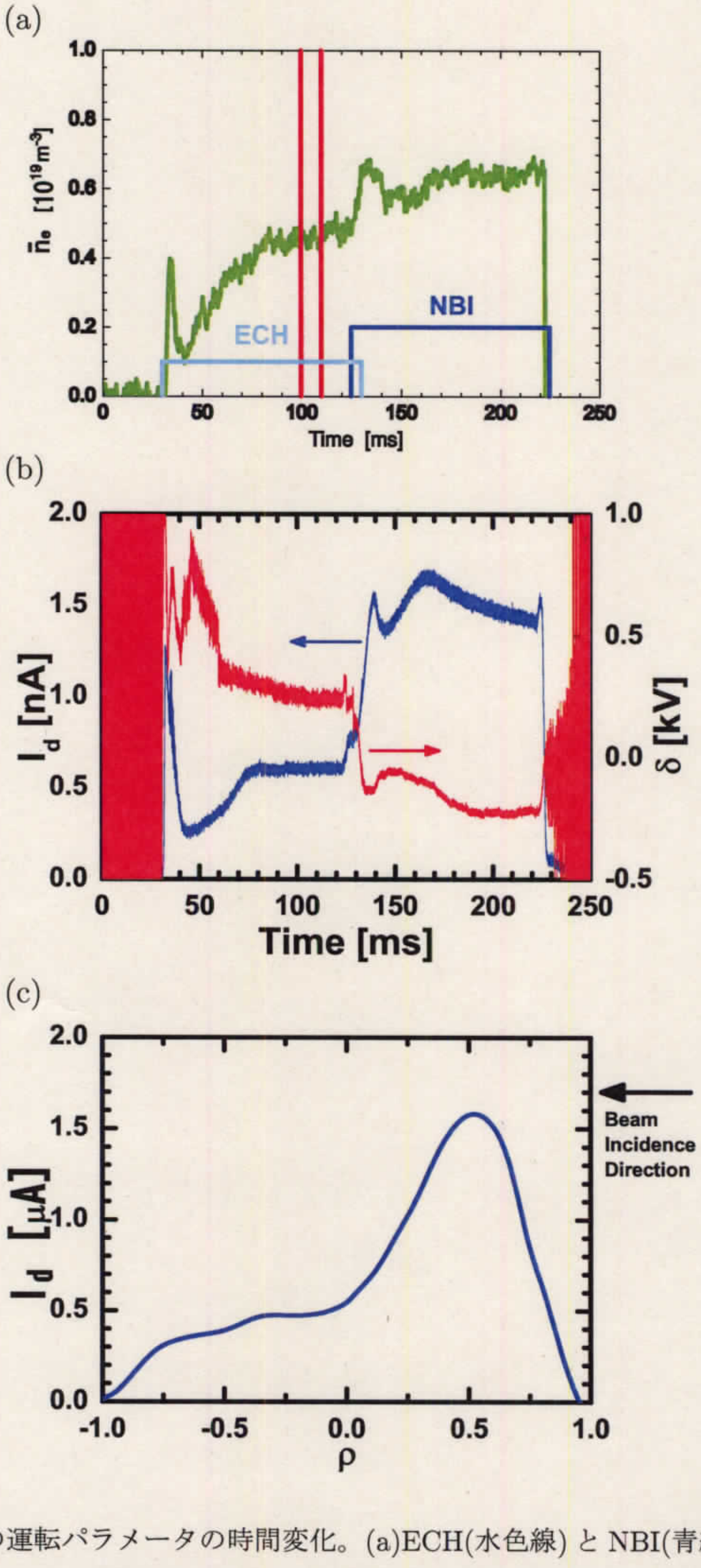


Fig 3.6: プラズマの運転パラメータの時間変化。(a)ECH(水色線) と NBI(青線) の入射タイミングおよび電子密度 (緑線)。(b) イオン化点が中心である HIBP の I_d 曲線 (青) および Δi_d 曲線 (赤)。(c)ECH プラズマ生成時 ((a) の 100-110ms) の典型的な検出ビーム電流分布。

電子密度の時間変化。Fig. 3.6(b)はプラズマ中心でイオン化するビーム軌道の検出ビーム電流とプラズマ中心の電位の時間変化である。本研究では、アルヴェン固有モード(Alfvén Eigen Mode、AEモード)などの特定の周波数をもつコヒーレントな揺動ではなく、広帯域な乱流揺動の計測を目的としている。そのため、コヒーレントな揺動がほとんどないECHプラズマにおいて、揺動を計測する。Fig. 3.6(c)にECHプラズマ生成時の典型的な検出ビーム電流分布を示す。一次ビームは正方向から入射している。電子密度および電子温度分布に依存したビームの減衰およびイオン化点の発光の結果、検出ビーム電流強度は規格化小半径位置$\rho(\equiv r/a) \sim 0.5$で最大となっている。ここで、$r$は平均小半径位置、$a$はプラズマの平均小半径である。

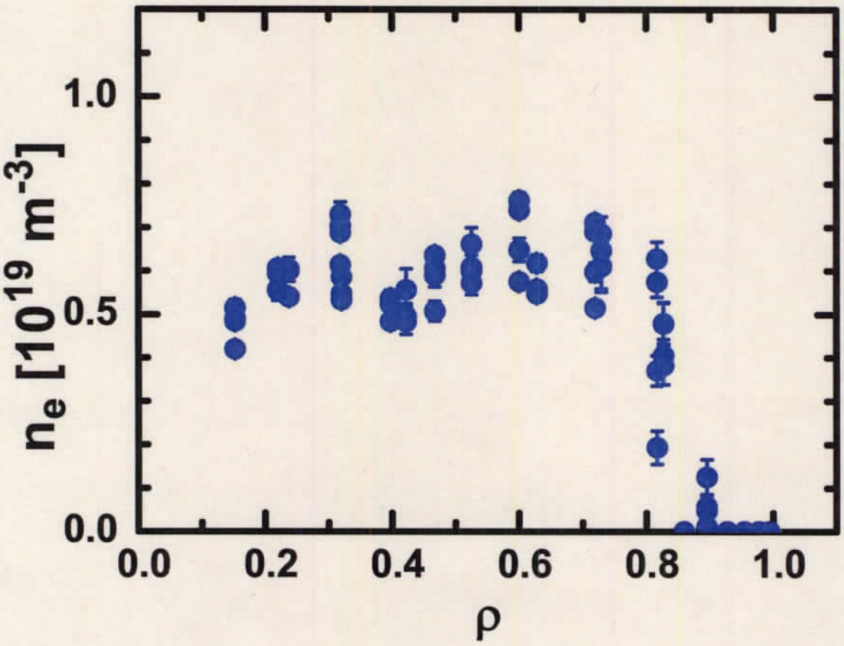
Fig. 3.7(a)および(b)に、3.4.2で行う計測に用いるプラズマのトムソン散乱計測による電子密度および電子温度の径方向分布を示す。平均電子密度は$\overline{n_e} = 5.3\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$であり、電子密度は弱いホロー型をしている。中心電子温度は$T_e(0) \sim 1.7$[keV]程度である。

3.4.2　実験結果

揺動データは、様々な周波数の正弦波の重ね合わせからなっており、フーリエ変換と呼ばれる数学的手法により、それらを各周波数領域で分離できる。そこで、揺動の周波数特性を調べるために高速フーリエ変換(Fast Fourie Transform, FFT)を用いて(付録B)、各周波数の揺動強度を求める。FFTのサブルーチンは参考文献[66]に掲載されているFortranプログラムを用いる。解析は電子密度、電子温度、I_d曲線およびΔi_d曲線がほぼ一定(定常状態)である時間で行う。

Fig. 3.8に検出ビーム電流揺動と電位揺動のパワースペクトルを示す。Fig. 3.8中の青および赤線はそれぞれ検出ビーム電流揺動および電位揺動のパワースペクトル、緑および黄緑線は検出ビーム電流揺動および電位揺動のノイズレベルをあらわしている。また、Fig. 3.8(a)、(b)および(c)は、それぞれρ=0.11、0.49およ

(a)



(b)

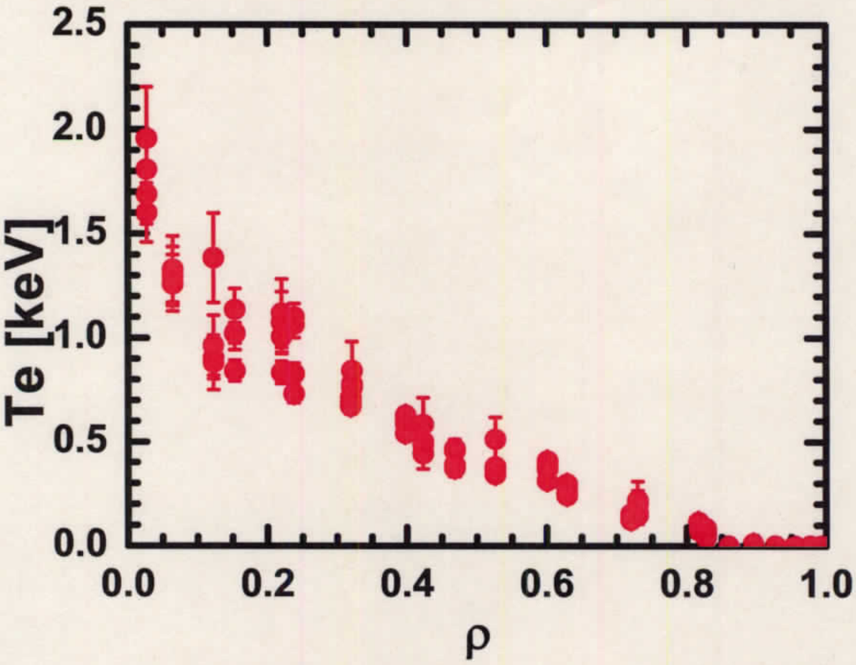


Fig 3.7: Fig. 3.6 の 80-95ms におけるトムソン散乱計測による (a) 電子密度および (b) 電子温度の径方向分布。

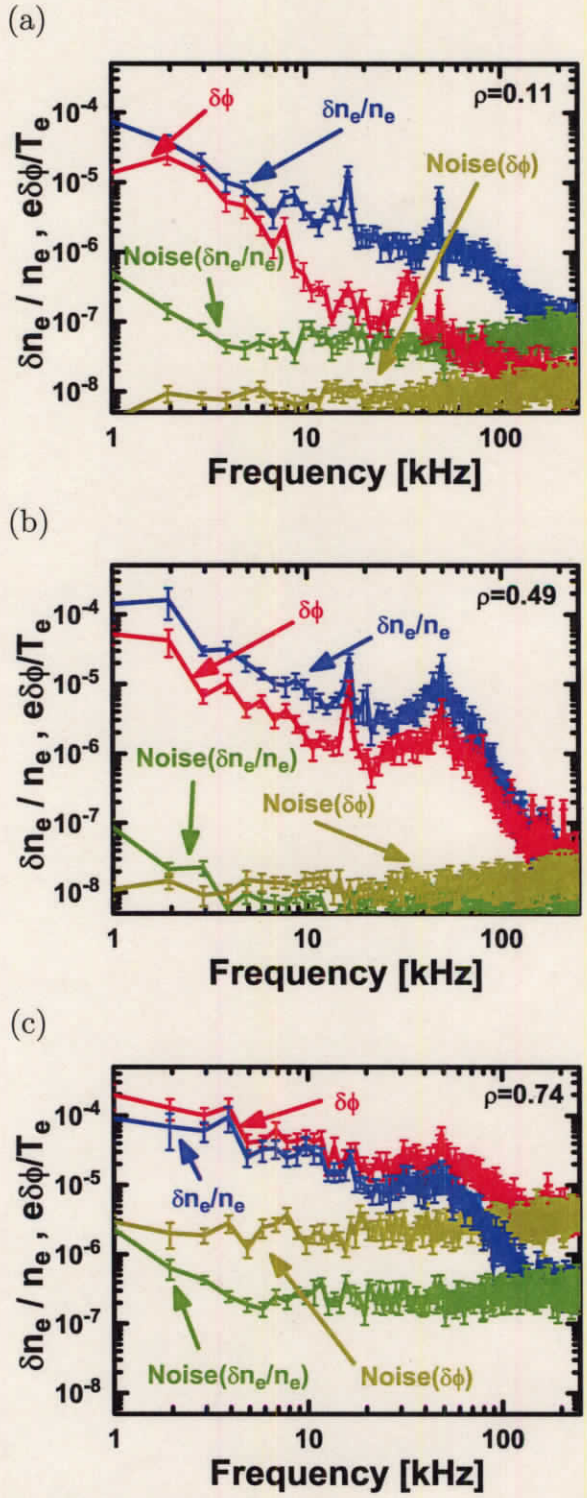


Fig 3.8: 検出ビーム電流揺動および電位揺動のパワースペクトル。青、赤および緑線はそれぞれ検出ビーム電流揺動、電位揺動およびノイズレベル。(a)$\rho = 0.11$、(b)$\rho = 0.45$ および (c)$\rho = 0.72$。

び0.74の径方向位置の結果を示している。

検出ビーム電流揺動および電位揺動スペクトルはともに中心から周辺付近に渡って数10kHzまでノイズレベルより大きなパワーを持っている。特に3例の中で最も検出ビーム電流強度が大きい$\rho = 0.49$において、200kHz付近までのスペクトルが得られており、10 kHzではS/Nが電位揺動強度で最大100以上、検出ビーム電流揺動では最大1000以上の大きな値を得ている。以上より、検出ビーム電流揺動および電位揺動ともに、中心から周辺付近まで広帯域なパワースペクトルを得ることに成功している。

3.5　密度と電位の揺動分布の観測

10kHz以上の揺動を乱流揺動と定義し、乱流揺動の径方向分布を求めた。平均電子密度$\overline{n_e} \sim 5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$および電子温度$T_e = 1 \sim 1.7$keV程度のECHプラズマについて、検出ビーム電流および電位の乱流揺動強度を、径方向に2mm毎に計測した例をFig. 3.9(a)および(b)にそれぞれ示す。それぞれグラフは、数日の測定日のデータで構成されており、測定日ごとにデータ点の色を変えてある。検出ビーム電流揺動強度の誤差は、$\rho \sim 0.5$で最小となり、中心および周辺付近で大きくなっている。これは、ECHプラズマの場合、Fig. 3.6(c)で示したように検出ビーム電流強度が$\rho \sim 0.5$で最大となり、それより中心および周辺にいくにしたがって検出ビーム電流強度が減少するためである。電位揺動の誤差の大きさも検出ビーム電流揺動と同様の原因に加えて、周辺で増加は、電子温度が低い事にもよる。Fig. 3.9より周辺から中心までプラズマの径方向全域をほぼ連続的(2mm間隔)に、検出ビーム電流揺動と電位揺動を同時計測した[7]。これはビーム強度やビームエネルギーの制限からトカマクでも成功した例はなく、トロイダルプラズマとして初の成果である。分布は中心付近でほぼ一定、周辺付近で揺動が急激に増大している。これはトカマクで観測されている検出ビーム電流および電位揺動強度の中程

から周辺付近の径方向分布と同様の傾向である。

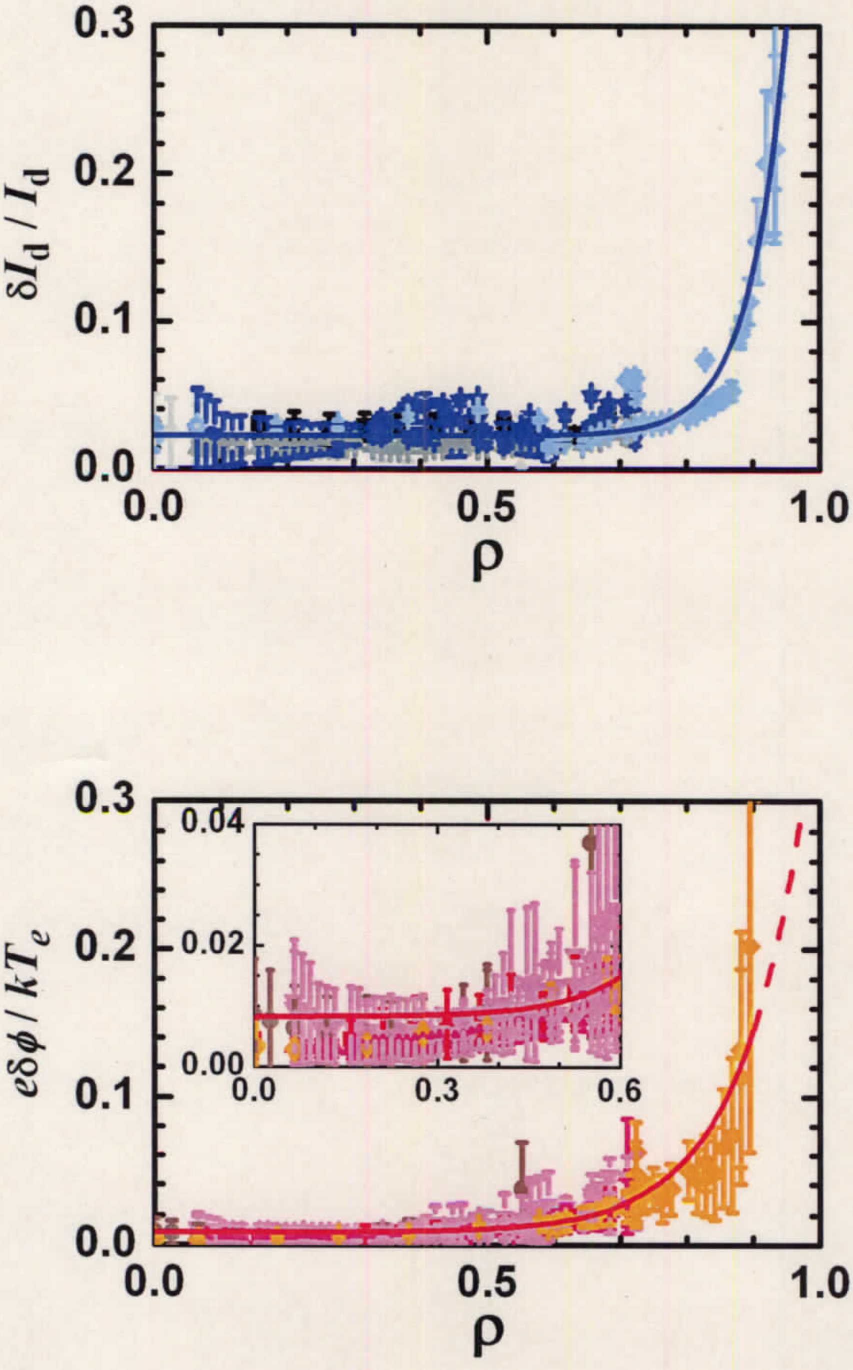


Fig 3.9: 平均電子密度 $n_{\mathrm{e}} \sim 5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$、電子温度 $T_{\mathrm{e}} \sim 1 \sim 1.5$keV の ECH プラズマにおける乱流揺動の径方向分布。(a) 検出ビーム電流揺動強度 (b) 電子温度で規格化した電位揺動強度。

第4章　経路積分効果についての考察

4.1　密度揺動計測における経路積分方程式

検出ビーム電流揺動の強度を求めるために、式(3.2)を二乗すると、

$$
\begin{aligned}
\eta^2(\rho_*) = \; & \xi^2(\rho_*) \\
& - 2\int_{l_1} \xi(\rho_*)\xi(\rho_1)S_1(\rho_1)w(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 - 2\int_{l_2} \xi(\rho_*)\xi(\rho_2)S_2(\rho_2)w(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2 \\
& + \int_{l_1}\int_{l_1'} \xi(\rho_1)\xi(\rho_1')S_1(\rho_1)S_1(\rho_1')w_1(\rho_1)w_1(\rho_1')\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_1' \\
& + \int_{l_2}\int_{l_2'} \xi(\rho_2)\xi(\rho_2')S_2(\rho_2)S_2(\rho_2')w_2(\rho_2)w_2(\rho_2')\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\rho_2' \\
& + 2\int_{l_1}\int_{l_2} \xi(\rho_1)\xi(\rho_2)S_1(\rho_1)S_2(\rho_2)w_1(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_2
\end{aligned}
\tag{4.1}
$$

ここで、

$$\eta(\rho) \equiv \frac{\delta I_\mathrm{d}(\rho)}{I_\mathrm{d}(\rho)} \quad \text{:検出ビーム電流揺動} \tag{4.2}$$

$$\xi(\rho) \equiv \frac{\delta n_\mathrm{e}(\rho)}{n_\mathrm{e}(\rho)} \quad \text{:局所密度揺動} \tag{4.3}$$

$$S_i(\rho) \equiv \frac{n_\mathrm{e}(\rho)\langle\sigma_i v_\mathrm{e}(\rho)\rangle_\mathrm{M} a}{v_\mathrm{B}} \quad \text{:イオン化係数} \tag{4.4}$$

$$w_i(\rho_i) \equiv \frac{\partial l_i(\rho_i)}{\partial \rho_i} \quad \text{:積分の重み} \tag{4.5}$$

と定義した。ここで、積分の重みとは、軌道の接線成分の単位量である。式(4.1)はある瞬間における検出ビーム電流揺動強度である。局所密度揺動ξは統計的変数である。アンサンブル平均を$\langle\ \rangle_\mathrm{E}$であらわすと、$\langle\xi\rangle_\mathrm{E} = 0$となる。式(4.1)にお

いてアンサンブル平均をとると、

$$
\begin{aligned}
\langle\eta^2(\rho_*)\rangle_{\mathrm{E}} = \; & \langle\xi^2(\rho_*)\rangle_{\mathrm{E}} \\
& -2\int_{l_1}\langle\xi(\rho_*)\xi(\rho_1)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 - 2\int_{l_2}\langle\xi(\rho_*)\xi(\rho_2)\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_2)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2 \\
& + \int_{l_1}\int_{l_1'}\langle\xi(\rho_1)\xi(\rho_1')\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_1)S_1(\rho_1')w_1(\rho_1)w_1(\rho_1')\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_1' \\
& + \int_{l_2}\int_{l_2'}\langle\xi(\rho_2)\xi(\rho_2')\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_2)S_2(\rho_2')w_2(\rho_2)w_2(\rho_2')\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\rho_2' \\
& + 2\int_{l_1}\int_{l_2}\langle\xi(\rho_1)\xi(\rho_2)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_1)S_2(\rho_2)w_1(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_2
\end{aligned}
\tag{4.6}
$$

ここで、$\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_{\mathrm{E}}$ は2点の揺動の強度とそれらの相関関数 $\Gamma(\rho_i,\rho_j)$ の積として

$$
\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_{\mathrm{E}} = |\xi(\rho_i)||\xi(\rho_j)|\Gamma(\rho_i,\rho_j) \tag{4.7}
$$

のようにあらわされる。

4.2　無限小相関近似－遮蔽効果と積算効果－

式(4.6)より、検出ビーム電流揺動は局所密度揺動と一重および二重積分であらわされる経路積分効果で記述されることがわかる。これらの経路積分効果について式(4.6)を簡略化しそれぞれの意味について考える。相関長がプラズマ径に比べて十分短いと仮定し、無限小相関近似をおこなう。局所的な相関をあらわすためにデルタ関数 $\delta(\rho_i-\rho_j)$ を用いて、空間2点間の揺動の相関特性を

$$
\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_{\mathrm{E}} \equiv \sqrt{2\pi}|\xi(\rho_i)||\xi(\rho_j)|L_{\mathrm{C}}(\rho_i)\delta(\rho_i-\rho_j)\delta(l_i,l_j) \tag{4.8}
$$

と定義する。ここで、一次および二次ビームのそれぞれの各軌道上でのみ相関があると仮定したため、クロネッカーのデルタ $\delta(l_i,l_j)$ を用いた。式(4.8)を式(4.6)に代入すると、

$$
\eta^2(\rho_*) = \; (1-\mathfrak{S}_{\mathrm{C}}(\rho_*))\xi^2(\rho_*) + \mathfrak{A}_{\mathrm{C}}(l_1,l_2) \tag{4.9}
$$

が得られる。ここで、L_C はプラズマ径 a で規格化した揺動の相関長、また

$$\mathfrak{S}_C(\rho_*) \equiv 2\sqrt{2\pi}L_C(\rho_*)(S_1(\rho_*)+S_2(\rho_*)) \tag{4.10}$$

$$\begin{aligned}\mathfrak{A}_C(l_1,l_2) \equiv & \int_{l_1}\xi^2(\rho_1)L_C(\rho_1)S_1^2(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 \\ & + \int_{l_2}\xi^2(\rho_2)L_C(\rho_2)S_2^2(\rho_2)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2\end{aligned} \tag{4.11}$$

である。式 (4.9) の右辺第1項は局所的な効果である。第2項の $\mathfrak{A}_C$ は、ビーム軌道上の電子密度揺動が積算されて検出ビーム揺動に影響する効果である。このため、この効果を積算効果 (Accumulation Effect) と呼び、$\mathfrak{A}_C$ を積算係数とよぶことにする。

第1項の括弧内にはイオン化点の局所密度揺動と負符号がついた経路積分効果 $\mathfrak{S}_C$ が含まれている。これを説明するためにイオン化点まわりの局所的な描像を Fig. 4.1 および Table 4.1 に示す。一次ビームおよびエネルギー分析器のスリットを通る二次ビームをそれぞれ青および赤線で示す。黄点はイオン化点である。ある瞬間に、イオン化点およびイオン化点周りの、L_C に比べて十分近傍で、密度が増大したと仮定する。この時、一次ビーム軌道上のイオン化点より手前で2価以上にイオン化するビーム (例として2価のビームを桃線で示す) の粒子数が増大するため、イオン化点に到達する一次ビーム粒子数が減少する。また、二次ビーム上のイオン化点近傍で3価以上にイオン化するビーム (例として3価の粒子ビームを灰線で示す) の粒子数も増大する。この結果、局所的に見ると経路積分効果は検出ビームの減少に寄与する。この効果は局所的な揺動を覆うように寄与するため遮蔽効果 (Screening Effect) と、また $\mathfrak{S}_C$ を遮蔽係数と呼ぶことにする。

4.3 経路積分効果の指標 ζ

一様なプラズマを仮定し、式 (4.9) をさらに簡略化することで、経路積分効果の電子密度・電子温度依存性について考察する。つまり、一次ビームおよび二次ビー

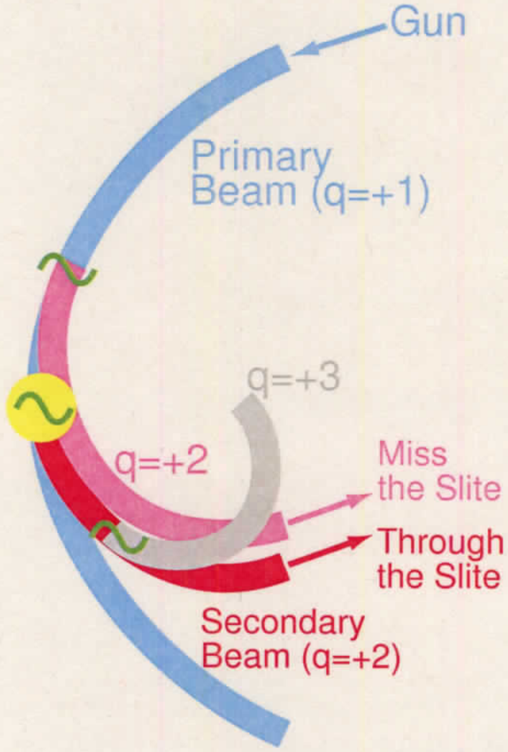


Fig 4.1: イオン化点まわりの局所的な描像。青、赤および灰線はそれぞれ一次ビーム (1 価)、二次ビーム (2 価) および二次ビーム上でイオン化して生成された 3 価のビーム。黄点はイオン化点。桃線はスリットを通らない二次ビーム。

場所	密度変位	ビーム強度変位
青	↑	↓
黄	↑	↑
赤	↑	↓

Table 4.1: Fig. 4.1 の各領域における密度変位と検出ビーム電流変位

ムの軌道長をプラズマ半径 a で規格化した長さをそれぞれ L_1 および L_1 とし、プラズマ全域で電子密度、電子温度、電子密度揺動およびその相関長が一定、すなわち $S_i(\rho) = S_i$、$\xi(\rho) = \xi$ および $L_\mathrm{C}(\rho) = L_\mathrm{C}$ だと仮定する。このとき、$\eta(\rho) = \eta$ となり、式 (4.9) は、

$$\eta^2 = (1 - \mathfrak{S}_\mathrm{C} + \mathfrak{A}_\mathrm{C})\xi^2 \tag{4.12}$$

となる。ここで、遮蔽係数および積算係数も一定となり、

$$\mathfrak{S}_\mathrm{C} \equiv 2\sqrt{2\pi}L_\mathrm{C}(S_1 + S_2) \tag{4.13}$$

$$\mathfrak{A}_\mathrm{C} \equiv \sqrt{2\pi}L_\mathrm{C}(S_1^2 L_1 + S_2^2 L_2) \tag{4.14}$$

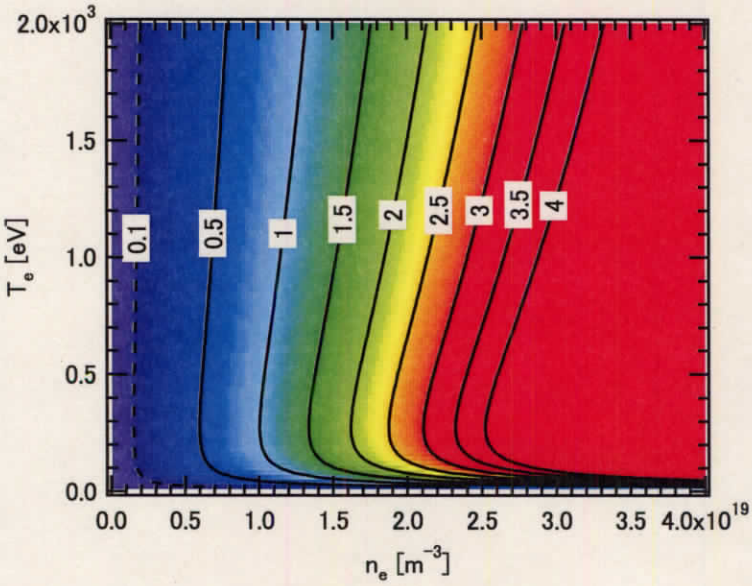
となる。式 (4.14) および式 (4.14) より、イオン化率に対して遮蔽効果は1次、積算効果は2次の効果であることがわかる。遮蔽効果および積算効果が大きくなると検出ビーム電流揺動中のイオン化点における局所情報の割合が減少する。そこで経路積分効果の指標として経路積分係数 ζ を

$$\zeta \equiv \mathfrak{S}_\mathrm{C} + \mathfrak{A}_\mathrm{C} \tag{4.15}$$

と定義する。

Fig. 4.2 に CHS の標準配位 (磁気軸 0.921 m、磁場強度 0.88 T、プラズマ半径 $a = 0.2$ m) および $L_1 = L_2 = 0.2$ m において、揺動の相関長 $L_\mathrm{C} = 10$ mm の時、セシウムおよびルビジウムの一価のイオンを入射ビーム (入射ビームエネルギーはそれぞれ 70 keV および 111 keV)、二価のイオンを検出ビームとした場合に、それぞれの経路積分係数 ζ_Cs および ζ_Rb の電子密度 n_e および電子温度 T_e の関係を示す。Fig. 4.2 より、セシウム、ルビジウムとも低温領域 ($\sim 50eV$) において電子温度に対して ζ は非常に大きく変化する。このため、周辺プラズマの電子密度揺動を計測する場合、電子温度を精密に計測する必要がある。中間温度領域 (50~200eV) において電子温度・電子密度、両者に対して ζ は大きく変化する。高温領域 (200eV~) おいて ζ はほ電子温度に対しては殆ど変化しないが、電子密度に対しては大きく変

(a)



(b)

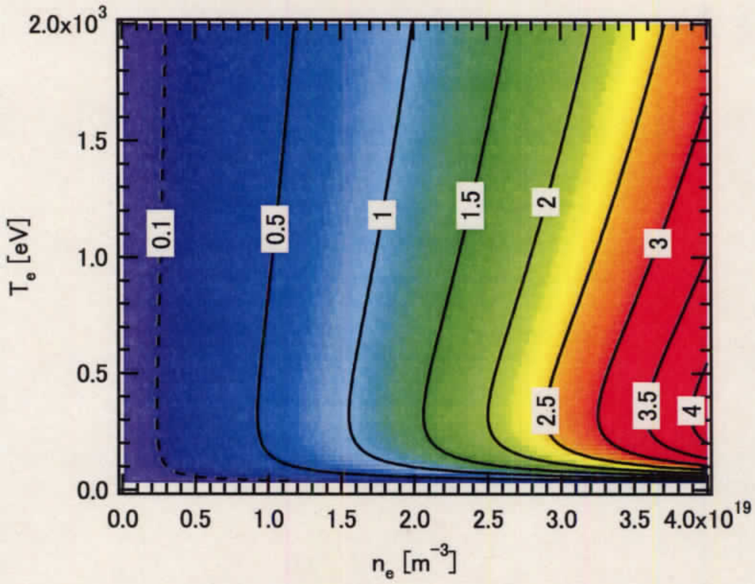


Fig 4.2: 経路積分効果の電子密度および電子温度依存性。(a) セシウム。(b) ルビジウム。

化する。これは、高温領域ではイオン化率 $\langle \sigma_i v_{\mathrm{the}} \rangle$ が殆ど変化しないのに対し (Fig. 2.3)、式 (4.4) よりイオン化係数 S_i は n_{e} に比例することから、式 (4.14)-(4.15) より ζ は n_{e}^2 に比例するためである。

ここでは、高温プラズマの計測精度に重きを置き、温度一定としたときの、ζ と電子密度の関係について調べる。Fig. 4.2(a) よりセシウムの場合、電子温度 1keV において電子密度が $2 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ では $\zeta_{\mathrm{Cs}} \sim 0.1$ 程度であり、検出ビーム電流揺動は局所密度揺動にほぼ近似可能と考えられる。一方、$1.1 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ では $\zeta_{\mathrm{Cs}} \sim 1$ 程度になり、局所情報とビーム軌道上の情報が同程度となり、局所密度揺動を評価する上で経路積分効果の考慮は不可欠である。他方、Fig. 4.2 (b) よりルビジウムの場合は、電子温度 1keV において $\zeta_{\mathrm{Rb}} = 1$ となるのは電子密度が $1.7 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ の時である。これより、セシウムよりもルビジウムの方が高密度まで局所情報の割合が大きい。しかし、低密度ではセシウムよりもルビジウムの方がイオン化率が低いために検出ビーム強度が小さくなるため S/N が劣化する。また、ルビジウムよりもセシウムの方が軽いため同じ磁場強度では、大きなビームエネルギーが必要である。その結果、式 (2.7) より、電位計測のダイナミック・レンジは広がるが、同じ ADC を使う限り分解能は低下する。そのため、電子密度と電位の揺動を同時計測 (強度・相関・位相差の検出) するためにはプラズマの条件によって、イオンの種類を変える必要がある。

4.4　CHS における経路積分効果の計算例

前節において、経路積分効果は遮蔽効果と積算効果に分けられることがわかった。この節では、CHS を例にとって経路積分効果をより具体的にシミュレートする。その際に用いる電子密度および電子温度の径方向分布を Fig. 4.3 に示す。高温領域において経路積分効果の影響は電子温度に殆どよらないので、電子温度分布は、$T_{\mathrm{e}}(\rho) = 10^3 \exp(-(\rho/0.5)^2)$ eV、として固定する。電子密度分布については、ペデ

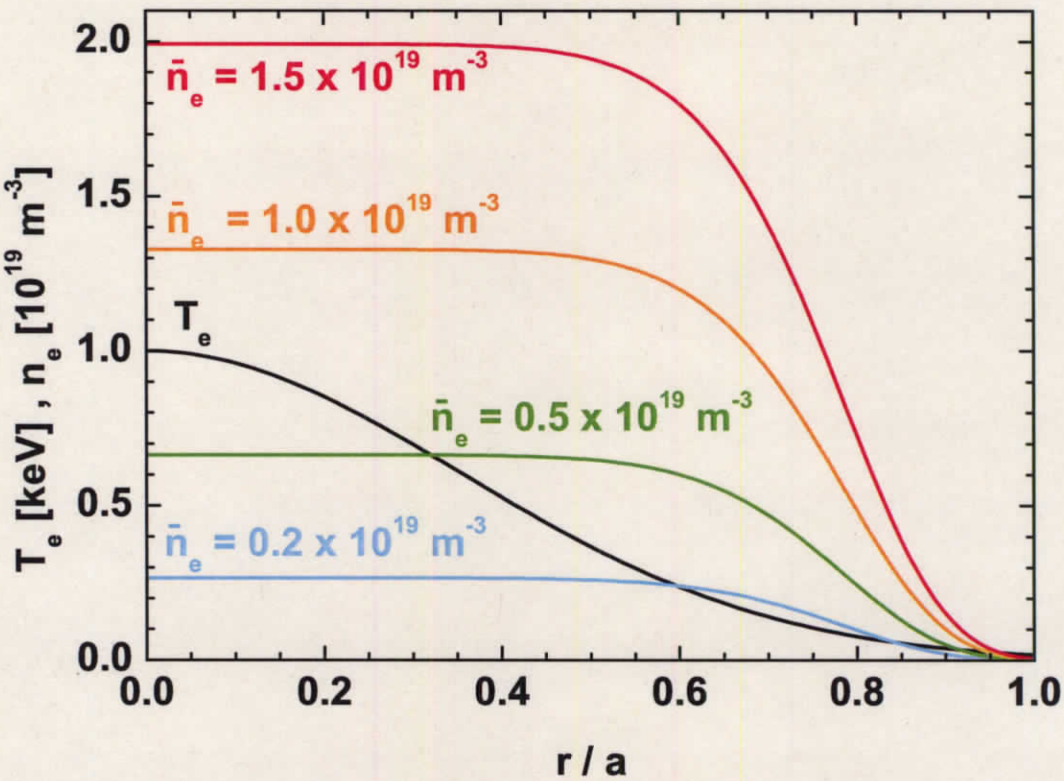


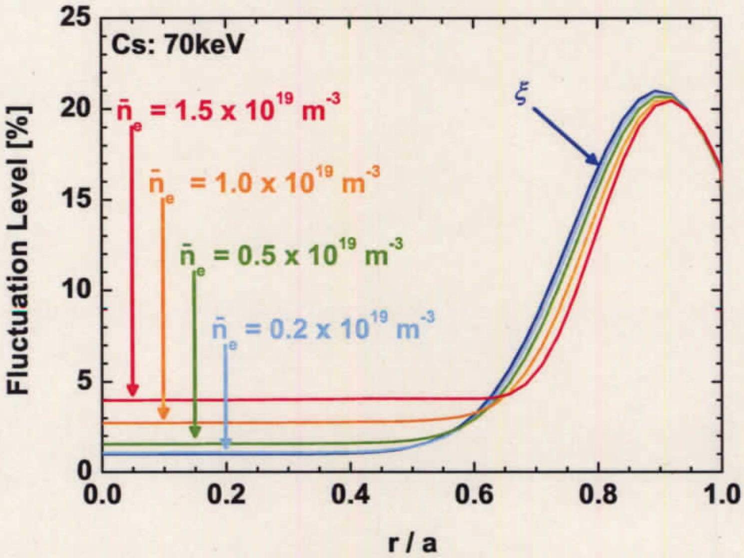
Fig 4.3: 経路積分効果のシミュレートを行う、1 つの電子温度分布 (黒) と 4 つの電子密度分布 (水、緑、橙および赤線)

スタルな分布を仮定し、$n_e(\rho) = n_e(0)\exp(-(\rho/0.8)^8)\ \mathrm{m}^{-3}$ を基本関数として用いる。この基本関数によって平均電子密度は $\overline{n}_e = 0.75\times10^{19} n_e(0)\ \mathrm{m}^{-3}$ であらわさる。$n_e(0)$ を変える事で平均電子密度、$\overline{n}_e = 0.2,\ 0.5,\ 1.0,\ 1.5\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$ の分布についてシミュレートする。CHS において標準配位 (磁気軸 0.921m、磁場強度 0.88T) のプラズマの中心をビームエネルギー 70keV のセシウムビームを用いて計測を行う場合、Fig. 4.2 より経路積分係数はそれぞれ $\zeta_{\mathrm{Cs}} = 0.13,\ 0.36,\ 0.89,\ 1.6$ である。また、電子密度揺動は周辺に局在化し ($\tilde{n}_e(\rho)/n_e(\rho) = 0.2\exp\left[-\{(\rho-0.9)/0.2\}^2\right] + 0.01$)、相関長はプラズマ全域で 10mm(規格化小半径長さで 0.05) と仮定する。

まず、無限小相関近似を行った式 (4.9) を用いて、経路積分効果をシミュレートした結果を Fig. 4.4 に示す。Fig. 4.4(a) は仮定した電子密度揺動分布 (青線) と Fig. 4.3 に仮定したそれぞれの電子密度分布において検出ビーム電流揺動をシミュレートした結果を示しており、Fig. 4.4(b) はそれぞれの結果について電子密度揺動から検出ビーム電流揺動への歪み率 ($D_{\mathrm{ist}}(\rho) \equiv (\eta(\rho) - \xi(\rho))/\xi(\rho)$) を示したものである。Fig. 4.2 で予想した通り、密度が高くなるにつれて経路積分効果は大きくなっている。セシウムビームにおける歪み率 $D_{\mathrm{ist,Cs}}$ は、周辺部の $r/a \gtrsim 0.6$ で負になっていることから、この領域では経路積分効果の内、遮蔽効果が有意である。$D_{\mathrm{ist,Cs}}$ の最小値は $\overline{n}_e = 1.5$ において-0.38 である。一方、中心部の $0 < r/a \lesssim 0.6$ で $D_{\mathrm{ist,Cs}}$ は正となっており、積算効果が有意である。また、中心領域は周辺領域よりも歪みが大きく、$\overline{n}_e = 1.5$ における歪み率の最大値は 3.6、すなわち密度揺動を 3 倍以上大きく見積もってしまう可能性がある。このように、イオン化点の位置により経路積分効果の大きさが異なっている [6]

経路積分係数 ζ は遮蔽効果と積算効果をそのまま足した係数である。一方、歪み率 D_{ist} は遮蔽効果を負、積算効果を正として足した係数である。したがって、一様プラズマにおいて、$D_{\mathrm{ins}}(0) < \zeta$ であるが、遮蔽効果が殆どない場合、D_{ist} は ζ にほぼ対応する。Fig. 4.4 より、中心の $D_{\mathrm{ist,Cs}}$ は $\overline{n}_e = 0.2$ および $\overline{n}_e = 1.0$ において、それぞれ 0.1 および 1.7 となっている。$\overline{n}_e = 0.2$ において Fig. 4.2 より ζ_{Cs} が

(a)



(b)

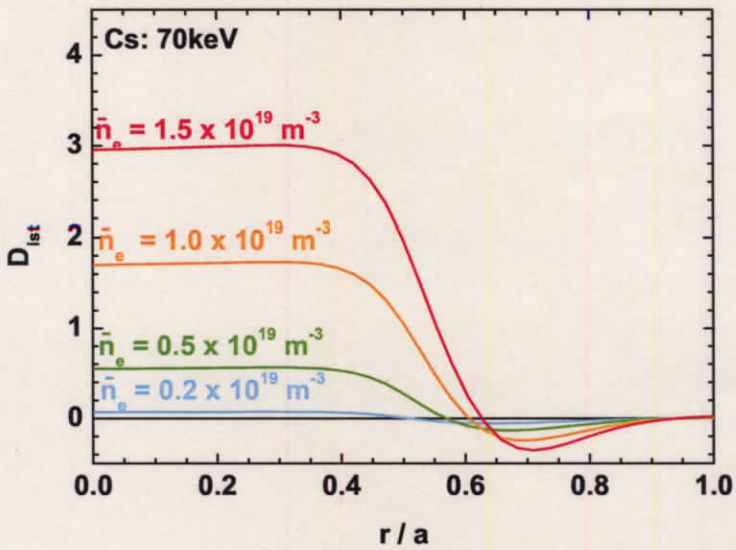


Fig 4.4: 無限小相関近似 (式 (4.9)) を用いた場合の経路積分効果のシミュレーション。(a) 仮定した電子密度揺動 (青線) およびシミュレートした検出ビーム電流揺動 (水、緑、橙および赤線) 分布、(b) 検出ビーム電流揺動の変化率 ($(\eta-\xi)/\xi$)。ここで、(a)(b) の線の各色は Fig. 4.3 における各色の密度分布に一致。また、相関長はプラズマ全域で 10 mm と仮定。

予想する結果とほぼ一致する。しかし、$\overline{n}_\mathrm{e} = 1.0$ においては ζ_Cs が予想する結果よりも大きな $D_\mathrm{ist,Cs}$ を持つ。これは、Fig. 4.2 は一様なプラズマを仮定しているのに対し、このシミュレーションでは分布を仮定しているため、経路積分効果が大きい高密度で大きな歪みが生じるためである。

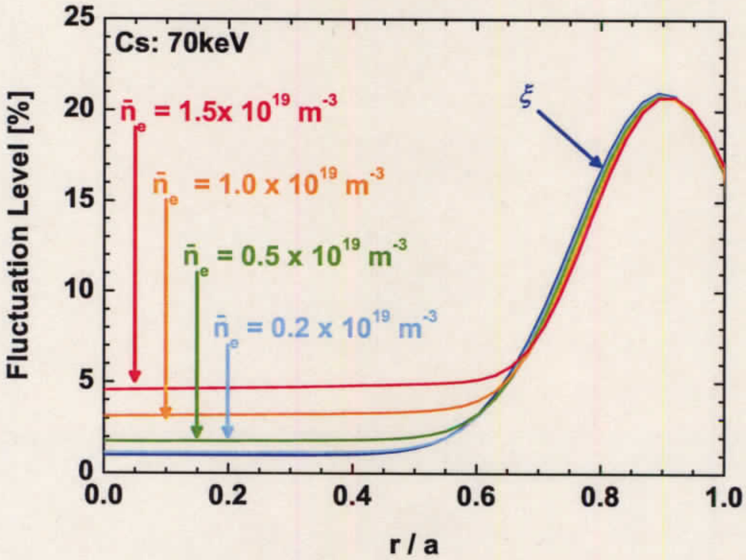
次式のように、相関係数 $\Gamma(\rho_i, \rho_j)$ より、ガウス関数を用いて、より現実的な相関長に対応させる。

$$\Gamma(\rho_i, \rho_j) = \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{(\rho_i - \rho_j)^2}{L_\mathrm{C}^2}\right). \tag{4.16}$$

Fig. 4.5 に式 (4.16) を用いて、式 (4.6) から経路積分効果をシミュレートした結果を示す。イオンはセシウム、ビームエネルギーは 70 keV である。仮定した電子温度、電子密度、電子密度揺動および相関長の分布は Fig. 4.4 と同じものを用いる。また、Fig. 4.5(a)(b) はそれぞれ Fig. 4.4(a)(b) に対応する。シミュレート結果の傾向は無限小相関近似と同様に、高密度になるほど経路積分効果が大きくなった。また、周辺で遮蔽効果が大きく、中心で大きな積算効果によって局所密度揺動が歪んでいることがわかる。

より詳細に無限小相関近似とガウス関数近似のシミュレート結果を比較するために、Fig. 4.6 に歪みが大きい $\overline{n}_\mathrm{e} = 1.5 \times 10^{19}\ \mathrm{m}^{-3}$ における結果を示す。ビームエネルギー 70 keV のセシウムビームにおける無限小相関近似およびガウス関数近似による結果をそれぞれ桃破線および赤線で示す。Fig. 4.6 より、周辺領域において無限小相関近似の方が歪みが大きい。一方、中心領域においてはガウス関数近似の方が歪みが大きい。この違いを示すために、Fig. 4.7 に遮蔽効果および積算効果をそれぞれ無限小相関近似 (それぞれ赤および桃線) およびガウス関数近似 (それぞれ青および水線) についてシミュレートした結果を示す。遮蔽効果は周辺領域に局在し、ガウス関数近似の方が無限小相関近似に比べ小さく評価される。一方、積算効果は周辺から中心までほぼ一定で、ガウス関数近似の方が無限小相関近似に比べ大きく評価される。このように相関の近似関数によって経路積分効果の影響が異なるので、実際にはプラズマを計測してどのような近似を用いるか決める

(a)



(b)

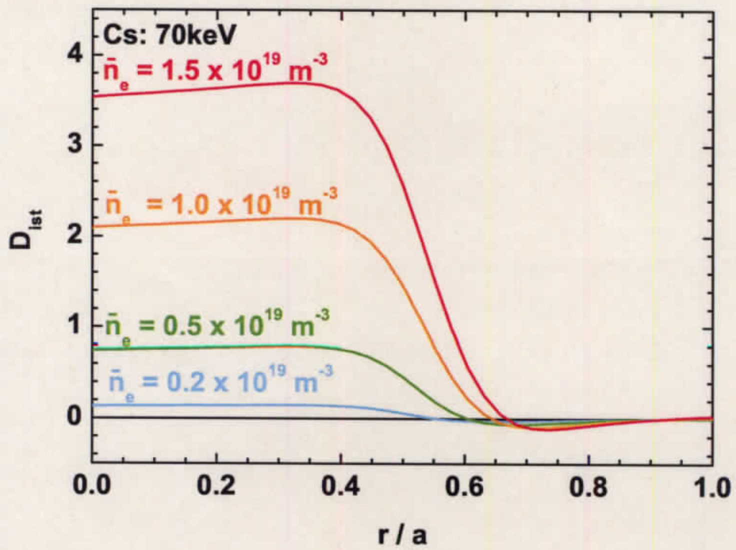
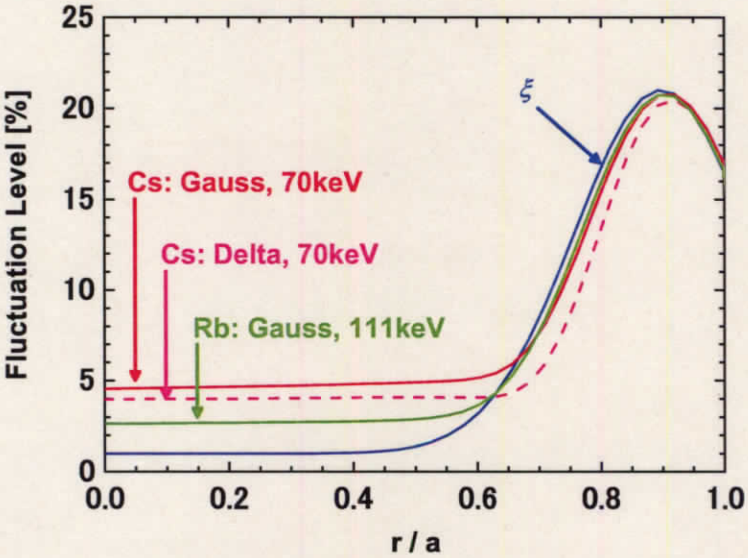


Fig 4.5: ガウス関数近似を用いた場合の経路積分効果のシミュレーション。(a) 仮定した電子密度揺動およびシミュレートした検出ビーム電流揺動分布、(b) 検出ビーム電流揺動の歪み率 $((\eta-\xi)/\xi)$。

(a)



(b)

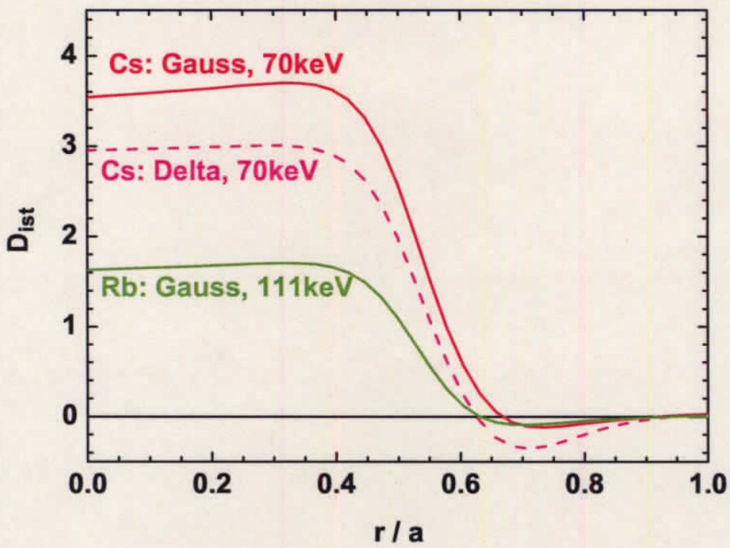


Fig 4.6: セシウムビームを用いた場合の無限小相関近似 (桃破線) およびガウス関数近似 (赤線)、およびルビジウムビームを用いた場合のガウス関数近似 (緑線) の経路積分効果の比較。(a) 仮定した電子密度揺動 (青線) およびシミュレートした検出ビーム電流揺動、(b) 検出ビーム電流揺動の歪み率。

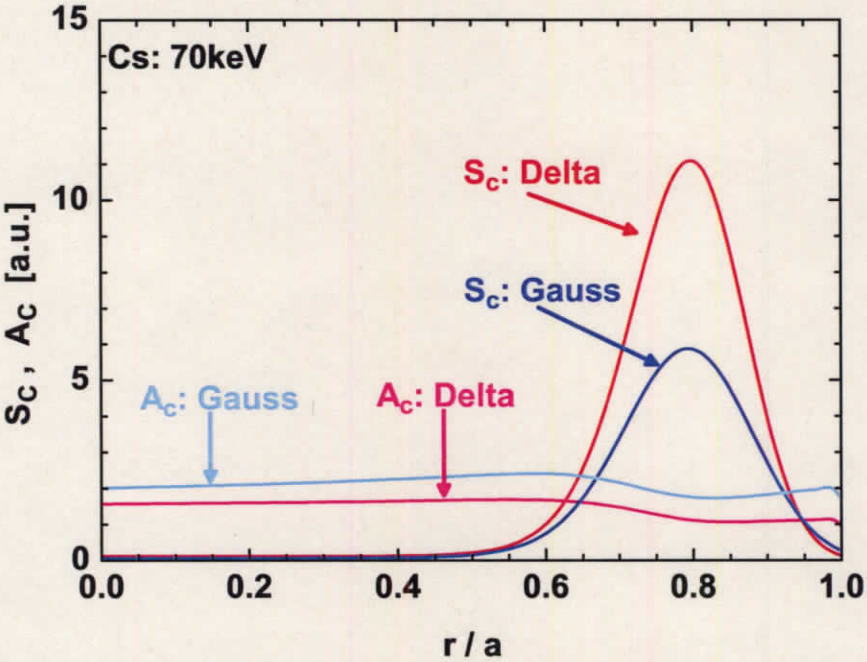


Fig 4.7: 遮蔽効果および積算効果の無限小相関近似 (それぞれ赤および桃線) およびガウス関数近似 (それぞれ青および水線) における分布。

必要がある。

Fig. 4.2(b) より、$\overline{n}_e = 1.5$ においてルビジウムビーム (ビームエネルギー:111 keV) を用いると、$\zeta_{\mathrm{Rb}} = 0.89$ に抑えることができる。Fig. 4.6 に、ガウス関数近似を用いた場合のルビジウムビームにおけるシミュレート結果を重ねる (緑線)。Fig. 4.6(b) より、歪み率が 0 付近 ($r/a \sim 0.65$) 以外ではセシウムに比べてルビジウムの方が歪み効果が小さくなっている。これは、セシウムに比べてルビジウムの方がビームエネルギーが大きいために、プラズマ中のビームの滞在時間が短く、ビームの減衰が小さいからである。また、セシウムおよびルビジウムにおける中心領域の D_{ist} の比 ($D_{\mathrm{ist,Cs}}/D_{\mathrm{ist,Rb}}$) は 2.2 であり、$\zeta$ の比 ($\zeta_{\mathrm{Cs}}/\zeta_{\mathrm{Rb}}$)、1.8、とおおよそ同程度になる。以上より、ペデスタルな密度分布を持つ高温プラズマにおいて、局在化した電子密度揺動に対する検出ビーム電流揺動の中心領域の歪みの大きさは、ほぼ ζ で評価することができることがわかる。

第5章　局所密度揺動分布の推定法と応用

5.1　経路積分方程式の解法

検出ビーム電流揺動は式 (4.6) とあらわせた。式 (4.6) 中のイオン化率は Lotz の経験式 (2.2) を用いれば、トムソン散乱計測などにより電子温度および電子密度分布を計測することで推測することができる。したがって、式 (4.6) において η は HIBP によって、S_i はトムソン散乱計測などによって計測することができるので、未知数は ξ だけとなる。また、$\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_{\mathrm{E}}$ は 2 点の揺らぎの強度とそれらの相関係数 $\Gamma(\rho_i,\rho_j)$ の積として、式 (4.7) であらわせた。以上より、2 点の局所密度揺動の相関係数 Γ がわかれば、式 (4.6) を ξ について解く事ができ、局所密度揺動を推定することができることがわかる。

本研究では、式 (4.6) を ξ について解くために、逐次近似法により解くプログラムを作成した。仮定した局所密度揺動分布から求めた検出ビーム電流揺動分布に対してこのプログラムを実行することで得られた局所密度揺動分布は、元の仮定した局所密度揺動分布に高い精度で一致することを確認した。プログラムの詳細については付録 C に示す。

CHS の HIBP は、エネルギー分析器の手前にスリットを 3 つ設置することで、ビーム軌道上の近接 3 点を同時計測している (Fig. 5.1)。近接 3 点のサンプル・ボリュームの重心間距離 Δ を、CHS の標準配位 (磁気軸 92.1cm) の真空磁場中において、半径 8mm のペンシル・ビーム、スリット幅 30mm と仮定した場合の計算結果を Fig. 5.2 に示す。実際のビームは焦点を持っておりペンシル・ビームでない

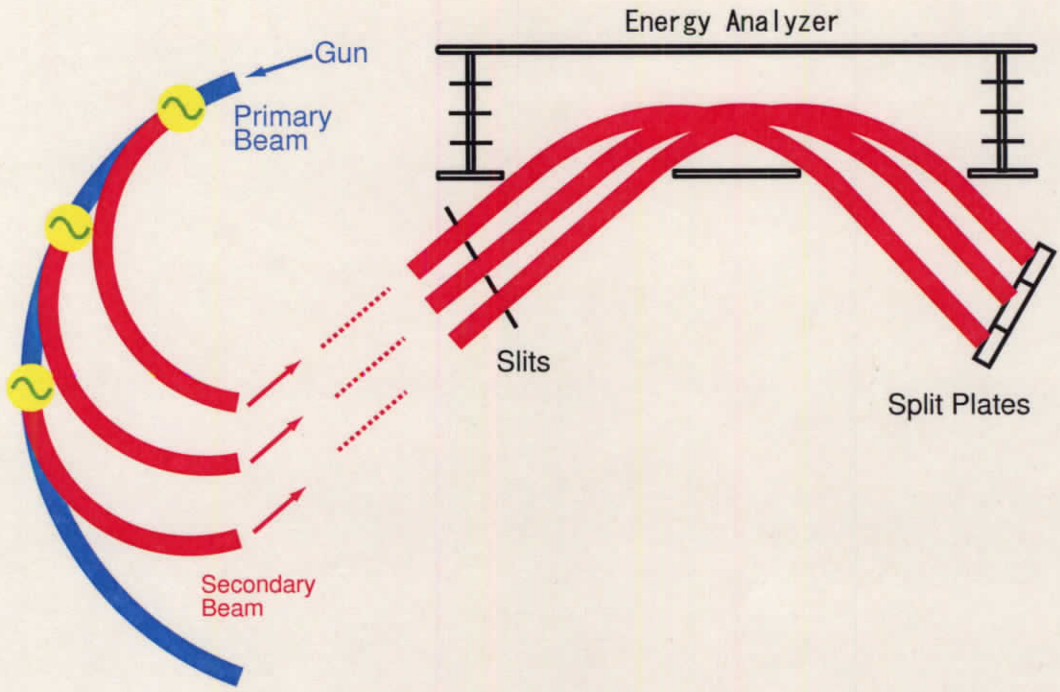


Fig 5.1: 3 点同時計測。青および赤線はそれぞれ一次および二次ビーム。一次ビーム軌道上の 3 つイオン化点 (黄点) でイオン化した二次ビームはそれぞれエネルギー分析器の 3 つのスリットに向かう。

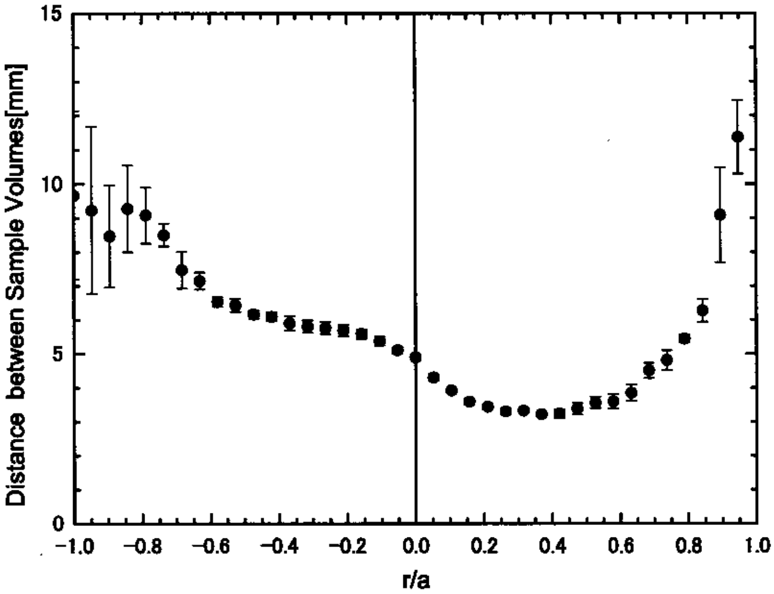


Fig 5.2: サンプル・ボリュームの重心間距離。

ため、この計算には誤差がある。Fig. 5.2は3つのサンプル・ボリューム間距離の統計平均としてサンプル・ボリューム間距離を示している。サンプル・ボリューム間距離は中心付近、$r/a(\equiv \rho)$ が負側で約5mm、正側で約3-5mmで、両側とも周辺部ほど長くなり最外殻磁気面付近で10mm程度となる。

近接3点の局所密度揺動の相関関数から局所的な相関 $\Gamma'(\Delta;\rho)$ を定義できる。$\Gamma'(\Delta;\rho)$ は、プラズマ径 a で規格化した局所的な相関長 $l_{\mathrm{C}}(\rho)$ を半値幅に持つガウス関数である、と仮定すると、

$$\Gamma'(\Delta;\rho) \equiv \frac{|\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)|}{\sqrt{\xi^2(\rho_i)\xi^2(\rho_j)}} = \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{\Delta^2(\rho)}{l_{\mathrm{C}}^2(\rho)}\right) \tag{5.1}$$

と書ける。しかし、局所密度揺動間の相関は計測できないため、次式のように局所密度揺動間の相関を点 ρ の周りの近接2点 ρ_i および ρ_j でイオン化する軌道の検出ビーム電流揺動揺動間の相関として非常に粗い近似をし、l_{C} を求める。

$$\frac{|\eta(\rho_i)\eta(\rho_j)|}{\sqrt{\eta^2(\rho_i)\eta^2(\rho_j)}} \sim \exp\left(-\frac{1}{2}\frac{\Delta^2(\rho)}{l_{\mathrm{C}}^2(\rho)}\right). \tag{5.2}$$

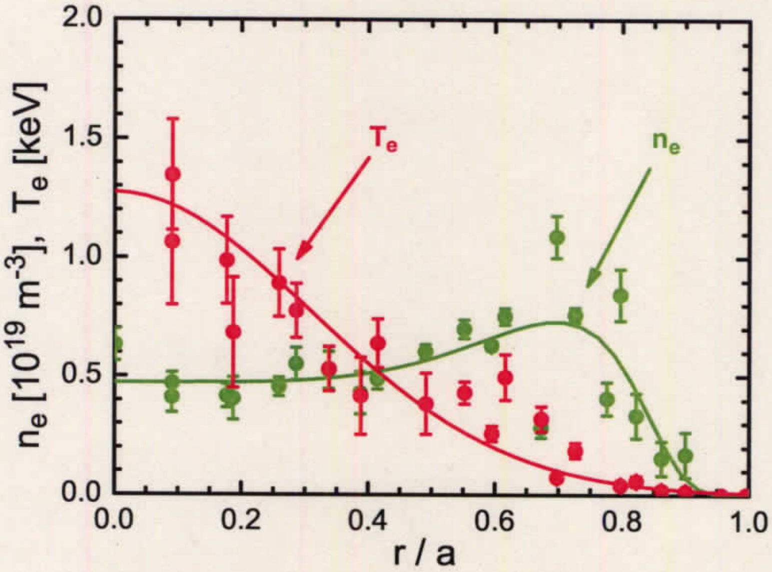
実際の計測データより局所密度揺動を推定するにあたり、ECHプラズマを用いた。ECHプラズマはNBIプラズマに比べて、アルヴェン固有モードなどのコヒーレントな揺動が少ないためである。コヒーレントな揺動は揺動強度が大きく、式(5.2)より相関を求める場合、背景乱流揺動の相関よりもコヒーレントな揺動の相関を求めてしまう可能性がある。また、コヒーレントな揺動はプラズマの半径スケール程度の長い相関長を持つ場合があり、Fig. 5.2に示したような同時計測間隔では、相関長の計測に大きな誤差を含む可能性があるため、局所密度揺動を推定するには更なる工夫が必要となる。

第4章において、経路積分効果の指標である経路積分係数ζは、特に密度によって大きく変わる事を示した。そこで、2つの異なるζの密度領域について局所密度揺動の推定を行う。ひとつは$\zeta = 0.3$で比較的経路積分効果の影響が小さいと予想される低密度領域、平均電子密度$\overline{n}_e = 4.7\times10^{18}$および中心電子温度$T_e(0) = 1.3$ [keV]、のプラズマを例に取る。もうひとつは$\zeta = 0.8$で比較的経路積分効果の影響が大きいと予想される高密度領域、$\overline{n}_e = 9.5 \times 10^{18}$ m^{-3}および$T_e(0) = 1.3$ [keV]、のプラズマを例に取る。Fig. 5.3にそれぞれ領域での電子密度および電子温度分布を示す。

Fig. 5.4に、低密度および高密度領域における検出ビーム電流間の相関を示す。赤および青点はそれぞれ中心と上および下端の検出器で検出する検出ビーム電流間の相関である。Fig. 5.5に、Fig. 5.2およびFig. 5.4から式(5.2)を用いて求めた相関長の径方向分布を示す。低密度および高密度領域をそれぞれ青および赤点で示す。点は中心と上および下端の検出器で検出する検出ビーム電流間の相関の平均値であり、エラーバーの上下端は2つの相関長のどちらかの値を示す。ノイズレベルは、プラズマがない時の相関より求めた相関長に相当する値である。相関長は低密度および高密度領域ともに中心付近で5mm程度で周辺付近で20mm程度となり、中心から周辺に向けて相関長が長く見積もられた。

式(4.7)の$\Gamma(\rho_i, \rho_j)$はプラズマ全体で対称性を満たす必要がある。そこで、本研

(a)



(b)

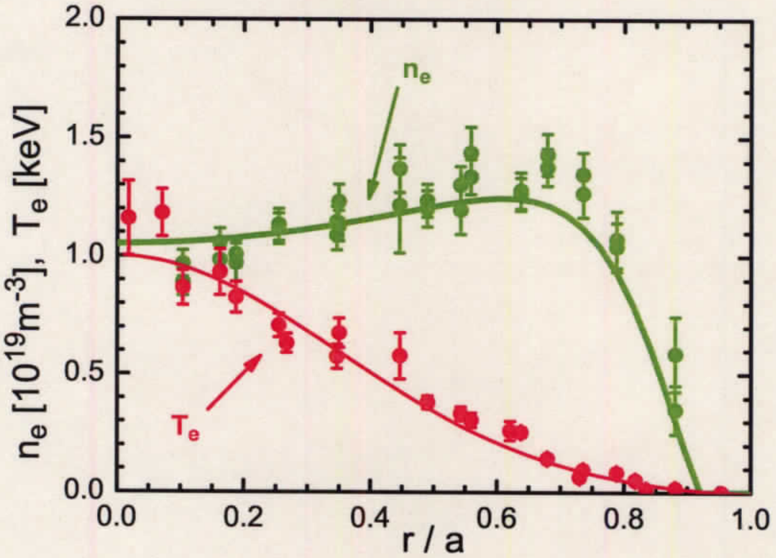


Fig 5.3: ECH プラズマの電子密度 (緑) および電子温度分布 (赤)。点は Thomson 散乱計測による実験点で線はフィッティング曲線。(a) 低密度領域:$4.7 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$。(b) 高密度領域:$9.5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$。

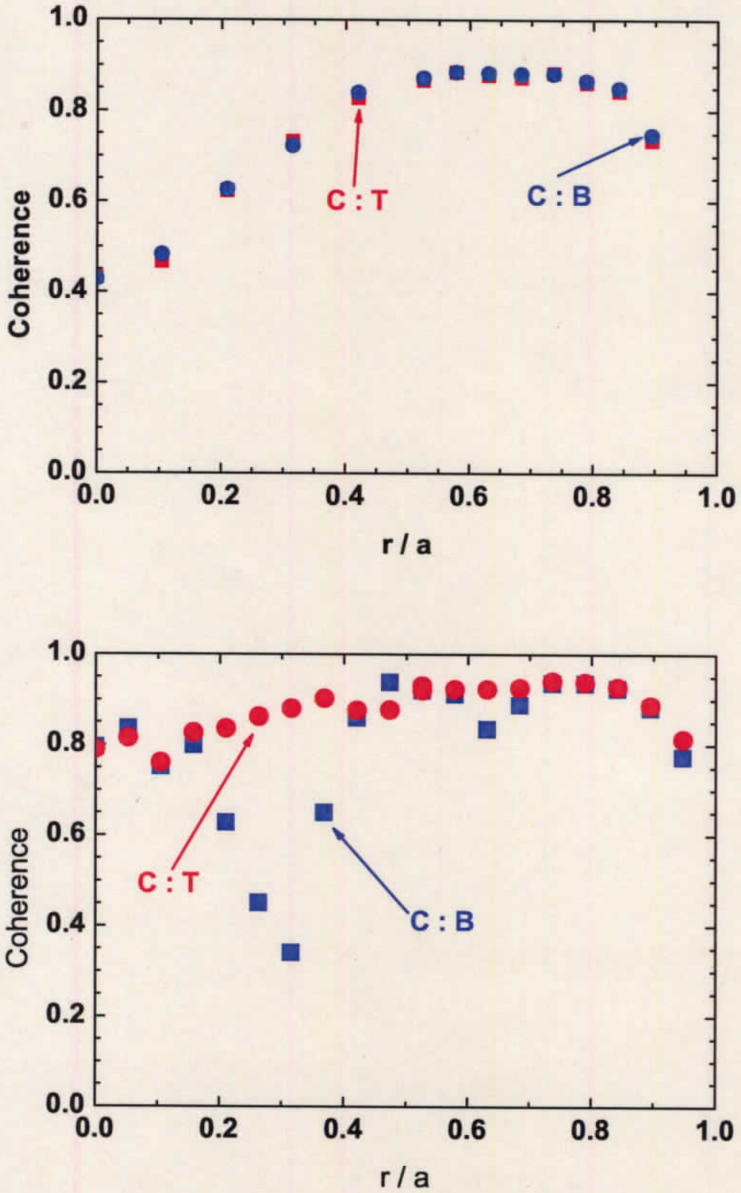


Fig 5.4: ECH プラズマの相関分布。

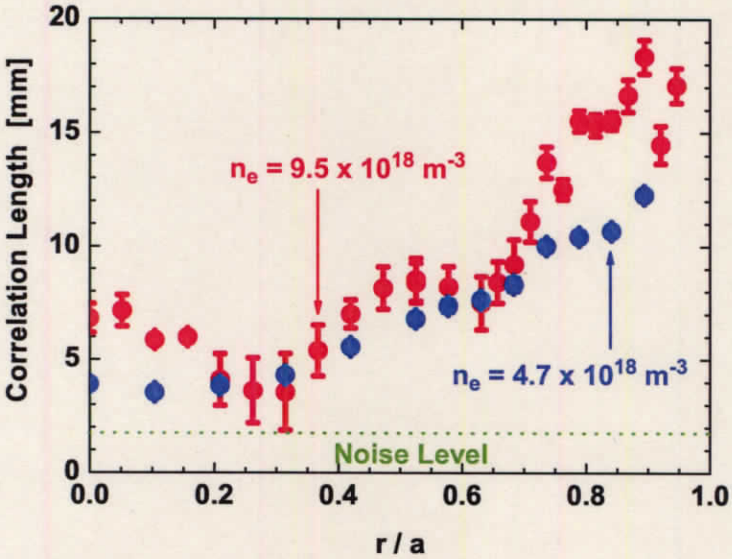


Fig 5.5: ECH プラズマの相関長分布。青および赤点はそれぞれ低密度領域 $(4.7\times10^{18}\mathrm{m}^{-3})$ および高密度領域 $(9.5\times10^{18}\mathrm{m}^{-3})$

究では密度揺動の 2 点間の相関長 $\overline{L}_{\mathrm{c}}^2(\rho_i,\rho_j)$ を、点 ρ_i および ρ_j における局所的な相関長 $l_{\mathrm{C}}^2(\rho_i)$ および $l_{\mathrm{C}}^2(\rho_j)$ を用いて次式のように定義する。

$$\frac{1}{\overline{L}_{\mathrm{C}}^2(\rho_i,\rho_j)} \equiv \frac{1}{l_{\mathrm{C}}^2(\rho_i)} + \frac{1}{l_{\mathrm{C}}^2(\rho_j)}. \tag{5.3}$$

ところで、CHS にはトロイダル方向に約 90 度離れた位置に 2 台の HIBP が設置されている。磁場閉じ込めプラズマにおいて電位は磁気面でほぼ一定なので、電位揺動については 2 台の HIBP を用いて半径方向の長距離間の相関を計測することができる。一方、密度は磁気面で一定ではないため、密度揺動については、2 台の HIBP を用いた半径方向の長距離間の相関の評価は難しい。

5.2　局所密度揺動の推定例

前節までにおいて、局所的な相関 Γ' が、プラズマ径 a で規格化した局所的な相関長 l_{C} を半値幅に持つガウス関数である、と仮定し、離れた 2 点の相関長の逆数

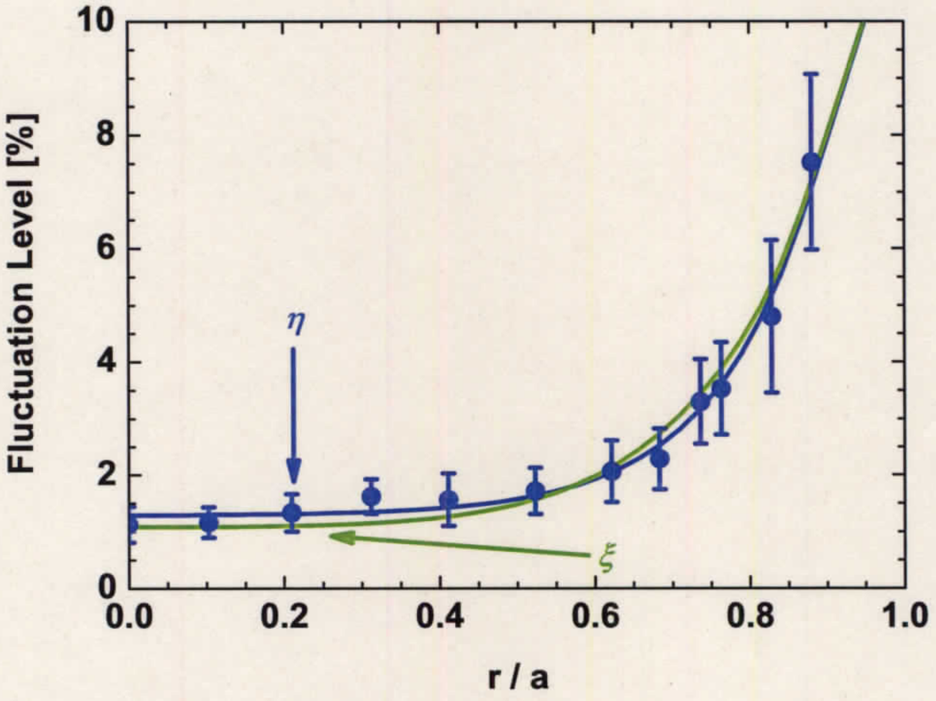
はそれぞれの点の局所的な相関の逆数の和によってあらわすと定義した。これより、式(4.6)は、

$$
\begin{aligned}
\xi^2(\rho_*) = \;& \eta^2(\rho_*) \\
& - 2\int_{l_1} |\xi(\rho_*)||\xi(\rho_1)| \exp\left(-\frac{(\rho_* - \rho_1)^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}}^2(\rho_*, \rho_1)}\right) S_1(\rho_1) w_1(\rho_1) \mathrm{d}\rho_1 \\
& - 2\int_{l_2} |\xi(\rho_*)||\xi(\rho_2)| \exp\left(-\frac{(\rho_* - \rho_2)^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}}^2(\rho_*, \rho_2)}\right) S_2(\rho_2) w_2(\rho_2) \mathrm{d}\rho_2 \\
& + \int_{l_1}\int_{l_1'} |\xi(\rho_1)||\xi(\rho_1')| \exp\left(-\frac{(\rho_1 - \rho_1')^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}}^2(\rho_1, \rho_1')}\right) S_1(\rho_1) S_1(\rho_1') w_1(\rho_1) w_1(\rho_1') \mathrm{d}\rho_1 \mathrm{d}\rho_1' \\
& + \int_{l_2}\int_{l_2'} |\xi(\rho_2)||\xi(\rho_2')| \exp\left(-\frac{(\rho_2 - \rho_2')^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}}^2(\rho_2, \rho_2')}\right) S_2(\rho_2) S_2(\rho_2') w_2(\rho_2) w_2(\rho_2') \mathrm{d}\rho_2 \mathrm{d}\rho_2' \\
& + 2\int_{l_1}\int_{l_2} |\xi(\rho_1)||\xi(\rho_2)| \exp\left(-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}}^2(\rho_1, \rho_2)}\right) S_1(\rho_1) S_2(\rho_2) w_1(\rho_1) w_2(\rho_2) \mathrm{d}\rho_1 \mathrm{d}\rho_2
\end{aligned}
\tag{5.4}
$$

と書くことができる。

Fig. 5.8 に、Fig. 5.3 に示した低密度および高密度領域の ECH プラズマおける検出ビーム電流揺動から、式(5.4)を用いて局所密度揺動分布を推定した例を示す。青点は検出ビーム電流揺動の実験点、青線は実験点をガウス関数でフィットしたものである。緑線は青線より再構成した局所密度揺動である。ここで、局所的な相関長は Fig. 5.5 を用いる。

Fig. 5.6(a) より、低密度では計測誤差の範囲でしか局所密度揺動が変化していない。これより、低密度プラズマ ($n_\mathrm{e} \lesssim 5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$) では検出ビーム電流揺動は局所密度揺動に計測誤差の範囲で一致することが確認できる。一方、Fig. 5.6(b) より高密度プラズマ ($n_\mathrm{e} \sim 1 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$) において、周辺付近では低密度領域と同様に検出ビーム電流揺動と局所密度揺動が計測誤差範囲で一致するが、中心付近では計測誤差以上に検出ビーム電流揺動と局所密度揺動に差異があることが確認できる。



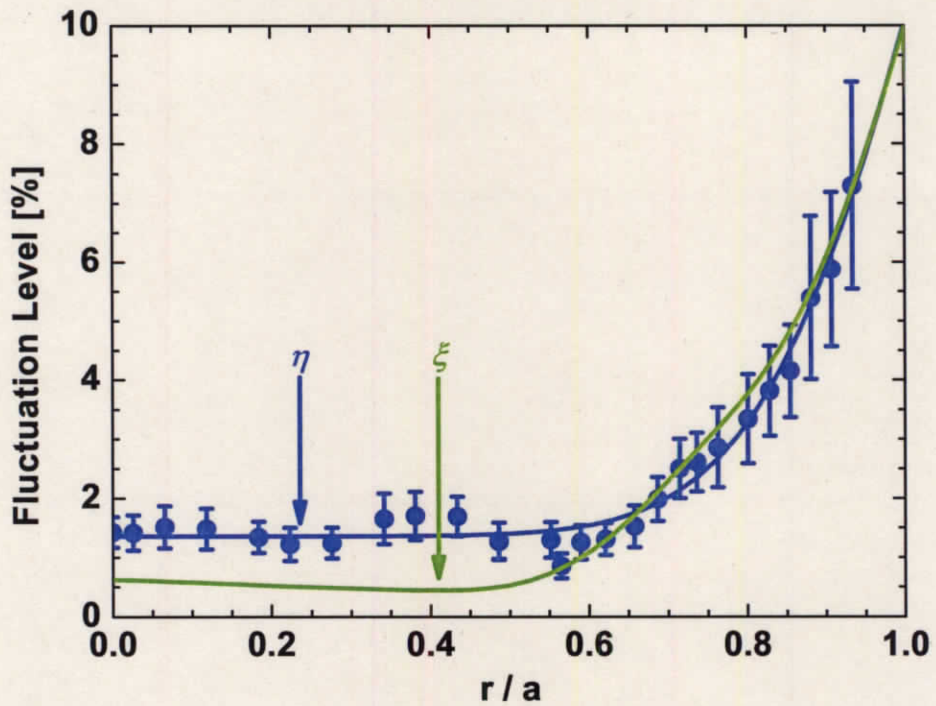


Fig 5.6: ガウス関数近似した場合の局所密度揺動分布。(a) 低密度領域 ($n_e \lesssim 5\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$)、(b) 高密度領域 ($n_e \sim 1 \times 10^{19}\mathrm{m}^{-3}$)。

5.3　推定誤差の評価

相関長の評価から局所密度揺動の推定誤差について2つの方法で評価する。誤差の評価には、経路積分効果が大きい高密度領域のECHプラズマにおける局所密度揺動の再構成を用いる。

一つ目の方法として、ガウス関数より求めた相関長の誤差 (Fig. 5.5) からの推定誤差を評価する。前節では相関長の平均値より局所密度揺動を推定した。ここでは、相関長をエラーバーの範囲で最長および最短、つまりそれぞれエラーバーの上端値および下端値の局所的な相関長分布を用いて、局所密度揺動を再構成する (Fig. 5.7)。Fig. 5.7 中の青線は Fig. 5.6(b) の検出ビーム電流揺動のフィッティ

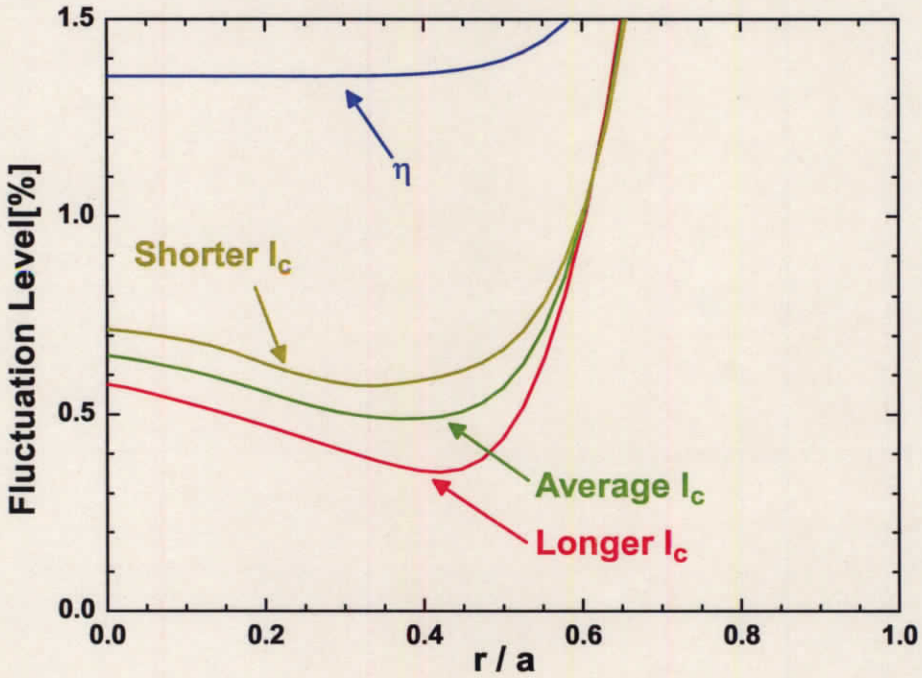


Fig 5.7: 相関長計測における計測誤差から生じる局所密度揺動の推定誤差。青線は (b) の検出ビーム電流揺動のフィッティング曲線。赤、緑および黄銅線はそれぞれ相関長が最長、平均および最短値を用いた場合の局所密度揺動。

ング曲線である。赤、緑および黄銅線はそれぞれ相関長が最長、平均および最短値を用いた場合の局所密度揺動である。最長および最短の相関長を用いた場合の局所密度揺動は、平均値の相関長を用いた場合に比べて共に中心付近で約20%異なる。したがって、相関長計測の統計誤差より、局所密度揺動分布は中付近で約20%の誤差がある。

式(5.1)において、局所的な相関Γ'は、プラズマ径aで規格化した局所的な相関長l_Cを半値幅に持つガウス関数である、と仮定して相関長を求めた。ここでは、Γ'は、l_Cと任意の乗数αを係数に持つ次式であらわされると仮定し、l_Cを求める。

$$\Gamma'(\Delta;\rho) \equiv \frac{|\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)|}{\sqrt{\xi^2(\rho_i)\xi^2(\rho_j)}} \sim \frac{|\eta(\rho_i)\eta(\rho_j)|}{\sqrt{\eta^2(\rho_i)\eta^2(\rho_j)}} = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta(\rho)}{l_C(\rho)}\right)^{\alpha}\right] \tag{5.5}$$

また、対称性を考慮した相関長$\overline{L_C}$は

$$\frac{1}{\overline{L_C^{\alpha}}(\rho_i,\rho_j)} \equiv \frac{1}{l_C^{\alpha}(\rho_i)} + \frac{1}{l_C^{\alpha}(\rho_j)} \tag{5.6}$$

より求める。

二つ目の局所密度揺動の推定誤差評価法として、αを変化させることで定義関数を変えて求めたl_Cを用いて、局所密度揺動を再構成する。Fig. 5.8に、$\alpha = 1.5$, 2, 20と設定した場合の、局所密度揺動の再構成結果をそれぞれ橙、緑および赤線で示す。青線はFig. 5.6(b)の検出ビーム電流揺動のフィッティング曲線である。Fig. 5.8より、$\alpha = 1.5$においては揺動強度が負になってしまうなど、局所密度揺動はαによって大きく変わってしまう。したがって、相関長は局所密度揺動の推定にとって重要な要素であり、また相関と相関長を結びつける関数を適切に選び、正確な相関長を計測する必要がある。

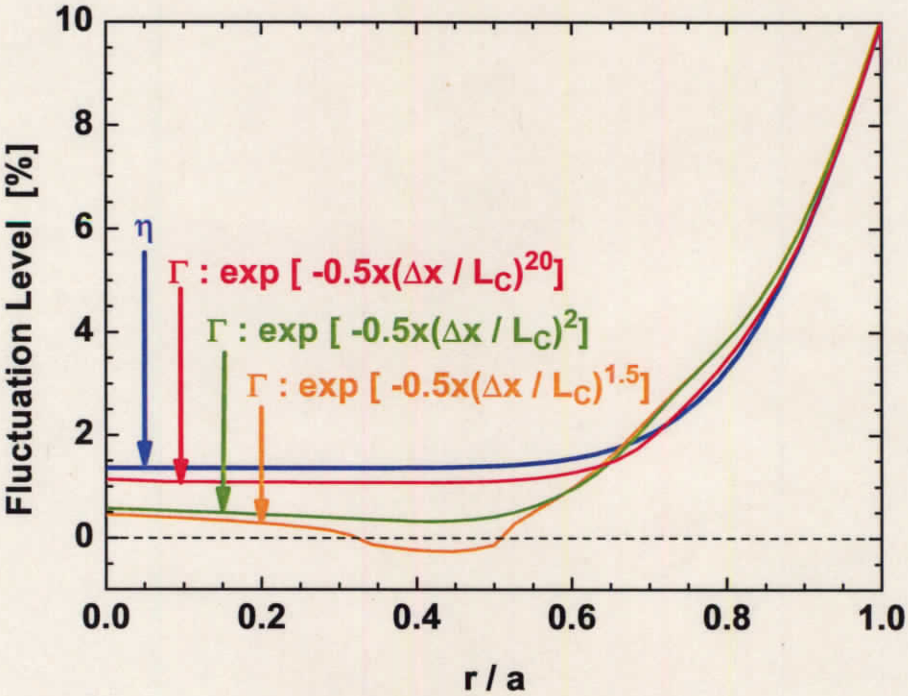


Fig 5.8: 相関長を求める際に用いる関数による局所密度揺動の推定誤差。青線は (b) の検出ビーム電流揺動のフィッティング曲線。橙、緑および赤線は式 (5.5) の乗数 $\alpha = 1.5,\ 2,\ 20$ とした場合の局所密度揺動。

第6章　局所密度揺動スペクトルの推定法と応用

6.1　経路積分方程式のスペクトル分解

Fig. 3.3で示したように、プラズマ中には乱流を示す広帯域なスペクトルや、GAMと推定される揺動、NBIプラズマにおいてはAlfvén固有モードなど様々な特定周波数の揺動がある。揺動は粒子・熱輸送に密接に関連しており、どの場所でどの周波数でどのくらいの大きさを持っているかを精密に計測できることは、プラズマの振る舞いを理解する上で重要である。そこで、第5章で考案した局所密度揺動強度分布の再構成法を発展させ、局所密度揺動スペクトルの再構成を行う。

周波数分解するために、式(4.6)をフーリエ変換する。式(4.6)を再び示すと、

$$
\begin{aligned}
\langle\eta^2(\rho_*)\rangle_{\mathrm{E}} = \ & \langle\xi^2(\rho_*)\rangle_{\mathrm{E}} \\
& - 2\int_{l_1}\langle\xi(\rho_*)\xi(\rho_1)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 \\
& - 2\int_{l_2}\langle\xi(\rho_*)\xi(\rho_2)\rangle_{\mathrm{E}} S_2(\rho_2)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2 \\
& + \int_{l_1}\int_{l_1'}\langle\xi(\rho_1)\xi(\rho_1')\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)S_1(\rho_1')w_1(\rho_1)w_1(\rho_1')\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_1' \\
& + \int_{l_2}\int_{l_2'}\langle\xi(\rho_2)\xi(\rho_2')\rangle_{\mathrm{E}} S_2(\rho_2)S_2(\rho_2')w_2(\rho_2)w_2(\rho_2')\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\rho_2' \\
& + 2\int_{l_1}\int_{l_2}\langle\xi(\rho_1)\xi(\rho_2)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)S_2(\rho_2)w_1(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_2\ .
\end{aligned}
\tag{6.1}
$$

$\eta(\rho)$ および $\xi(\rho)$ にフーリエ変換を適用する。

$$\eta(\rho,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta_{\mathrm{f}}(\rho,\omega)e^{\imath\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{6.2}$$

$$\xi(\rho,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \xi_{\mathrm{f}}(\rho,\omega)e^{\imath\omega t}\mathrm{d}\omega \tag{6.3}$$

ここで、$\eta_{\mathrm{f}}(\rho,\omega)$ および $\xi_{\mathrm{f}}(\rho,\omega)$ はそれぞれ $\eta(\rho,t)$ および $\xi(\rho,t)$ の複素フーリエ成分である。まず、式 (6.1) 左辺および右辺第一項をフーリエ変換すると、

$$\langle \eta^2(\rho_*)\rangle_{\mathrm{E}} = \frac{1}{T}\int_{-\infty}^{\infty} \langle |\eta_f(\rho_*,\omega)|^2\rangle_{\mathrm{E}}\mathrm{d}\omega \tag{6.4}$$

$$\langle \xi^2(\rho_*)\rangle_{\mathrm{E}} = \frac{1}{T}\int_{-\infty}^{\infty} \langle |\xi_f(\rho_*,\omega)|\rangle_{\mathrm{E}}\mathrm{d}\omega \tag{6.5}$$

となる。次に式 (6.1) 第二項に式 (6.3) を代入すると、

$$\begin{aligned} &-2\int_{l_1} \langle \xi(\rho_*)\xi(\rho_1)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 \\ &= -\frac{2}{T}\int_{\infty}^{\infty}\int_{l_1} \langle \xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_*,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\omega \end{aligned} \tag{6.6}$$

第3項以降も同様にしてフーリエ変換できる。すると式 (6.1) は、

$$\begin{aligned} &\int_{-\infty}^{\infty} \langle |\eta_{\mathrm{f}}(\rho_*,\omega)|^2\rangle_{\mathrm{E}}\mathrm{d}\omega \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \langle |\xi_{\mathrm{f}}(\rho_*,\omega)|^2\rangle_{\mathrm{E}}\mathrm{d}\omega \\ &- 2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{l_1} \langle \xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_*,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\omega \\ &- 2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{l_1} \langle \xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_*,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} S_2(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\omega \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty}\int_{l_1}\int_{l_1'} \langle \xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_1,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1',\omega)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)S_1(\rho_1')w_1(\rho_1)w_1(\rho_1')\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_1'\mathrm{d}\omega \\ &+ \int_{-\infty}^{\infty}\int_{l_2}\int_{l_2'} \langle \xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_2,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2',\omega)\rangle_{\mathrm{E}} S_2(\rho_2)S_2(\rho_2')w_2(\rho_2)w_2(\rho_2')\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\rho_2'\mathrm{d}\omega \\ &+ 2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{l_1}\int_{l_2} \langle \xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_1,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} S_1(\rho_1)S_2(\rho_2)w_1(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\omega\ . \end{aligned} \tag{6.7}$$

となる。両辺を比較し、フーリエ周波数成分ごとに分解すると

$$
\begin{aligned}
&\langle|\eta_{\mathrm{f}}(\rho_*,\omega)|^2\rangle_{\mathrm{E}}\\
&= \quad \langle|\xi_{\mathrm{f}}(\rho_*,\omega)|^2\rangle_{\mathrm{E}}\\
&-2\int_{l_1}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_*,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1,\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_1)w_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1\\
&-2\int_{l_1}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_*,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2,\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2\\
&+\int_{l_1}\int_{l_1'}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_1,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1',\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_1)S_1(\rho_1')w_1(\rho_1)w_1(\rho_1')\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_1'\\
&+\int_{l_2}\int_{l_2'}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_2,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2',\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_2)S_2(\rho_2')w_2(\rho_2)w_2(\rho_2')\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\rho_2'\\
&+2\int_{l_1}\int_{l_2}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_1,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2,\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_1)S_2(\rho_2)w_1(\rho_1)w_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_2\ .
\end{aligned}
\tag{6.8}
$$

が成立する。ここで、

$$
\begin{aligned}
\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} &= |\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega)||\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)|\\
&\quad\times\gamma(\xi(\rho_a),\xi(\rho_b),\omega)\cos\varphi(\xi(\rho_a),\xi(\rho_b),\omega) \qquad (6.9)\\
a &= 1,2\ ,\ b=1,2
\end{aligned}
$$

ここで、$\gamma(\xi(\rho_i),\xi(\rho_j),\omega)$ および $\cos\varphi(\xi(\rho_i),\xi(\rho_j),\omega)$ は周波数 ω における局所密度揺動間のコヒーレンスおよび位相差である。各周波数成分の相関長 $l_c(\rho_a,\rho_b,\omega)$ をコヒーレンスより以下のように定義する。

$$
\exp\left(-\frac{\Delta^2(\rho_a,\rho_b)}{l_c^2(\rho_a,\rho_b,\omega)}\right)=\gamma(\xi(\rho_a),\xi(\rho_b),\omega)\equiv\frac{|\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)\rangle_{\mathrm{E}}|}{|\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega)||\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)|} \tag{6.10}
$$

したがって、式(6.1)はフーリエ周波数成分に分解でき、周波数ごとに局所密度揺動の推定することができる。Table 6.1 に全揺動成分とフーリエ周波数成分との対応を示す。これにより、局所密度揺動スペクトルを再構成することができる。

量	全揺動成分	フーリエ周波数成分
検出ビーム電流揺動	$\eta(\rho)$	$\eta_{\mathrm{f}}(\rho,\omega)$
局所密度揺動	$\xi(\rho)$	$\xi_{\mathrm{f}}(\rho,\omega)$
相関特性	$\Gamma(\rho_a,\rho_b)$	$\gamma(\rho_a,\rho_b,\omega)$
局所的な相関長	$l_{\mathrm{c}}(\rho_a,\rho_b)$	$l_{\mathrm{c}}(\rho_a,\rho_b,\omega)$

Table 6.1: 全揺動成分とフーリエ周波数成分の対応。

6.2　揺らぎの相関への経路積分効果

各周波数成分の相関長 $l_c(\rho_a,\rho_b,\omega)$ を求めるためには、式 (6.10) を解く必要があるが、実際に計測される量は局所密度揺動でなく、検出ビーム電流揺動である。そこで、全揺動成分で行ったのと同様に、周波数成分ごとの相関長 $l_c(\rho_a,\rho_b,\omega)$ を検出ビーム電流揺動間のコヒーレンスを用いて次式のように近似して求める。

$$\exp\left(-\frac{\Delta^2(\rho_a,\rho_b)}{l_c^2(\rho_a,\rho_b,\omega)}\right)\sim\gamma(\eta(\rho_a),\eta(\rho_b),\omega)\equiv\frac{|\langle\eta_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)\rangle_{\mathrm{E}}|}{|\eta_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega)||\eta_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)|}\,. \tag{6.11}$$

この近似式より求めた相関長を用いて局所密度揺動の再構成を行うと、低周波領域において揺動強度が負に発散してしまい正常に終了しない場合がある。

低周波領域で再構成が正常終了しない原因として、式 (6.11) の近似および位相情報を考慮に入れていないことが挙げられる。式 (6.11) は、相関長に対する経路積分効果を無視することによる近似である。そこで、相関長に対する経路積分効果について考える。3 点でイオン化するビームは Fig. 5.1 に示すように、一次ビームはイオン化点付近まで同じ軌道、二次ビームも 3 点のイオン化点が近接しているのでほぼ同じ軌道を通る。そのため空間 2 点でイオン化する軌道の検出ビーム電流揺動は、経路積分効果によりほぼ同じ揺動情報をみ、検出ビーム電流揺動間のコヒーレンスは局所密度揺動間よりも大きく評価される。そのため、局所的な相関長が長く見積もられる可能性がある。

空間 2 点 (a,b) でイオン化する検出ビーム電流揺動の複素フーリエ成分はそれ

ぞれ、

$$\begin{cases} \eta_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega) &= \xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega) - \int_{l_1}\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1)S_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 - \int_{l_2}\xi_{\mathrm{f}}(\rho_1,\omega)S_2(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 \\ \eta_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega) &= \xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega) - \int_{l_1}\xi_b(\rho_1,\omega)S_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 - \int_{l_2}\xi_{\mathrm{f}}(\rho_2,\omega)S_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2 \end{cases} \tag{6.12}$$

とあらわされる。これより検出ビーム電流揺動間の相互相関関数のアンサンブル平均のフーリエ成分は、

$$\langle\eta_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\eta_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} = \langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} + \beta^2(\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega),\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)) \tag{6.13}$$

と書ける。ここで、$\beta^2(\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega),\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega))$ は経路積分項であり、

$$\begin{aligned} &\beta^2(\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega),\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)) = \\ &-\int_{l_{1b}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{1b},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_{1b})w_{1b}(\rho_{1b})\mathrm{d}\rho_{1b} \\ &-\int_{l_{1a}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_b,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{1a},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_{1a})w_{1a}(\rho_{1a})\mathrm{d}\rho_{1a} \\ &-\int_{l_{2b}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{2b},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_{2b})w_{2b}(\rho_{2b})\mathrm{d}\rho_{2b} \\ &-\int_{l_{2a}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_b,\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{2a},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_{2a})w_{2a}(\rho_{2a})\mathrm{d}\rho_{2a} \\ &+\iint_{l_{1a}l_{1b}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_{1a},\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{1b},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_{1a})S_1(\rho_{1b})w_{1a}(\rho_{1a})w_{1b}(\rho_{1b})\mathrm{d}\rho_{1a}\mathrm{d}\rho_{1b} \\ &+\iint_{l_{2a}l_{2b}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_{2a},\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{2b},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_2(\rho_{2a})S_1(\rho_{2b})w_{2a}(\rho_{2a})w_{2b}(\rho_{2b})\mathrm{d}\rho_{2a}\mathrm{d}\rho_{2b} \\ &+\iint_{l_{1a}l_{2b}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_{1a},\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{2b},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_{1a})S_2(\rho_{2b})w_{1a}(\rho_{1a})w_{2b}(\rho_{2b})\mathrm{d}\rho_{1a}\mathrm{d}\rho_{2b} \\ &+\iint_{l_{1b}l_{2a}}\langle\xi_{\mathrm{f}}^*(\rho_{1b},\omega)\xi_{\mathrm{f}}(\rho_{2a},\omega)\rangle_{\mathrm{E}}S_1(\rho_{1b})S_2(\rho_{2a})w_{1b}(\rho_{1b})w_{2a}(\rho_{2a})\mathrm{d}\rho_{1b}\mathrm{d}\rho_{2a} \end{aligned} \tag{6.14}$$

とあらわされる。よって、式(6.10)および式(6.13)より、空間2点(a,b)の局所密度揺動間の相関長のフーリエ周波数成分は

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta_{\mathrm{ab}}(\rho_a,\rho_b)}{l_{\mathrm{c}}(\rho_a,\rho_b,\omega)}\right)^2\right] \equiv \frac{\langle\eta_{\mathrm{f}}^*(\rho_a,\omega)\eta_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)\rangle_{\mathrm{E}} - \beta^2(\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega),\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega))}{|\xi_{\mathrm{f}}(\rho_a,\omega)||\xi_{\mathrm{f}}(\rho_b,\omega)|} \tag{6.15}$$

より求めることができる。式(6.15)にはξが含まれており、正確な相関長を求めるためには、前述の再構成ルーチンが終了するごとに、相関長についても逐次近

似法により見積もる方法が考えられる。つまり逐次近似の0回目の相関長を

$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta_{\rm ab}(\rho_a,\rho_b)}{l_{{\rm c},0}(\rho_a,\rho_b,\omega)}\right)^2\right] \equiv \frac{\langle\eta_{\rm f}(\rho_a,\omega)\eta_{\rm f}(\rho_b,\omega)\rangle_{\rm E}-\beta^2(\eta_{\rm f}(\rho_a,\omega),\eta_{\rm f}(\rho_b,\omega))}{|\eta_{\rm f}(\rho_a,\omega)||\eta_{\rm f}(\rho_b,\omega)|} \tag{6.16}$$

また、k 回目の相関長を

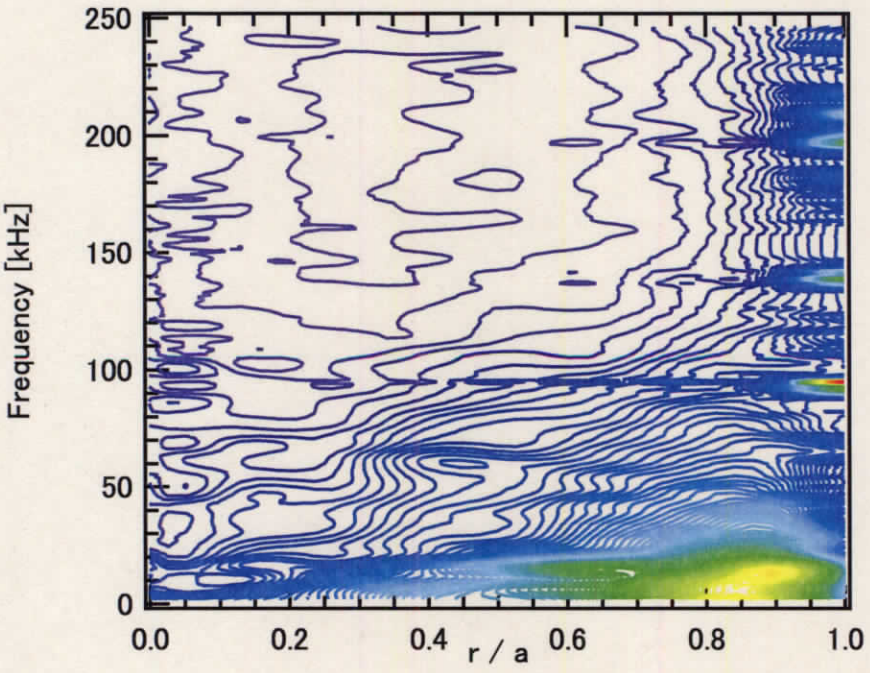
$$\exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta_{\rm ab}(\rho_a,\rho_b)}{l_{{\rm c},k-1}(\rho_a,\rho_b,\omega)}\right)^2\right] \equiv \frac{\langle\eta_{\rm f}(\rho_a,\omega)\eta_{\rm f}(\rho_b,\omega)\rangle_{\rm E}-\beta^2(\xi_{{\rm f},k-1}(\rho_a,\omega),\xi_{{\rm f},k-1}(\rho_v,\omega))}{|\xi_{{\rm f},k-1}(\rho_a,\omega)||\xi_{{\rm f},k-1}(\rho_b,\omega)|} \tag{6.17}$$

と定義し、$|l_{{\rm c},k}-l_{{\rm c},k}|/l_{{\rm c},k} \ll 1$ となる時、逐次近似を終了させるというものである。ここでは計算時間の制限から相関長を式(6.17)で近似し補正する。ただし、式(6.17)の左辺が1を超えた場合は、式(6.11)で求めた相関長を用いる。この補正は相関長を実際の局所密度揺動間の相関長よりも短く見積もる可能性があることに注意しておく。Fig. 6.1(a)および(b)に補正前と補正後の相関長の径方向分布を、低密度ECHプラズマ($n_{\rm e}\sim 4.5\times10^{18}{\rm m}^{-3}$)について行なった例をFig. 6.1示す。補正前の相関長は低周波において $r/a\sim 0.85$ で最大値(規格化小半径長さで0.2程度)をとり、プラズマ内部まで長い相関長を保っている(Fig. 6.1(a))。一方、補正後の相関長は低周波においてほぼ同じ位置で最大値を取るが、全域で短く、特に経路積分効果が強く影響するプラズマ内部で補正前より短く評価される(Fig. 6.1(b))。

6.3　局所スペクトルの導出

前節の補正法から相関長を求め、局所密度揺動スペクトルの再構成を行なう。Fig. 6.3にFig. 5.6に示した低密度および高密度ECHプラズマについて検出ビーム電流揺動と局所揺動のスペクトルをそれぞれ青および緑線で示す。また、同時に4.4節で定義した局所密度揺動から検出ビーム電流揺動への歪み率 $D_{\rm ist}$ を赤点線で示す。Fig. 6.3(a)より低密度プラズマ $\overline{n_{\rm e}}\sim 4.7\times10^{18}{\rm m}^{-3}$ 程度のECHプラズマの

(a)



(b)

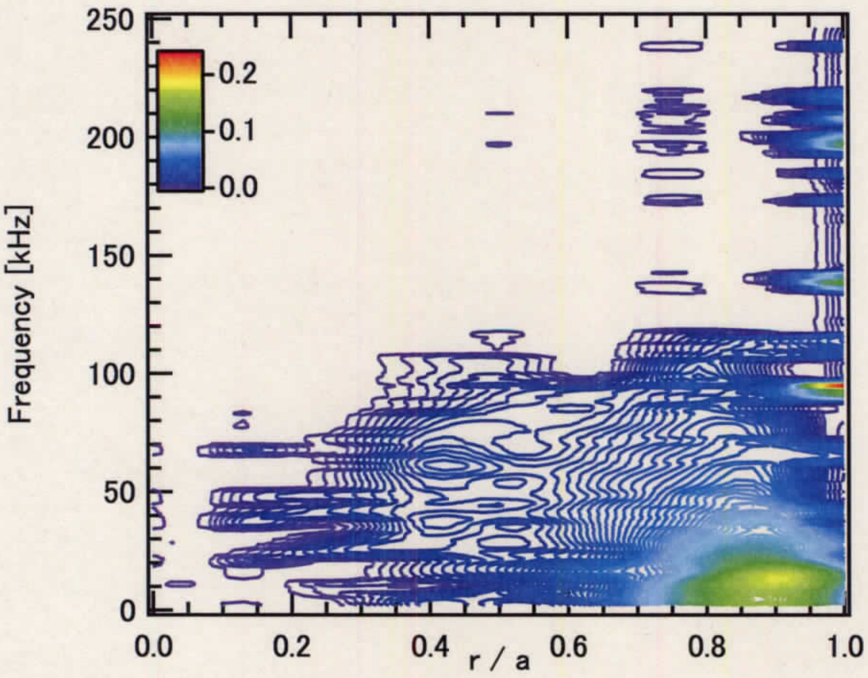
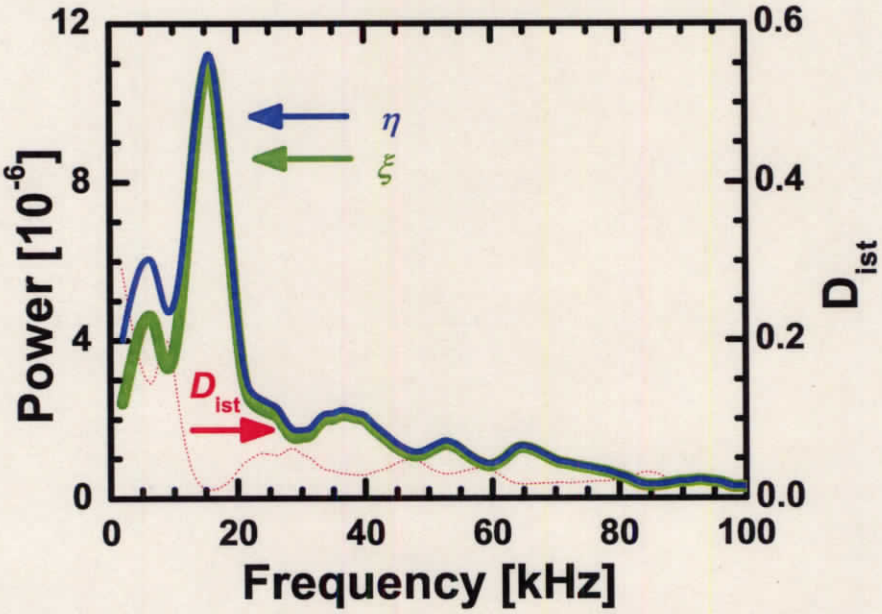


Fig 6.1: 周波数分解した相関長の径方向分布。(a) 検出ビーム電流のコヒーレンスのみから求めた相関長、(b) 経路積分効果を考慮し、補正を行なった相関長。

径方向位置 $\rho = 0.23$ において、歪み率 $D_{\rm ist}$ が 10%以下で局所密度揺動と検出ビーム電流揺動が近似できると仮定すれば、15kHz 以上では検出ビーム電流揺動スペクトルを局所密度揺動スペクトルと近似できる。一方、15kHz 以下では検出ビーム電流が局所密度揺動に対して最大 30%程度大きく評価されている。Fig. 6.3(b) より径方向位置 $\rho = 0.73$ では全周波数帯で検出ビーム電流揺動スペクトルを局所密度揺動スペクトルと近似することができる。一方、高密度プラズマ $\overline{n_e} \sim 9.5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$ において、Fig. 6.3(d) より径方向位置 $\rho = 0.73$ では検出ビーム電流揺動スペクトルを局所密度揺動スペクトルとほぼ全周波数帯で近似できるが、径方向位置 $\rho = 0.23$ においては局所密度揺動スペクトルに対して検出ビーム電流揺動スペクトルは大きく変化している。低周波では検出ビーム電流揺動は局所密度揺動の最大 55%程度増加している。また周波数が高くなるにつれて、局所密度揺動と検出ビーム電流揺動の差は小さくなっている。これは相関長が高周波になるにつれて短くなるためである。

(a)



(b)

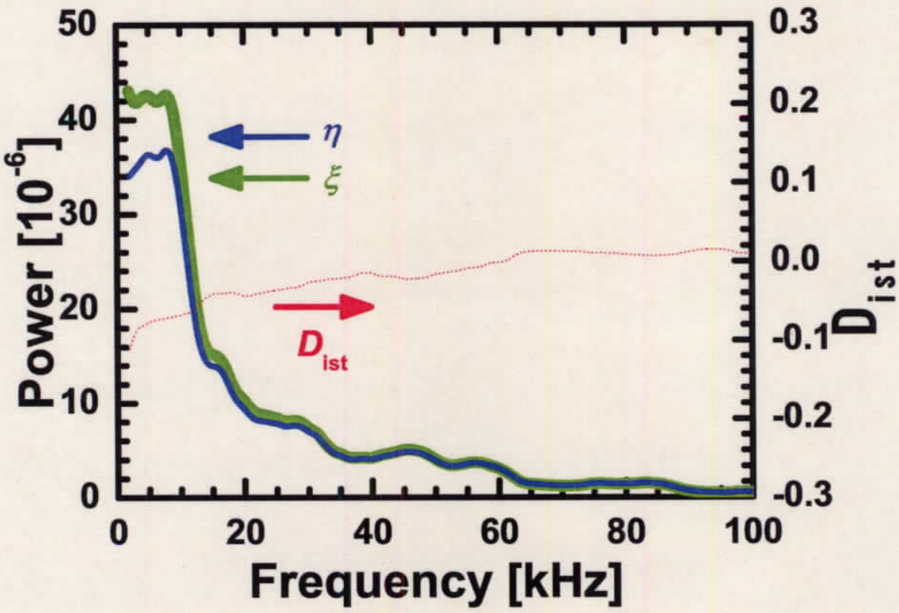
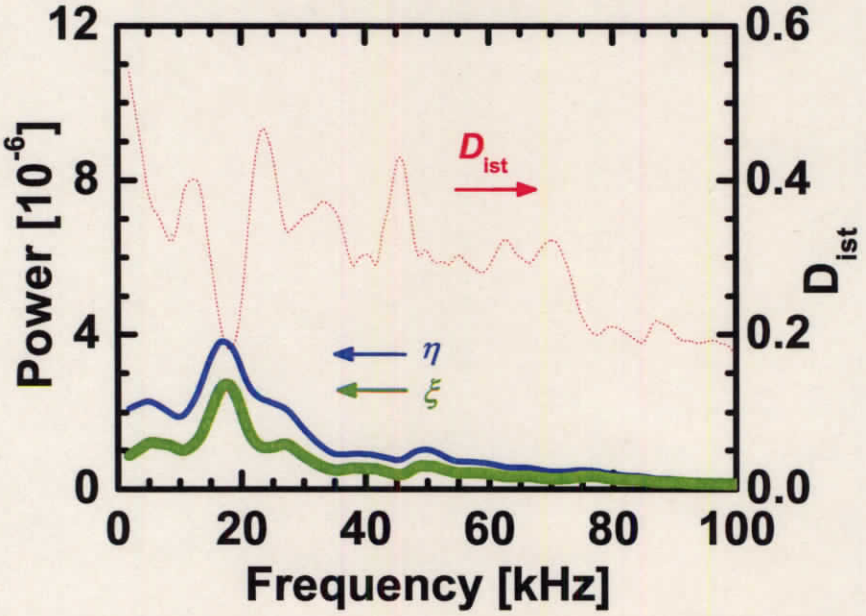


Fig 6.2: 低密度領域:4.7×10^{18}　m^{-3} における検出ビーム電流揺動と局所密度揺動スペクトル。(a)$\rho = 0.23$、(b)$\rho = 0.73$。

(a)



(b)

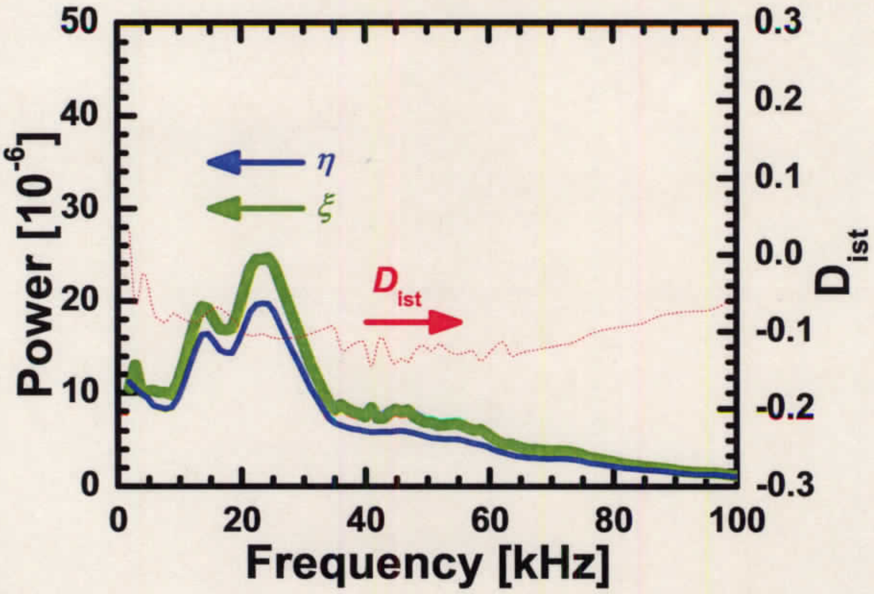


Fig 6.3: 高密度領域:9.5×10^{18}　m^{-3} 領域における、検出ビーム電流揺動と局所密度揺動スペクトル。(a)$\rho = 0.23$、(b)$\rho = 0.73$。

第7章　展望とまとめ

7.1　局所的揺動の性質

一般的に揺動を特徴付ける量として強度、オートパワースペクトルおよび自己相関時間などがある。また、空間２点間より揺動の空間構造を特徴付ける量としてクロスパワースペクトル、相互相関時間、相関およびコヒーレンス、および位相差などがある。さらに近年、確率密度関数などを用いた統計的な手法による解析も行われている。プラズマ中の揺動においては、密度揺動と電位揺動の関係をあらわすボルツマン関係の係数も揺動の性質を特徴付ける量のひとつである。ここでは、ボルツマン関係とコヒーレンスから求めた相関長の分布を例にとり、HIBP計測において経路積分効果を考慮した解析結果について示す。

i) ボルツマン関係の評価

式(3.5)に示したボルツマン関係の係数 α は乱流揺動の性質を示す。Fig. 7.1(a)に、低密度プラズマ ($n_e \sim 5 \times 10^{18} \mathrm{m}^{-3}$) の揺動分布を示したFig. 3.9より求めたボルツマン関係を示す。横軸は電位揺動 $e\delta\phi/T_e$、縦軸は密度揺動 $\delta n_e/n_e = \xi$ として検出ビーム電流揺動 $\delta I_d/I_d = \eta$ を想定している。これは、HIBP計測において経路積分効果を考慮しない場合のボルツマン関係を示している。プラズマを径方向に中心 $0 < r/a < 0.3$、中間 $0.3 < r/a < 0.6$ および周辺 $\rho > 0.6$ の3つの領域に分け、ボルツマン関係を調べる。

Fig. 7.1(a)中の赤、緑および青点はそれぞれ中心、中間および周辺の領域における点である。原点とそれぞれの点を結ぶ直線の傾きがボルツマン関係の係数 α と

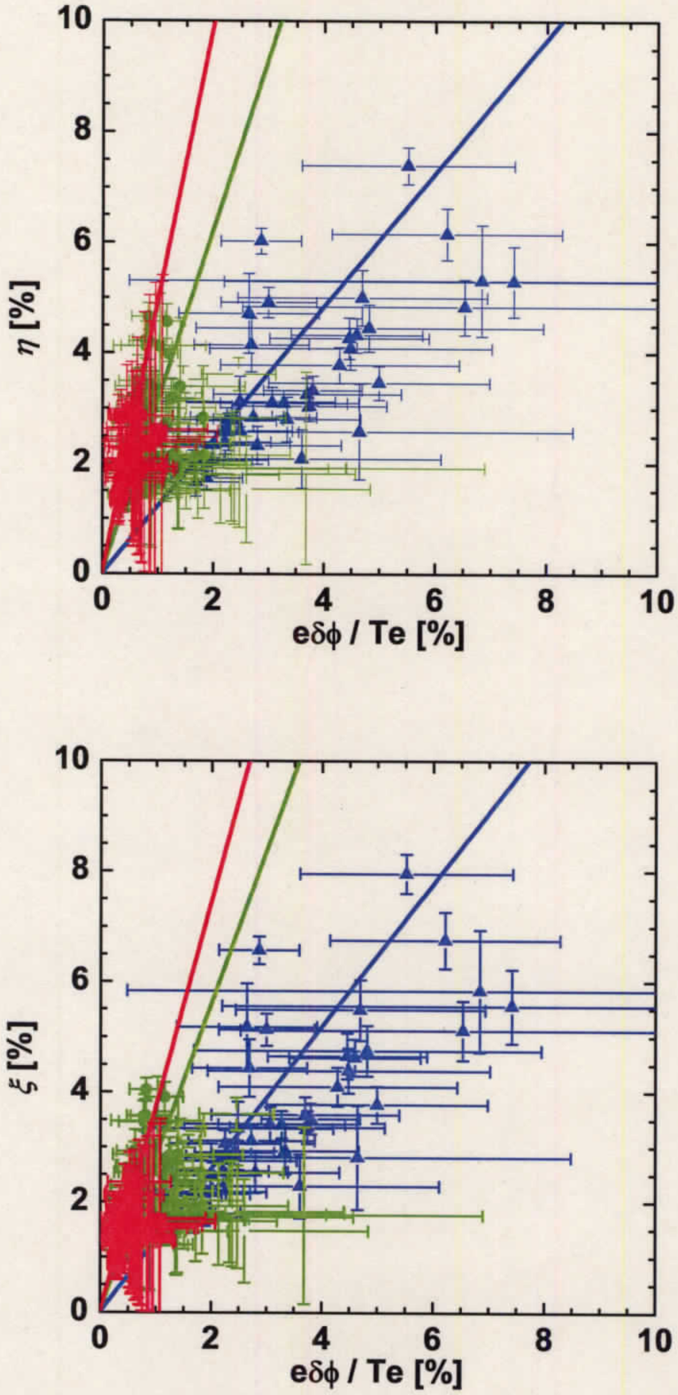


Fig 7.1: ボルツマン関係。赤、緑および青点と線はそれぞれ $0 < r/a < 0.3$、$0.3 < r/a < 0.6$ および $\rho > 0.6$ における規格化電位揺動に対する規格化密度揺動の実験点とフィッティング線である。(a) 中心、中程および外側のフィッティング線の比例係数はそれぞれ 4.9、3.2 および 1.2 である。(b) 修正後は 3.7、2.8 および 1.3 である。

なる。エラーバーを考慮に入れて最小二乗法により各領域の平均的なαを求めた。中心、中間および周辺領域においてそれぞれ$\alpha \sim$4.9、3.2および1.2となった。係数αは中心領域で非常に大きな値となり、また周辺ほど小さくなる傾向があった。

これまで述べてきたように、実際にはηは経路積分効果の影響を受ける。$\overline{n_e} \sim 5 \times 10^{18}\mathrm{m}^{-3}$のECHプラズマにおける典型的な経路積分効果の影響として、Fig. 5.6(a)の検出ビーム電流揺動ηと局所密度揺動ξの分布を考える。Fig. 5.6(a)のηのフィッティング曲線およびξから歪み率D_{ist}の分布を求める。D_{ist}とηより、次式のようにξを求めることができる。

$$\xi = \frac{\eta}{D_{\mathrm{ist}} + 1} . \tag{7.1}$$

求めたD_{ist}分布を多項式により関数化し、Fig. 7.1(a)の各実験点に検出ビーム電流揺動の各実験点に式(7.1)を適用することでηをξに変換する。これにより求めた補正したボルツマン関係をFig. 7.1(b)に示す。横軸は$e\delta\phi/T_e$、縦軸はξである。各点の色の違いはFig. 7.1(a)と同様にプラズマの径方向領域の違いである。中心、中間および周辺領域においてそれぞれ$\alpha \sim$3.7、2.8および1.3となった。経路積分効果が大きい中心領域でαが大きく変わる。このため、HIBPの密度揺動計測において、経路積分効果を考慮することも重要である。

ii) 相関長の2次元グラフ

Fig. 6.1に示した相関長のイメージマップを、Fig. 7.2に各周波数ごとに示す。青および赤線はそれぞれ検出ビーム電流揺動から近似した相関長および経路積分効果を考慮し補正した相関長である。全周波数において補正前の相関長は周辺から中心部に向かって短くなるものの、中心部でも有限の長さを持っている。それに対して、補正後の相関長は中心部で極めて短く見積もられた。特にこの傾向は低周波領域で顕著である。これより、中心領域では数kH以下の揺動は殆ど存在せず、数10kHz以上の揺動が支配的である可能性がある。正確な測定を行うために

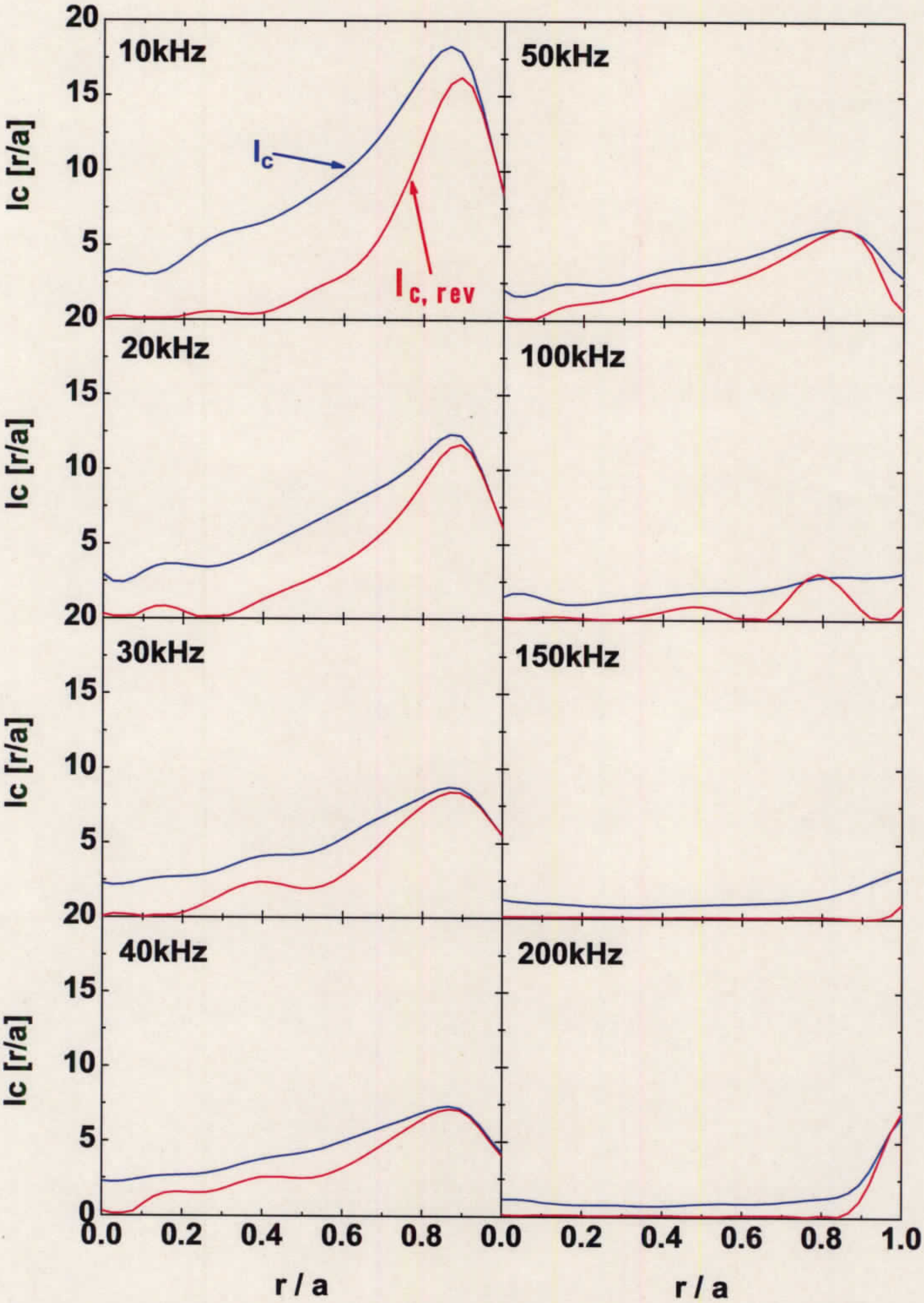


Fig 7.2: 補正前後の相関長の分布。青および赤線はそれぞれ検出ビーム電流揺動から近似した相関長および経路積分効果を考慮し補正した相関長である。

は他の計測器との相互照合と共に、経路積分効果を考慮することは重要である。

7.2　経路積分効果の推定法の応用

ビームプローブ法は大きく分けて2つの方式がある。ひとつは、プラズマ中にビームを入射し、プラズマ中で電離したのち、プラズマの外に出てきたビームを検出するHIBP型の方式である。HIBP型はこれまで述べてきたように、密度揺動および電位揺動を同時計測することができる。もうひとつビームプローブ法は、入射ビームとプラズマとの相互作用から生じる電磁波を計測するBES型(ビーム放射分光法(BES)やリチウム・ビーム・プローブ法(LiBP)など)である。BES型では電位揺動は計測できず、密度揺動のみの計測となる。しかし、HIBP型と同様にBES型においても、ビームの減衰による経路積分効果が存在する。本研究で行った経路積分効果の推定法はHIBP型に限らず、BES型にも応用することができる。

ペンシルビームを用いたBES型の密度揺動計測について簡単に述べる。BES型におけるビーム輝線強度 $I_{\mathrm{em}}(r_*)$ は、入射時のビームの粒子密度 $n_{\mathrm{b},0}$、サンプル体積におけるビームの密度 $n_{\mathrm{b}}(r_*)$、プラズマの密度 $n_{\mathrm{e}}(r_*)$ および実効的な励起速度係数 $\langle\sigma_{\mathrm{em}}v_{\mathrm{r}}\rangle_{\mathrm{eff}}$ とすると、

$$I_{\mathrm{em}}(r_*) = kn_{\mathrm{e}}(r_*)\langle\sigma_{\mathrm{em}}v_{\mathrm{r}}\rangle_{\mathrm{eff}}n_{\mathrm{b}}(r_*) \tag{7.2}$$

$$n_{\mathrm{b}}(r_*) = n_{\mathrm{b},0}\exp\left(-\int_l n_{\mathrm{e}}(r)\frac{\langle\sigma_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}}\mathrm{d}l\right) \tag{7.3}$$

と書ける。k は比例係数である。式(7.2)の変分をとると、

$$\begin{aligned}\delta I_{\mathrm{em}}(r_*) = \quad & k\delta n_{\mathrm{e}}(r_*)\langle\sigma_{\mathrm{em}}v_{\mathrm{r}}\rangle_{\mathrm{eff}}n_{\mathrm{b},0}\exp\left(-\int_l n_{\mathrm{e}}(r)\frac{\langle\sigma_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}}\mathrm{d}l\right)\\ & +kn_{\mathrm{e}}(r_*)\langle\sigma_{\mathrm{em}}v_{\mathrm{r}}\rangle_{\mathrm{eff}}n_{\mathrm{b},0}\exp\left(-\int_l n_{\mathrm{e}}(r)\frac{\langle\sigma_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}}\mathrm{d}l\right)\left(-\int_l \delta n_{\mathrm{e}}(r)\frac{\langle\sigma_{\mathrm{i}}v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}}\mathrm{d}l\right)\end{aligned} \tag{7.4}$$

となる。式(7.4)を式(7.2)で割ると、

$$\begin{aligned}\frac{\delta I_{\mathrm{em}}(r_*)}{I_{\mathrm{em}}(r_*)} &= \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r_*)}{n_{\mathrm{e}}(r_*)} - \int_l \frac{\delta n_{\mathrm{e}}(r)}{n_{\mathrm{e}}(r)} \frac{n_{\mathrm{e}}(r)\langle\sigma_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \mathrm{d}l \\ &= \xi(r_*) - \int_l \xi(r) \frac{n_{\mathrm{e}}(r)\langle\sigma_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \mathrm{d}l \end{aligned} \tag{7.5}$$

となる。式(7.5)右辺は、HIBPの検出ビーム電流揺動をあらわす式(3.2)右辺における二次ビームの減衰項がない形になっている。ビーム輝線強度揺動を求めるために、式(7.5)を2乗し、アンサンブル平均を取ると、

$$\begin{aligned}\left(\frac{\delta I_{\mathrm{em}}(r_*)}{I_{\mathrm{em}}(r_*)}\right)^2 = &\ \xi^2(r_*) \\ &- 2\int_l \langle\xi(r_*)\xi(r)\rangle_{\mathrm{E}} \frac{n_{\mathrm{e}}(r)\langle\sigma_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \mathrm{d}l \\ &+ \int_l\int_{l'} \langle\xi(r)\xi(r')\rangle_{\mathrm{E}} \frac{\langle n_{\mathrm{e}}(r)\sigma_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \frac{\langle n_{\mathrm{e}}(r')\sigma_{\mathrm{i}} v_{\mathrm{th}}\rangle_{\mathrm{M}}}{v_{\mathrm{b}}} \mathrm{d}l\mathrm{d}l' \end{aligned} \tag{7.6}$$

となる。式(7.6)右辺は、二次ビームに関連する項がないだけで式(4.6)と同様に遮蔽項と積算項によってあらわされる。BES型においてプラズマ周辺部から多視点計測を行うことで、式(4.6)から局所密度揺動ξを求めたように、式(7.6)をξについて解くことができる。したがって計測ビームを用いた揺動計測において、本研究で行った、計測量(検出ビーム電流や検出放射光)の揺動をあらわす積分方程式を解く、という手法によって、精密な密度揺動を推定することができる。さらに、ビームプローブ法に限らず、干渉計測や散乱計測においても、レーザーとプラズマとの相互作用による減衰、発光により計測するため、この手法は応用することができる。

しばしば、高温プラズマ内部の電位揺動に比べて多くの計測手法が開発されている密度揺動から異常輸送の大きさ定性的に評価する場合がある。プラズマ中の揺動による磁力線を横切る粒子輸送(異常輸送)Γ_{fluc}は、$\Gamma_{\mathrm{fluc}} = \langle\delta n_{\mathrm{e}}\delta E\rangle_{\mathrm{E}}/B = \int_0^\infty k(\omega)|\delta n_{\mathrm{e}}(\omega)||\delta\phi(\omega)|\sin\varphi(\omega)/B\,\mathrm{d}\omega$と書ける。ボルツマン関係式(3.5)より、異常輸送の最大値$\Gamma_{\mathrm{fluc,max}}$は、$\Gamma_{\mathrm{fluc,max}} = \int_0^\infty \frac{k(\omega)|\delta n_{\mathrm{e}}(\omega)|^2}{B}\frac{T_{\mathrm{e}}}{\alpha e n_{\mathrm{e}}}\mathrm{d}\omega$と見積もることができる。もし、経路積分効果がある計測法を用いて、密度揺動のみから異常輸送を評価する場合、前述の積分方程式を解く再構成法を用いる必要がある。

7.3　まとめ

本研究では、HIBPによるトロイダルプラズマの中心部を含む計測をCHS装置にて行い、電子密度揺動と電位揺動の全半径にわたる計測に成功した。また、密度揺動に伴う経路積分効果を補正した局所的な密度揺動を推定することで、より正確な密度揺動分布を評価することに成功した。この結果は、HIBPの潜在能力を実証し、将来のプラズマの輸送と揺動の研究の基礎となる協力かつ精密な計測法を提示した。以下に、本研究の成果を纏める。

i) 密度揺動と電位揺動の同時計測 (第3章)

HIBPでは一般に、電子密度揺動に比べ電位揺動を計測するためには、より大きなビーム電流が必要となる。従来のCHS・HIBPは市販のイオン源を用いており、これによる検出ビーム電流が100nA程度であり、CHSプラズマの電位揺動計測には不十分であった。本研究では、イオン源を自作改良し、検出ビーム電流が最大2μA程度と電位揺動計測に十分なビーム電流を得ることに成功した。これにより、従来の密度揺動のみの計測から密度および電位揺動の同時計測に発展させた。その結果、全半径領域にわたる同時計測に成功し、密度および電位揺動分布を得た。

ii) 経路積分効果 －遮蔽効果と積算効果－ (第4章)

観測した密度揺動(検出ビーム電流揺動)から局所密度揺動の値を評価するために、観測値と局所揺動の関係を示す積分方程式を導いた。この方程式を系統的に考察し、経路積分効果を、観測される揺動が実際よりも過小評価させる遮蔽効果と、軌道上の揺動が局所揺動に加算され、過大評価させる積算効果の2種類に分類した。

それぞれの効果から揺動計測における経路積分効果の指標となる経路積分係数ζを定義し、電子密度と電子温度依存性を示した。CHSの標準配位において電子

温度が1keVの時、セシウムおよびルビジウムビームを用いた場合に経路積分係数$\zeta=1$、すなわち観測値に含まれる局所情報は約50%程度と予想されるの電子密度は、それぞれ$1.1\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$および$1.7\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$であった。

iii) 局所密度揺動強度分布の推定 (第5章)

観測値と局所揺動の関係を示す積分方程式は、相関特性が与えられれば、解くことができる。本研究では近接3点の同時計測から揺動の相関特性を評価することで、局所的な密度揺動分布を評価した。その結果、周辺領域では遮蔽効果、一方、中心部分では積算効果が支配的であることが示された。特に中心および中間領域での経路積分効果の影響は大きく、ECHプラズマにおいてセシウムビームを用いた時、電子密度が$4.7\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$の場合でも観測値の4割程度、電子密度が$4.7\times10^{18}\mathrm{m}^{-3}$の場合では7割程度もある事が示された。

iV) 局所密度揺動スペクトルの推定 (第6章)

iii)の方法を密度揺動スペクトルに拡張し、局所的な密度揺動スペクトルの評価を行った。この課程において、周波数ごとの相関特性(コヒーレンス)に対して経路積分効果の補正を行った。経路積分効果は低周波で大きく、高周波では小さかった。

V) 密度揺動と電位揺動の分布に関するする知見

分布計測の結果、ECHプラズマ、$5\times10^{18}\mathrm{m}^{3}$検出ビーム電流揺動および電位揺動の大きさは、それぞれ中心付近で1～4%程度および2%以下、周辺付近で両者とも急激に増加し、LCFS付近では20%程度あった。また、経路積分効果を除いても、密度揺動と電位揺動の比、$(\delta n/\overline{n})/(e\delta\phi/T_e)$の値が周辺に向かって減少する傾向があることが示された。周辺に向かうにしたがって特性長が長くなる傾向があるなど、プラズマの揺動の全域的な特性に関する初歩的な結果を得た。

付 録A　平行平板エネルギー分析器

理想的な平行平板エネルギー分析器を使う事で検出ビームエネルギー W_d は次式のようにあらわされる (Fig. 2.12)。

$$W_\mathrm{d} = q_\mathrm{s} V_\mathrm{A} \left\{ G(\theta_\mathrm{I}, \alpha) + F(\theta_\mathrm{I}, \alpha) \frac{\Delta i_\mathrm{d}}{I_\mathrm{d}} \right\}. \tag{A.1}$$

ここで、θ_I および α はそれぞれエネルギー分析器への垂直および水平 (トロイダル) 方向の入射角、Δi_d はスプリット・プレート上の検出ビーム電流の上下の差で、

$$\Delta i_\mathrm{d} = i_\mathrm{upper} - i_\mathrm{down} \tag{A.2}$$

とあらわされ、V_A は上部電極に印加する電圧である。また、

$$G(\theta_\mathrm{I}, \alpha) = \frac{X_\mathrm{D} \tan\theta_\mathrm{I} - Y_\mathrm{D}}{4d \sin^2\theta_\mathrm{I} \cos^2\alpha} \tag{A.3}$$

は利得関数で、2次ビームがスプリット・プレートの中心に届くときの、1次ビームの加速電圧とエネルギー分析器に印加する電圧 V_A の比となる。すなわち、

$$W_\mathrm{i} = q_\mathrm{s} V_\mathrm{A} G(\theta_\mathrm{I}, \alpha) \tag{A.4}$$

の関係がある。ここで、X_D はスリットとスプリット・プレート間の水平距離、Y_D はスリットと平行平板下部電極間と平行平板下部電極とスプリット・プレート間の垂直距離 (Y_D1 と Y_D2) の和 $Y_\mathrm{D} = Y_\mathrm{D1} + Y_\mathrm{D2}$ である。また、

$$F(\theta_\mathrm{I}, \alpha) = \frac{w(\sin\theta_\mathrm{d} + \cos\theta_\mathrm{d} \tan\theta_\mathrm{I})}{8d \sin^2\theta_\mathrm{I} \cos^2\alpha} \tag{A.5}$$

は検出器上におけるビームの上下方向のずれ感度をあらわす関数である。ここで、θ_d は平行平板の水平面に対するスリットの設置角である。関数 $G(\theta_\mathrm{I}, \alpha)$ は $X_\mathrm{D} =$

$3\sqrt{3}Y_{\mathrm{D}}$ かつ $\theta_{\mathrm{I}} = 30^\circ$ の時、$\partial G(\theta_{\mathrm{I}}, \alpha)/\partial\theta_{\mathrm{I}} = \partial^2 G(\theta_{\mathrm{I}}, \alpha)/\partial\theta_{\mathrm{I}}^2 = 0$ を満たし、ビームの入射角 θ_{I} に対して2次の焦点精度を持つことが知られている。このことからCHSでは $\theta_{\mathrm{I}} = 30^\circ$、また $\theta_{\mathrm{d}} = 60^\circ$、$\alpha = 0^\circ$ となるようにエネルギー分析器を設置している。また、スリットの高さ $w = 3\mathrm{mm}$、平行平板間の幅 $d = 75\mathrm{mm}$ である。この時、関数 $F(\theta_{\mathrm{I}}, \alpha)$ は、

$$F(30^\circ, 0^\circ) = \frac{w}{\sqrt{3}d} \sim 2.3 \times 10^{-2} \tag{A.6}$$

となる。しかし、実際の平行平板エネルギー分析器はビームの出入射口があるために、ドリフト・スペースへの電場の浸透があり、理想的な関数 $F(\theta_{\mathrm{I}}, \alpha)$ の値が異なり、個々のエネルギー分析器について較正が必要である [67,68]。CHSのエネルギー分析器の場合、較正後 $F(30^\circ, 0^\circ) \sim 2.1 \times 10^{-2}$ となっている。

CHSの標準配位 (磁気軸:92.1cm、平均磁場強度:0.88T) において、セシウムビームを用いた時、$V_{\mathrm{A}} = 14.7\mathrm{kV}$ なので、エネルギー分析器の計測範囲は、式 (2.4) および式 (2.5) より、

$$\phi = \frac{W_{\mathrm{d}} - W_{\mathrm{i}}}{e} = 2V_{\mathrm{A}}F(30^\circ, 0^\circ) \sim 630[\mathrm{V}] \tag{A.7}$$

の2倍、つまり約1.3kVとなる。

また、セシウムの原子量132.91に対して、ルビジウムの原子量は85.47である。ルビジウムビームを用いる場合、式 (2.1) より、入射ビームエネルギーは質量比分、約1.56倍必要となる。これに伴って、エネルギー分析器に印加する電圧 V_{A} も1.56倍となる。したがって、CHSの標準配位においてルビジウムビームを用いると、式 (A.7) より、測定範囲はセシウムビームを用いる場合に比べて1.56倍の約2kVに広がる。しかし、ADCの分解能 (ビット数) を変えない限り、エネルギー分解能はセシウムよりも劣る。

付 録B　離散フーリエ変換

B.1　離散フーリエ変換

離散フーリエ変換 (Discrete Fourier Transform, DFT) について、参考文献 [66] に基づいて解説する。

時系列データ $x(t)$ のフーリエ変換を $X(f)$ とすると、

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t)e^{-i2\pi ft}\mathrm{d}t \tag{B.1}$$

であり、その逆変換は、

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(F)e^{i2\pi ft}\mathrm{d}f \tag{B.2}$$

である。実験で得られる時系列データは、N 個の離散データ $x(j)$ $(j = 0, 1, 2, \cdots, N-1)$ であり、この離散データをフーリエ変換sるには、式 (B.1) を有限個に離散化する必要がある。データ切り出し時間 (時間窓) を T とすると、時間分解能 Δt および周波数分解能 Δf は、

$$\Delta t = T/N \tag{B.3}$$

$$\Delta f = 1/N \tag{B.4}$$

となり、時間 t と周波数 f は、

$$t = j\Delta t = jT/N \quad (j = 0, 1, 2, \cdots, N-1) \tag{B.5}$$

$$f = k\Delta f = k/N \quad (k = 0, 1, 2, \cdots, N/2) \tag{B.6}$$

となる。そこで式(B.1)および式(B.2)において、$\mathrm{d}t \to \Delta t$ および $\mathrm{d}f \to \Delta f$ とすると離散フーリエ変換および逆変換は、

$$\begin{aligned} X(k) &= \sum_{j=0}^{N-1} x(j) \exp\left[-i2\pi \cdot \frac{k}{T} \cdot \frac{jT}{N}\right] \cdot \frac{T}{N} \\ &= \sum_{j=0}^{N-1} x(j) \exp\left[-i2\pi \frac{jk}{N}\right] \cdot \frac{jT}{N} \qquad \text{(B.7)} \\ &\quad (k = 0, 1, 2, \cdots, N/2) \\ x(j) &= \sum_{k=0}^{N-1} X(k) \exp\left[i2\pi \cdot \frac{k}{T} \cdot \frac{jT}{N}\right] \cdot \frac{1}{N} \\ &= \sum_{k=0}^{N-1} X(k) \exp\left[i2\pi \frac{jk}{N}\right] \cdot \frac{1}{N} \qquad \text{(B.8)} \\ &\quad (j = 0, 1, 2, \cdots, N-1) \end{aligned}$$

となる。離散的な周期信号のフーリエ変換は、同じく周期的であり、出力領域の最初の $0 \le k \le N/2$ には正の周波数スペクトル、次の $N/2+1 \le k \le N-1$ には負の周波数スペクトルがあらわれる。一般に時系列データにおいて、負の周波数スペクトルは意味がないので、周波数 f の最大値は $N-1$ ではなく $N/2$ とする。ここで、$k = N/2$、すなわち、$f_{\mathrm{N}} = N/(2T) = 1/(2\Delta t)$ はナイキスト周波数 (Nyquist Frequency) と呼ばれる。一方、空間データにおけるフーリエ変換は、その波数は方向を持っているので、負の周波数成分も必要となる。ちなみに、負の周波数におけるフーリエ変換は $x(t)$ が実関数であることと式(B.1)より、

$$X(-f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) e^{i2\pi ft} = X^*(f) \qquad \text{(B.9)}$$

となる。ただし、$*$ は複素共役をあらわす。

B.2　リンケイジ誤差

DFT は無限の時間関数 $x(t)$ を有限で打ち切り、時間窓 T 内の振動が周期的に無限に繰り返されていることを仮定している。したがって、実際の信号が周期 T

で繰り返されなければ、DFT の結果は誤差を含んむ。この誤差をリンケイジ誤差 (Linkage Error) と呼ぶ。Fig. B.1 に sin 波 $x(t)$ を DFT で変換した例を示す。図左の塗りつぶしの部分は、時間窓 T で測定した波形を示し、DFT はこの波形が無限に繰り返すことを想定している。Fig. B.1(a) は $x(t)$ の周期と時間窓 T が一致しているため、DFT で想定している波形と実際の波形がリンケイジ誤差を生じない。したがって、右に示した周波数スペクトルは単一周波数 f_0 のみの振幅を持つ。一方、Fig. B.1(b) では、同じ sin 波であるが、左右の中心で不連続点を持ち、DFT で想定した波形と実際の波形が一致しないため、大きなリンケイジ誤差を生じる。周波数スペクトルは周波数 f_0 の周りに見かけ上のいくつかの測帯波を持ったように見える。

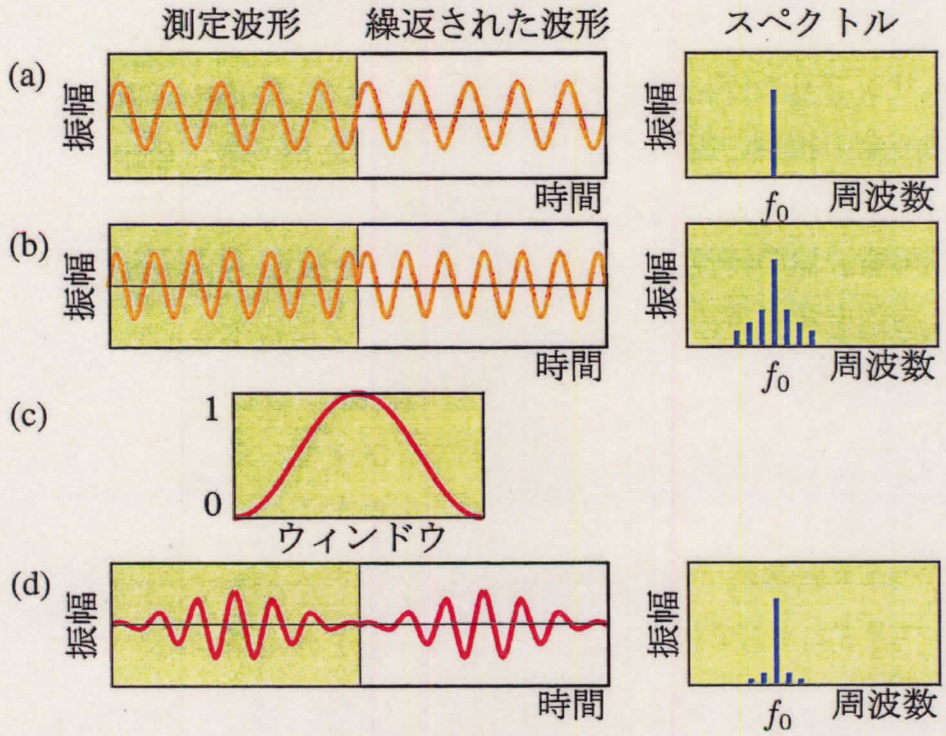


Fig B.1: リンケイジ誤差。

このリンケイジ誤差を防ぐためには、波形 $x(t)$ を繰り返した時に、時間窓の両端で波形 $x(t)$ が滑らかに変化するように波形を成型する。このため、測定したデー

タに適当な窓関数を掛けて、DFT 演算を行う。Fig. B.1(c) に適用した窓関数を $x(t)$ に適用した例を Fig. B.1(d) に示す。すると、リンケイジ誤差が窓関数を用いない場合よりも小さくなる。本研究では、Fig. B.2 に示した時間窓の両端 1/10 が cosine 型をした窓関数を用いた。この結果、リンケイジ誤差は小さくなるが、周波数スペクトルも抑えられてしまう。そのため、窓関数に窓関数の面積の逆数を掛けて DFT に適用した。

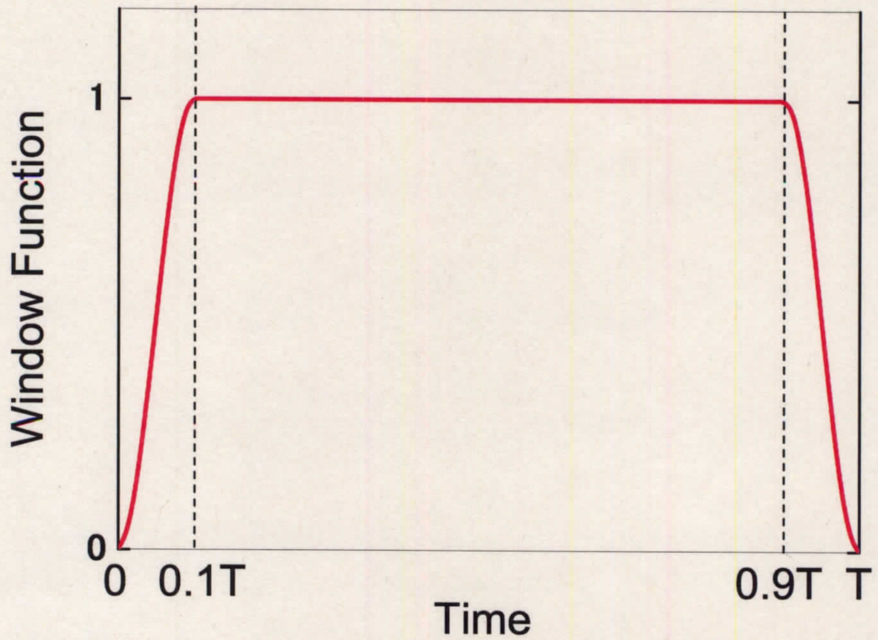


Fig B.2: 本研究で用いた Cos 型の窓関数。両端 1/10 が cos 関数である。

B.3　自己相関関数とオートパワースペクトル

揺動 $x(t)$ の周期性を調べるには、周期の整数倍だけ時間軸をずらしたデータを下のデータと比較すればよい。ここで τ 時間隔たった 2 つの変動の積の平均値で

定義される統計的関数、自己相関関数を用いる。自己相関関数 $C(\tau)$ は、

$$\begin{aligned} C(\tau) &= \overline{x(t)x(t+\tau)} \\ &= \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T x(t)x(t+\tau)\mathrm{d}t \end{aligned} \tag{B.10}$$

である。この自己相関関数をフーリエ変換することで自己相関のスペクトル、すなわちオートパワースペクトルを得る。

$$P(f) = \int_{-\infty}^{\infty} C(\tau)e^{-i2\pi ft}\mathrm{d}\tau \tag{B.11}$$

このオートパワースペクトルは、時系列データのフーリエ変換より、

$$P(f) = \lim_{T\to\infty}\left\langle\frac{X(f)X^*(f)}{T}\right\rangle \tag{B.12}$$

と定義される。

B.4　相互相関関数とクロスパワースペクトル

自己相関関数とオートパワースペクトルはただ1つの信号だけを考えていた。ここでは、これらを拡張し、2つの信号の相関、すなわち相互相関関数とクロスパワースペクトルについて示す。相互相関関数は次のように定義される。

$$\begin{aligned} C_{xy}(\tau) &= \overline{x(t)y(t+\tau)} \\ &= \lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\int_0^T x(t)y(t+\tau)\mathrm{d}t \end{aligned} \tag{B.13}$$

クロスパワースペクトルは、オートパワースペクトルと同様に、

$$P(f) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{xy}(\tau)e^{-i2\pi ft}\mathrm{d}\tau \tag{B.14}$$

$$= \lim_{T\to\infty}\left\langle\frac{Y(f)X^*(f)}{T}\right\rangle \tag{B.15}$$

と定義される。

B.5　コヒーレンスとフェイズ

クロスパワースペクトルは一般に複素数であるので、その扱いが不便である。そこで、コヒーレンスとフェイズを導入する。Fig. B.3 に、複素平面上におけるクロスパワースペクトルの例を示す。まず、クロスパワースペクトルの実部と虚部に分けてあらわすと、

$$S_{xy}(f) = K_{xy}(f) - iQ_{xy}(f) \tag{B.16}$$

となり、$K_{xy}(f)$ をコスペクトル、$Q_{xy}(f)$ をクオドラチャスペクトルと呼ぶ。コヒーレンス $\mathrm{coh}^2(f)$ は、

$$\mathrm{coh}^2(f) = \frac{|S_{xy}(f)|}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)} = \frac{K_{xy}^2(f) + Q_{xy}^2(f)}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)} \tag{B.17}$$

と定義される。ここで $S_{xx}(f)$ および $S_{yy}(f)$ はそれぞれ $x(t)$ および $y(t)$ のオートパワースペクトルである。フェイズ $varphi_{xy}(f)$ は、

$$\begin{aligned} \varphi_{xy}(f) &= \tan^{-1}\left(\frac{Q_{xy}(f)}{K_{xy}(f)}\right) \\ &= \varphi_x(f) - \varphi_y(f) \end{aligned} \tag{B.18}$$

とあらわされ、$X(f)$ と $Y(f)$ の位相角の差を示している。

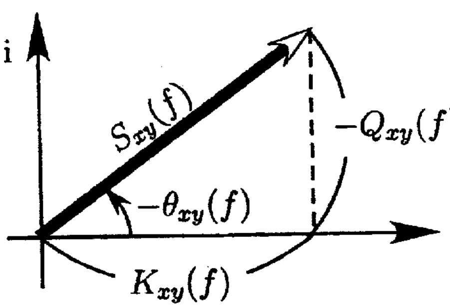


Fig B.3: クロススペクトル $S_{xy}(f)$、コスペクトル $K_{xy}()f$、クオドラチャスペクトル $Q_{xy}(f)$ およびフェイズ $\varphi_{xy}(f)$

付 録C　無限小相関近似を用いた再構成

局所密度揺動を再構成するには式 (4.6) の積分方程式を局所密度揺動 ξ について解く必要がある。そのためには検出ビーム電流揺動 η、2 点間の相関および位相差、電子密度および電子温度の径方向分布が必要となる。検出ビーム電流揺動 η は検出ビーム電流の増強により計測可能となっており、また 2 点間の相関および位相差については前節より見積もることができる。電子密度および電子温度についてはThomson 散乱計測等によって得られる。式 (4.6) は二重積分を含む方程式であるため、経路積分効果の除去の概算としてまず δ 関数を用いた式 (4.9) を ξ について解く。

積分方程式を数値的に解くために逐次近似法を用いた。初期条件として局所密度揺動強度を検出ビーム電流揺動強度とした。すなわち k 回目の積分方程式は、

$$\begin{aligned}
\xi_0^2(\rho) =&\ \eta^2(\rho) \\
\xi_k^2(\rho_*) =&\ \eta^2(\rho_*) + 2S_{\mathrm{C}}(\rho_*)\xi_{k-1}^2(\rho_*) \\
&- \int_{l_1} \xi_{k-1}^2(\rho_1)L_{\mathrm{C}}(\rho_1)S_1^2(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 - \int_{l_2} \xi_{k-1}^2(\rho_2)L_{\mathrm{C}}(\rho_2)S_2^2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2
\end{aligned} \tag{C.1}$$

となる。次に k 回目と k-1 回目の揺動強度の径方向分布の差を計算する。

$$\begin{aligned}
\delta_0 &= \int \eta^2(\rho)\mathrm{d}\rho \\
\delta_k &= \int (\xi_k^2(\rho) - \xi_{k-1}^2(\rho))\mathrm{d}\rho
\end{aligned} \tag{C.2}$$

もし、δ_k が δ_{k-1} より小さければ、k+1 回目の逐次近似に進む。もし、δ_k が δ_{k-1} よ

り大きい時は、k 回目と k-1 回目の揺動強度の差を計算する。

$$\begin{aligned} \Delta_0(\rho) &= \eta^2(\rho) \\ \Delta_{k-1}(\rho) &= \xi_{k-1}^2(\rho) - \xi_k^2(\rho) \end{aligned} \tag{C.3}$$

そして、k 回目の揺動強度をあらためて次式のように置き換える。

$$\xi_k^2(\rho) = \xi_{k-1}^2 + \alpha\Delta_{k-1}(\rho). \tag{C.4}$$

ここで、α は $\alpha < 1$ ならばいくらでもよいが、計算が破綻しないために、この計算では $\alpha = 1$ とした。式 (C.4) に式 (C.1) に代入する。δ_k が δ_0 に比べて十分に小さくなった時を逐次近似の終了条件とする。さらに一回の逐次近似の変位を小さくするため、以上の逐次近似を相関長を 10 分の 1 ずつ大きくし、最終的に元の相関長になるまで行う。以上をチャートにしたものを Fig. C.1 に示す。

この逐次近似法を用いて、Fig. 4.4 でシミュレートした検出ビーム電流揺動を局所密度揺動に戻ることを確認した。なお、逐次近似の終了条件を $\delta_{l+1}/\delta < 10^{-6}$ とすると、仮定した元の局所密度揺動強度と再変換後の局所密度揺動強度の差異は 2.5×10^{-4}%以下であり、高い精度で局所密度揺動を求めることができる。

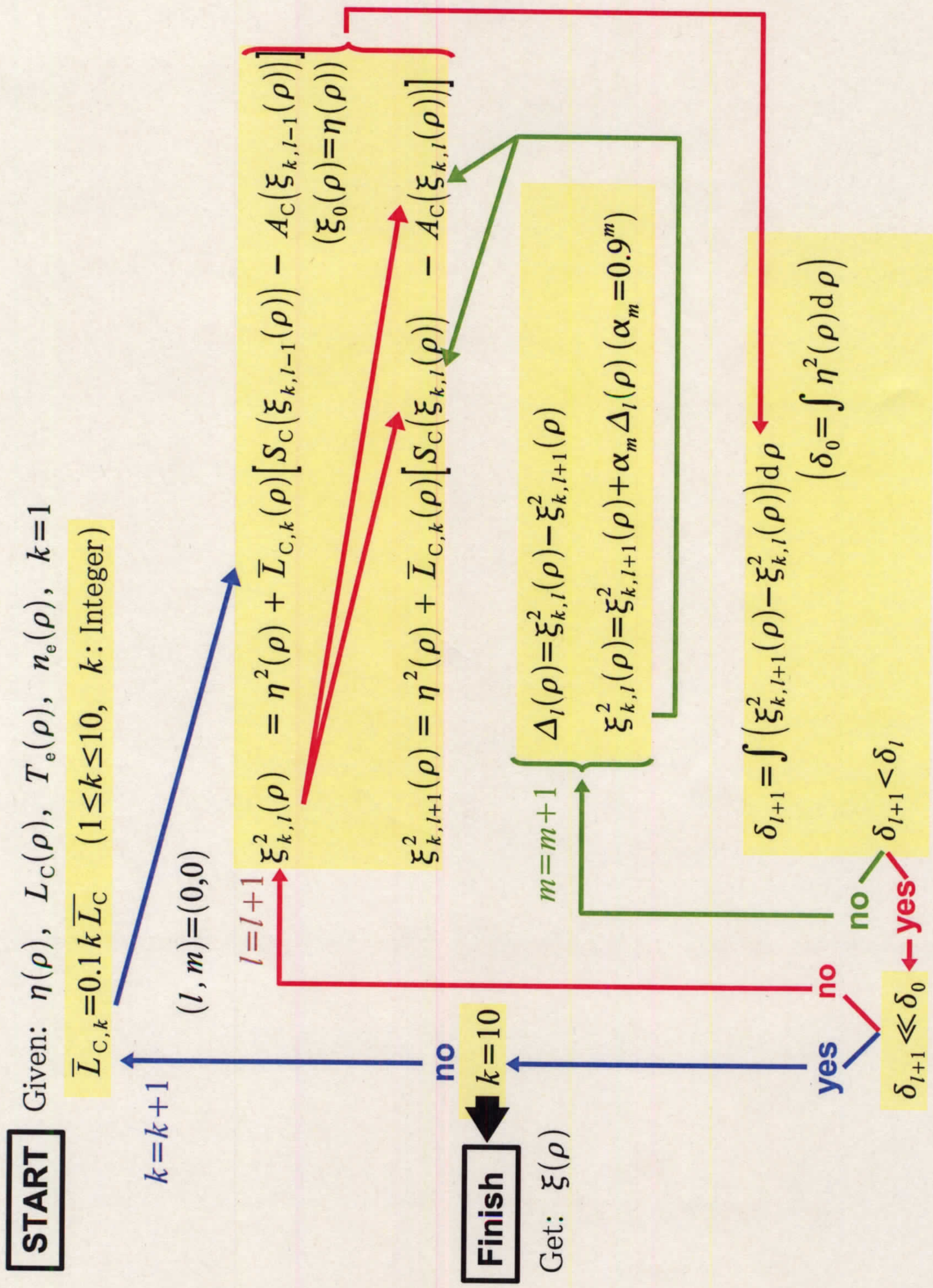


Fig C.1: 検出ビーム電流から局所密度揺動を求める再構成法。

$$
\begin{aligned}
\xi_k^2(\rho_*) = \;& \eta^2(\rho_*) \\
& - 2\int_{l_1} |\xi_{k-1}(\rho_*)||\xi_{k-1}(\rho_1)| \exp\left(-\frac{(\rho_* - \rho_1)^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}*,1}^2}\right) S_1(\rho_1)\mathrm{d}\rho_1 \\
& - 2\int_{l_2} |\xi_{k-1}(\rho_*)||\xi_{k-1}(\rho_2)| \exp\left(-\frac{(\rho_* - \rho_2)^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}*,2}^2}\right) S_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_2 \\
& + \int_{l_1}\int_{l_1'} |\xi_{k-1}(\rho_1)||\xi_{k-1}(\rho_1')| \exp\left(-\frac{(\rho_1 - \rho_1')^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}1,1'}^2}\right) S_1(\rho_1)S_1(\rho_1')\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_1' \\
& + \int_{l_2}\int_{l_2'} |\xi_{k-1}(\rho_2)||\xi_{k-1}(\rho_2')| \exp\left(-\frac{(\rho_2 - \rho_2')^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}2,2'}^2}\right) S_2(\rho_2)S_2(\rho_2')\mathrm{d}\rho_2\mathrm{d}\rho_2' \\
& + 2\int_{l_1}\int_{l_2} |\xi_{k-1}(\rho_1)||\xi_{k-1}(\rho_2)| \exp\left(-\frac{(\rho_1 - \rho_2)^2}{2\overline{L}_{\mathrm{C}1,2}^2}\right) S_1(\rho_1)S_2(\rho_2)\mathrm{d}\rho_1\mathrm{d}\rho_2
\end{aligned}
\tag{C.5}
$$

この再構成法は、各経路積分項について、Δ 関数を用いた式 (C.1) よりも、式 (C.5) の方が一つ積分が多いため、計算時間が式 (C.1) の二乗程度となる。

再構成を行う前に Fig. 4.4 と同じ電子密度、電子温度、局所密度揺動および相関長の分布を仮定し、検出ビーム電流揺動分布をシミュレートした (Fig. 4.5)。その結果、$r/a > 0.6$ では検出ビーム電流揺動強度が局所密度揺動強度よりも小さくなるがほぼ一致 (最大差異:10%) し、$r/a < 0.6$ では検出ビーム電流揺動強度が最大 125%大きくなった。この傾向は δ 関数を用いた場合 (Fig. 4.4) と同様である。Fig. 4.5 でシミュレートした検出ビーム電流揺動分布は、この指数関数を用いた再構成法を用いて仮定した元の局所密度揺動分布になることを確認した。なお、逐次近似の終了条件を $\delta_{l+1}/\delta < 10^{-6}$ とすると、仮定した元の局所密度揺動強度と再構成後の局所密度揺動強度の差異は 5×10^{-3}%以下であり、高い精度で局所密度揺動を求めることができる。

付 録D　公開発表会資料

重イオンビームプローブを用いた揺動分布計測と経路積分効果の評価法の確立

総合研究大学院大学
物理科学研究科 核融合科学専攻
中野 治久

発表内容

- 研究背景
- 実験装置
- 密度揺動および電位揺動の同時計測
- 経路積分効果の考察
- 意義とまとめ

閉じ込めと揺動

<核融合炉>

高温のプラズマの密度 n と閉じ込め時間 τ の積 $n\tau$ 大きくすることで、核融合反応確率を上げる。

<トーラス型磁場閉じ込め方式>

高温・高密度のプラズマをトーラス状の磁場のカゴに長時間閉じ込める。

様々な周波数帯の揺動(乱流やコヒーレントなモード)が存在する。

<プラズマの輸送>

$\Gamma = \Gamma_{新古典輸送} + \Gamma_{異常輸送}$

(二体衝突による輸送)　(揺動による輸送)

<異常輸送>

$\Gamma_{異常輸送} \propto \boxed{\tilde{n}_{\cdot}}\,\boxed{\nabla\tilde{\phi}}\,\gamma \sin\varphi$：密度揺動、電位揺動およびそれら相関の関数

密度・電位の同時計測、局所計測、精密計測が必要

トロイダルプラズマの揺動計測

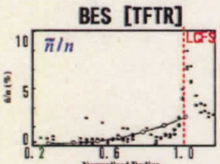
<密度揺動>

- ビーム放射分光法
- マイクロ波反射計
- ラングミュア・プローブ
- 重イオンビームプローブ(ＨＩＢＰ)
- ⋮

<電位(電場)揺動>

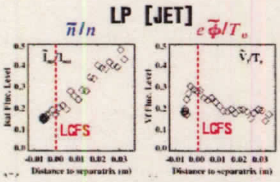
- ラングミュア・プローブ
- エミッシブ・プローブ
- ＨＩＢＰ
- ⋮

BES [TFTR]



S.F.Paul, *et al.*, Phys.Plasmas B4, 2622 (1992)

LP [JET]



C.Silva, *et al.*, Rev.Sci.Instrum 75, 4314 (2004)

ＨＩＢＰによる揺動計測

<HIBPを装備した主な装置>

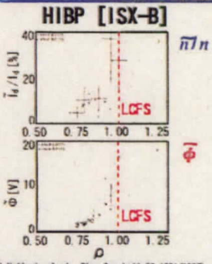
トカマク：ISX-B, TEXT(-U), JIPP-TIIU, JFT-2M

ヘリカル：ATF, TJ-II, CHS, LHD

ミラー： GAMMA10

- 密度の乱流（≡広帯域なスペクトルを持つ）揺動の計測。
- 揺動強度の大きいコヒーレントなモードの密度・電位揺動の同時計測。

HIBP [ISX-B]



G.A.Hallock *et al.*, Phys.Rev.Lett.56, 1301 (1987)

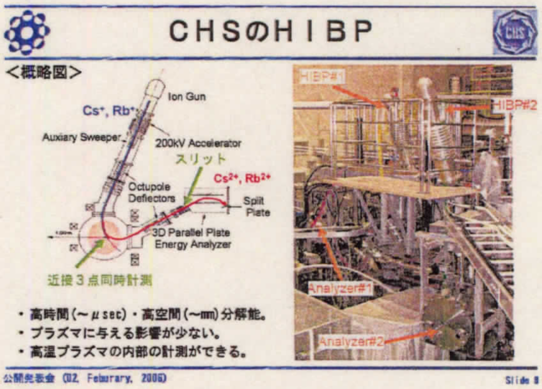
①周辺付近のみの計測。　②経路積分効果を含んでいる。

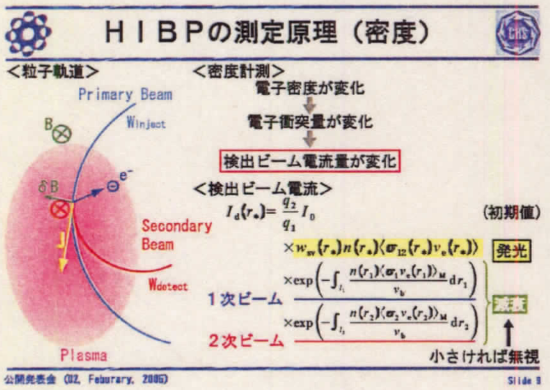
本研究の目的

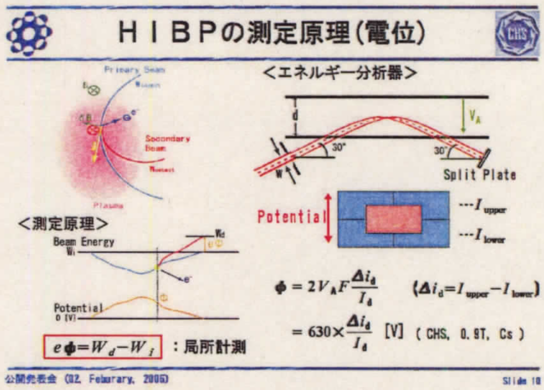
- ＨＩＢＰを用いた高温プラズマ全域にわたる(中心付近まで)密度・電位の乱流揺動の同時測定。
- 経路積分効果を評価し、密度揺動を局所的に精密に求める。

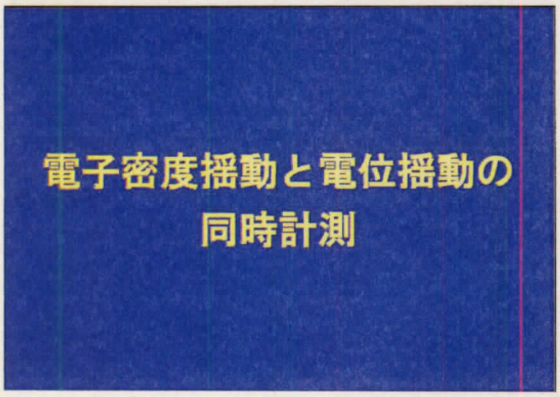
実験装置


コンパクト・ヘリカル・システム (CHS)
<大きさ>
大半径: R=1.0 m
小半径: a=0.2 m
(アスペクト比: R/a=5)
極数: l=2
トロイダル周期数: m=8
最大磁場強度: B=2 T
<プラズマ加熱装置>
ECH: 53 GHz (~500 kW)
106 GHz (~500 kW)
ICH: 7.5 MHz (~200 kW)
NBI: Co-injection
#1: 40 keV, ~1 MW
#2: 30 keV, ~1 MW
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 7

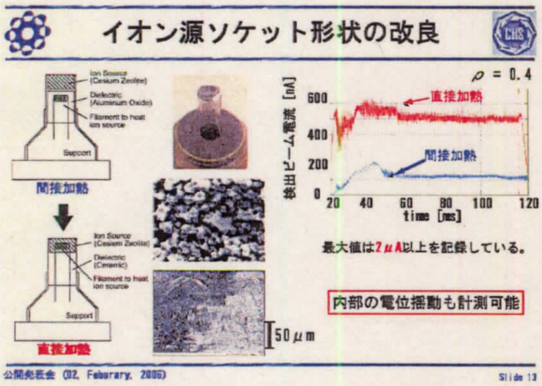

CHSのHIBP
<概略図>
Cs+, Rb+
Ion Gun
Auxiary Sweeper
200kV Accelerator
スリット
Cs2+, Rb2+
Octupole Deflectors
Split Plate
3D Parallel Plate Energy Analyzer
近接3点同時計測
HIBP#1
HIBP#2
Analyzer#1
Analyzer#2
・高時間(~μsec)・高空間(~mm)分解能。
・プラズマに与える影響が少ない。
・高温プラズマの内部の計測ができる。
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 8

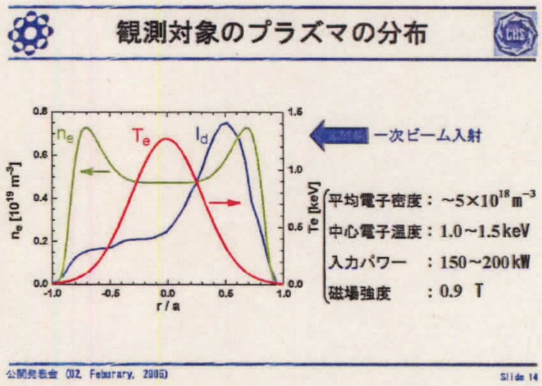

HIBPの測定原理（密度）
<粒子軌道>
Primary Beam
Winject
B
δB
e-
Secondary Beam
Wdetect
Plasma
<密度計測>
電子密度が変化
電子衝突量が変化
検出ビーム電流量が変化
<検出ビーム電流>
$I_d(r_*)=\frac{q_2}{q_1}I_0$
(初期値)
$\times w_{sv}(r_*)n(r_*)\langle\sigma_{12}(r_*)v_e(r_*)\rangle$
発光
$\times\exp\left(-\int_{l_1}\frac{n(r_1)\langle\sigma_1 v_e(r_1)\rangle_M}{v_b}dr_1\right)$
1次ビーム
$\times\exp\left(-\int_{l_2}\frac{n(r_2)\langle\sigma_2 v_e(r_2)\rangle_M}{v_b}dr_2\right)$
2次ビーム
小さければ無視
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 9

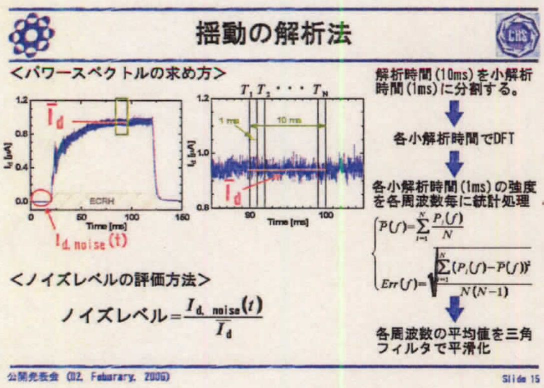

HIBPの測定原理(電位)
Primary Beam
Secondary Beam
Plasma
<エネルギー分析器>
d
V_A
30°
30°
W
Split Plate
Potential
I_{upper}
I_{lower}
<測定原理>
Beam Energy
Potential
$e\phi=W_d-W_i$ ：局所計測
$\phi=2V_A F\frac{\Delta i_d}{I_d}$ $(\Delta i_d=I_{upper}-I_{lower})$
$=630\times\frac{\Delta i_d}{I_d}$ [V] (CHS, 0.9T, Cs)
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 10

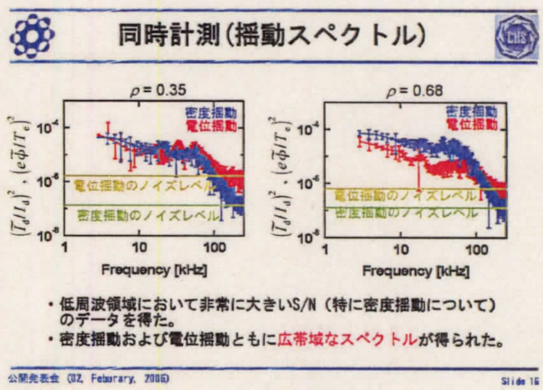

電子密度揺動と電位揺動の
同時計測

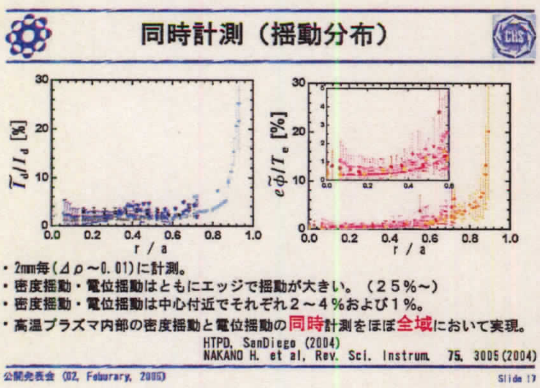

同時計測のための必要条件
<電子密度揺動>
・アンプノイズ: $|\widetilde{I_{d,noise}}|\sim1$ [mA]
・密度揺動が1%: $\frac{|\widetilde{I_{d,noise}}|}{I_d}<10^{-2}$ ⟶ $I_d>100$ [mA]
従来のCHSのHIBPの検出ビーム電流値
<電位揺動>
・ボルツマン関係: $\frac{\widetilde{n_e}}{n_e}=\alpha\frac{e\widetilde{\phi}}{T_e}$
・$T_e=200$ [eV], $\alpha=1$; $|\widetilde{\phi}|=2$ [V] :
$2>\frac{630\times|\widetilde{I_{d,noise}}|}{I_d}$ ⟶ $I_d>310$ [mA]
・電位揺動計測は密度揺動計測よりも大きな検出ビーム電流が必要。
・従来のCHSのHIBPでは電位揺動計測はできなかった。
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 12

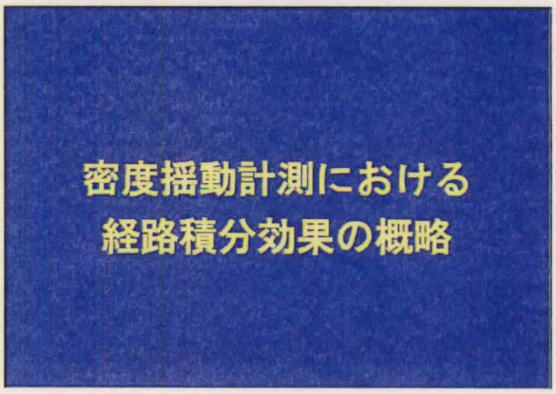

イオン源ソケット形状の改良
Ion Source (Cesium Zeolite)
Dielectric (Aluminum Oxide)
Filament to heat ion source
Support
間接加熱
Ion Source (Cesium Zeolite)
Dielectric (Ceramic)
Filament to heat ion source
Support
直接加熱
50 μm
ρ = 0.4
検出ビーム電流 [nA]
直接加熱
間接加熱
time [ms]
最大値は2 μA以上を記録している。
内部の電位揺動も計測可能
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 13

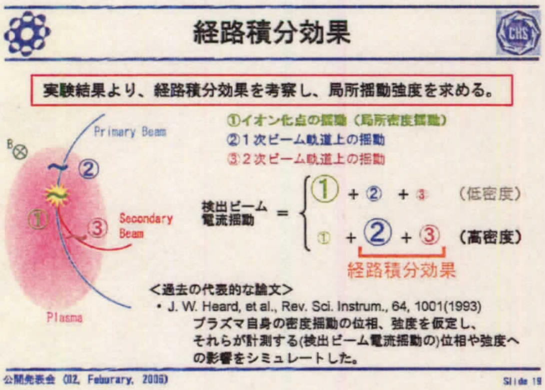

観測対象のプラズマの分布
n_e
T_e
I_d
n_e [10^{19} m^{-3}]
Te [keV]
r / a
一次ビーム入射
平均電子密度：～5×10^{18} m^{-3}
中心電子温度：1.0～1.5 keV
入力パワー　：150～200 kW
磁場強度　　：0.9 T
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 14

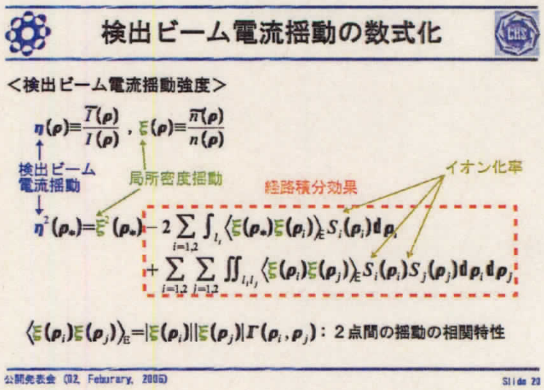

揺動の解析法
＜パワースペクトルの求め方＞
$\bar{I}_d$
ECRH
Time [ms]
$I_{d,\,noise}(t)$
$T_1\ T_2\ \cdot\cdot\cdot\ T_N$
1 ms
10 ms
解析時間(10ms)を小解析時間(1ms)に分割する。
各小解析時間でDFT
各小解析時間(1ms)の強度を各周波数毎に統計処理
$\bar{P}(f)=\sum_{i=1}^{N}\frac{P_i(f)}{N}$
$Err(f)=\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{N}(P_i(f)-\bar{P}(f))^2}{N(N-1)}}$
各周波数の平均値を三角フィルタで平滑化
＜ノイズレベルの評価方法＞
ノイズレベル $=\frac{I_{d,\,noise}(t)}{\bar{I}_d}$
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 15

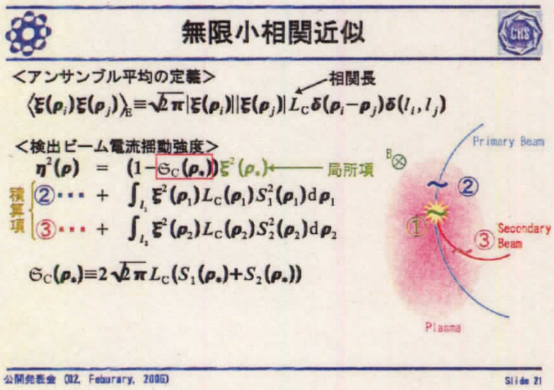

同時計測(揺動スペクトル)
ρ = 0.35
ρ = 0.68
密度揺動
電位揺動
電位揺動のノイズレベル
密度揺動のノイズレベル
Frequency [kHz]
・低周波領域において非常に大きいS/N (特に密度揺動について) のデータを得た。
・密度揺動および電位揺動ともに広帯域なスペクトルが得られた。
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 16

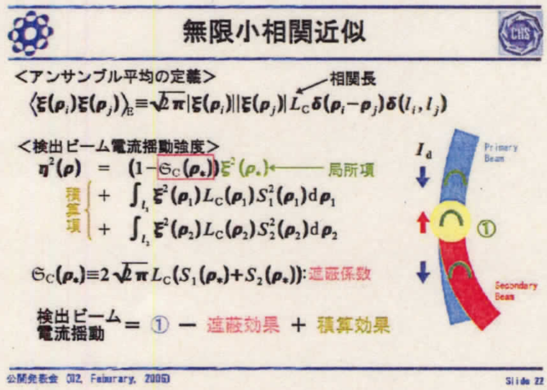

同時計測（揺動分布）
$\tilde{I}_d/I_d$ [%]
$e\tilde{\phi}/T_e$ [%]
r / a
・2mm毎(Δρ～0.01)に計測。
・密度揺動・電位揺動はともにエッジで揺動が大きい。（25%～）
・密度揺動・電位揺動は中心付近でそれぞれ2～4%および1%。
・高温プラズマ内部の密度揺動と電位揺動の同時計測をほぼ全域において実現。
HTPD, SanDiego (2004)
NAKANO H. et al, Rev. Sci. Instrum. 75, 3005 (2004)
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 17

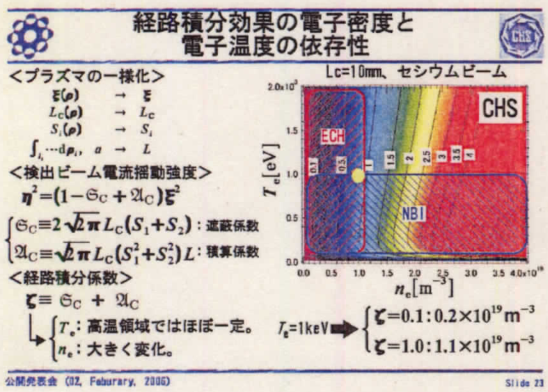

密度揺動計測における
経路積分効果の概略

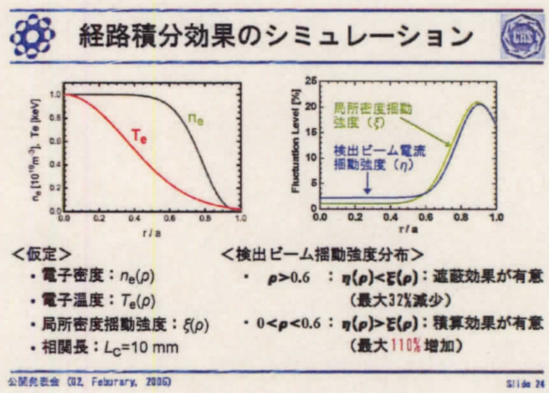

経路積分効果
実験結果より、経路積分効果を考察し、局所揺動強度を求める。
①イオン化点の揺動（局所密度揺動）
②１次ビーム軌道上の揺動
③２次ビーム軌道上の揺動
Primary Beam
B
②
①
③
Secondary Beam
Plasma
検出ビーム電流揺動 = ① + ② + ③（低密度）
① + ② + ③（高密度）
経路積分効果
＜過去の代表的な論文＞
・J. W. Heard, et al., Rev. Sci. Instrum., 64, 1001(1993)
プラズマ自身の密度揺動の位相、強度を仮定し、
それらが計測する(検出ビーム電流揺動の)位相や強度への影響をシミュレートした。
公開発表会 (02, Feburary, 2006)
Slide 19


検出ビーム電流揺動の数式化
＜検出ビーム電流揺動強度＞
$\eta(\rho)\equiv\frac{\tilde{I}(\rho)}{I(\rho)}$, $\xi(\rho)\equiv\frac{\tilde{n}(\rho)}{n(\rho)}$
検出ビーム電流揺動
局所密度揺動
イオン化率
経路積分効果
$\eta^2(\rho_*)=\xi^2(\rho_*)-2\sum_{i=1,2}\int_{l_i}\langle\xi(\rho_*)\xi(\rho_i)\rangle_E S_i(\rho_i)d\rho_i$
$+\sum_{i=1,2}\sum_{j=1,2}\iint_{l_i l_j}\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_E S_i(\rho_i)S_j(\rho_j)d\rho_i d\rho_j$
$\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_E=|\xi(\rho_i)||\xi(\rho_j)|\Gamma(\rho_i,\rho_j)$：２点間の揺動の相関特性
公開発表会 (02, Feburary, 2006)
Slide 20

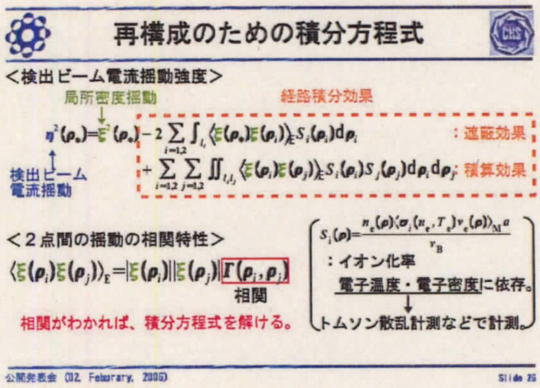

無限小相関近似
＜アンサンブル平均の定義＞
相関長
$\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_E\equiv\sqrt{2\pi}|\xi(\rho_i)||\xi(\rho_j)|L_C\delta(\rho_i-\rho_j)\delta(l_i,l_j)$
＜検出ビーム電流揺動強度＞
$\eta^2(\rho)=(1-\mathfrak{S}_C(\rho_*))\xi^2(\rho_*)$ ← 局所項
積算項
②… + $\int_{l_1}\xi^2(\rho_1)L_C(\rho_1)S_1^2(\rho_1)d\rho_1$
③… + $\int_{l_2}\xi^2(\rho_2)L_C(\rho_2)S_2^2(\rho_2)d\rho_2$
$\mathfrak{S}_C(\rho_*)\equiv2\sqrt{2\pi}L_C(S_1(\rho_*)+S_2(\rho_*))$
Primary Beam
B
②
①
③
Secondary Beam
Plasma
公開発表会 (02, Feburary, 2006)
Slide 21

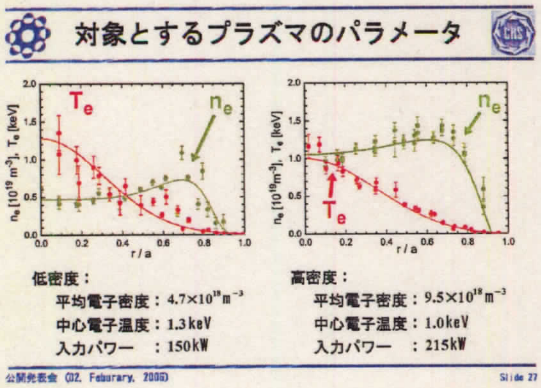

無限小相関近似
＜アンサンブル平均の定義＞
相関長
$\langle\xi(\rho_i)\xi(\rho_j)\rangle_E\equiv\sqrt{2\pi}|\xi(\rho_i)||\xi(\rho_j)|L_C\delta(\rho_i-\rho_j)\delta(l_i,l_j)$
＜検出ビーム電流揺動強度＞
$\eta^2(\rho)=(1-\mathfrak{S}_C(\rho_*))\xi^2(\rho_*)$ ← 局所項
積算項
+ $\int_{l_1}\xi^2(\rho_1)L_C(\rho_1)S_1^2(\rho_1)d\rho_1$
+ $\int_{l_2}\xi^2(\rho_2)L_C(\rho_2)S_2^2(\rho_2)d\rho_2$
$\mathfrak{S}_C(\rho_*)\equiv2\sqrt{2\pi}L_C(S_1(\rho_*)+S_2(\rho_*))$：遮蔽係数
検出ビーム電流揺動 = ① − 遮蔽効果 + 積算効果
I_d
Primary Beam
①
Secondary Beam
公開発表会 (02, Feburary, 2006)
Slide 22

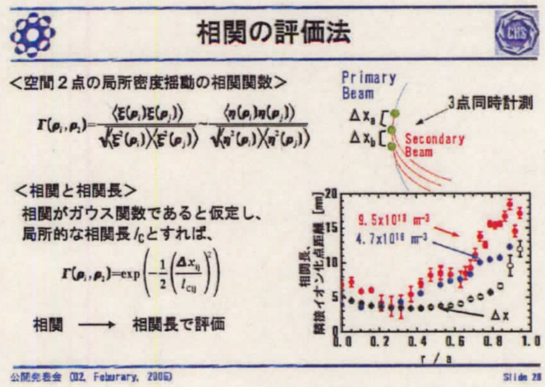

経路積分効果の電子密度と電子温度の依存性
＜プラズマの一様化＞
$\xi(\rho)\rightarrow\xi$
$L_C(\rho)\rightarrow L_C$
$S_i(\rho)\rightarrow S_i$
$\int_{l_i}\cdots d\rho_i,\ a\rightarrow L$
＜検出ビーム電流揺動強度＞
$\eta^2=(1-\mathfrak{S}_C+\mathfrak{A}_C)\xi^2$
$\mathfrak{S}_C\equiv2\sqrt{2\pi}L_C(S_1+S_2)$：遮蔽係数
$\mathfrak{A}_C\equiv\sqrt{2\pi}L_C(S_1^2+S_2^2)L$：積算係数
＜経路積分係数＞
$\zeta\equiv\mathfrak{S}_C+\mathfrak{A}_C$
T_e：高温領域ではほぼ一定。
n_e：大きく変化。
Lc=10mm、セシウムビーム
CHS
ECH
NBI
T_e[eV]
n_e[m^{-3}]
T_e=1keV
$\zeta=0.1:0.2\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$
$\zeta=1.0:1.1\times10^{19}\mathrm{m}^{-3}$
公開発表会 (02, Feburary, 2006)
Slide 23

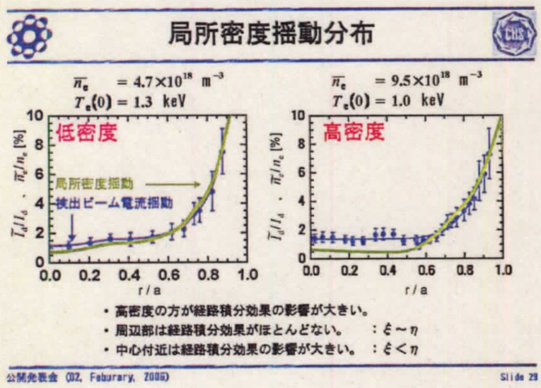

経路積分効果のシミュレーション
n_e [10^{19}m^{-3}], Te [keV]
T_e
n_e
r / a
Fluctuation Level [%]
局所密度揺動強度（ξ）
検出ビーム電流揺動強度（η）
＜仮定＞
・電子密度：$n_e(\rho)$
・電子温度：$T_e(\rho)$
・局所密度揺動強度：$\xi(\rho)$
・相関長：L_C=10 mm
＜検出ビーム揺動強度分布＞
・ $\rho>0.6$ ：$\eta(\rho)<\xi(\rho)$：遮蔽効果が有意（最大32%減少）
・ $0<\rho<0.6$ ：$\eta(\rho)>\xi(\rho)$：積算効果が有意（最大110%増加）
公開発表会 (02, Feburary, 2006)
Slide 24


局所密度揺動の再構成

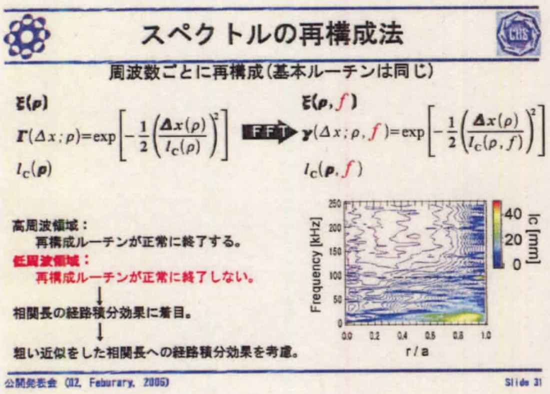

再構成のための積分方程式
<検出ビーム電流揺動強度>
局所密度揺動
経路積分効果
：遮蔽効果
積算効果
検出ビーム電流揺動
<２点間の揺動の相関特性>
相関
相関がわかれば、積分方程式を解ける。
：イオン化率
電子温度・電子密度に依存。
トムソン散乱計測などで計測。
公開発表会 (02. Feburary, 2005)
Slide 25

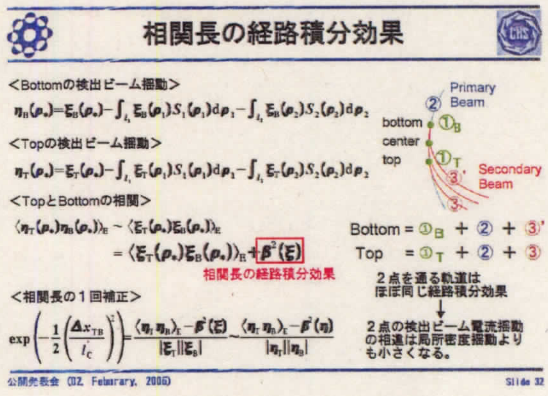

対象とするプラズマのパラメータ
Te
ne
r/a
低密度：
平均電子密度：4.7×10¹⁸m⁻³
中心電子温度：1.3keV
入力パワー　：150kW
高密度：
平均電子密度：9.5×10¹⁸m⁻³
中心電子温度：1.0keV
入力パワー　：215kW
公開発表会 (02. Feburary, 2005)
Slide 27

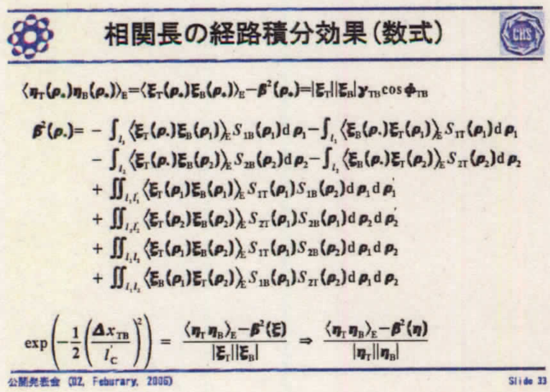

相関の評価法
<空間２点の局所密度揺動の相関関数>
Primary Beam
3点同時計測
Secondary Beam
<相関と相関長>
相関がガウス関数であると仮定し、
局所的な相関長 lc とすれば、
相関 ⟶ 相関長で評価
9.5x10¹⁸ m⁻³
4.7x10¹⁸ m⁻³
Δx
r/a
公開発表会 (02. Feburary, 2005)
Slide 28

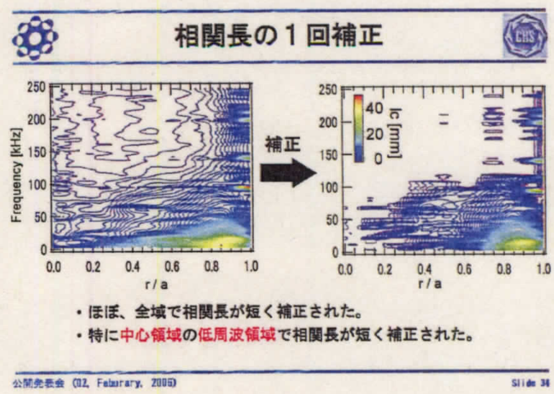

局所密度揺動分布
低密度
局所密度揺動
検出ビーム電流揺動
高密度
r/a
・高密度の方が経路積分効果の影響が大きい。
・周辺部は経路積分効果がほとんどない。　：ξ〜η
・中心付近は経路積分効果の影響が大きい。　：ξ＜η
公開発表会 (02. Feburary, 2005)
Slide 29

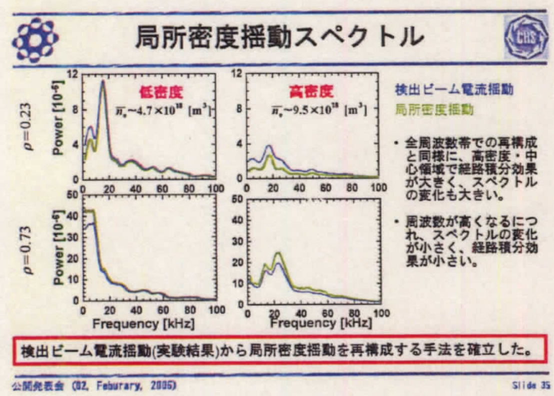

局所密度揺動スペクトルの再構成

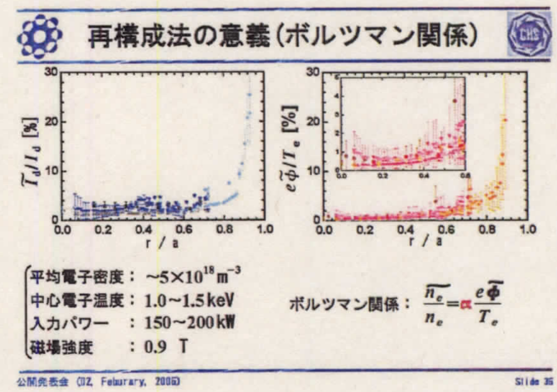

スペクトルの再構成法
周波数ごとに再構成(基本ルーチンは同じ)
FFT
高周波領域：
再構成ルーチンが正常に終了する。
低周波領域：
再構成ルーチンが正常に終了しない。
相関長の経路積分効果に着目。
粗い近似をした相関長への経路積分効果を考慮。
Frequency [kHz]
r / a
lc [mm]
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 31


相関長の経路積分効果
<Bottomの検出ビーム揺動>
<Topの検出ビーム揺動>
<TopとBottomの相関>
相関長の経路積分効果
<相関長の1回補正>
Primary Beam
bottom
center
top
Secondary Beam
2点を通る軌道は
ほぼ同じ経路積分効果
2点の検出ビーム電流揺動の相違は局所密度揺動よりも小さくなる。
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 32

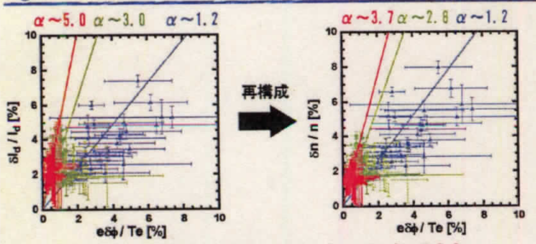

相関長の経路積分効果(数式)
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 33


相関長の1回補正
補正
Frequency [kHz]
r / a
lc [mm]
・ほぼ、全域で相関長が短く補正された。
・特に中心領域の低周波領域で相関長が短く補正された。
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 34


局所密度揺動スペクトル
低密度
高密度
検出ビーム電流揺動
局所密度揺動
・全周波数帯での再構成と同様に、高密度・中心領域で経路積分効果が大きく、スペクトルの変化も大きい。
・周波数が高くなるにつれ、スペクトルの変化が小さく、経路積分効果が小さい。
Power
Frequency [kHz]
検出ビーム電流揺動(実験結果)から局所密度揺動を再構成する手法を確立した。
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 35


再構成法の意義(ボルツマン関係)
r / a
平均電子密度： ~5×10^18 m^-3
中心電子温度： 1.0~1.5 keV
入力パワー ： 150~200 kW
磁場強度 ： 0.9 T
ボルツマン関係：
公開発表会 (02, Feburary, 2005)
Slide 35

再構成法の意義（ボルツマン関係）



ボルツマン関係：$\frac{\widetilde{n_e}}{n_e} = \alpha \frac{e\widetilde{\Phi}}{T_e}$

- 0 ＜ r/a ＜ 0.3
- 0.3 ＜ r/a ＜ 0.6
- 0.6 ＜ r/a

まとめ

- ＣＨＳにおいてＨＩＢＰによりプラズマ内部（半径方向全域）の電子密度および電位の乱流揺動の同時計測に成功した。
- 経路積分効果はＨＩＢＰを用いた電子密度揺動計測において古くから問題となっていた。本研究では経路積分効果を計測結果をもとに除去し、局所密度揺動（スペクトル）の再構成法を確立した。
  - 他のビーム計測にも応用できる。

付 録E　副論文

- NAKANO H., FUJISAWA A., SHIMIZU A., OHSHIMA S. *et al*, Rev. Sci. Instrum. **75**, 3505(2004)

REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS VOLUME 75, NUMBER 10 OCTOBER 2004

Simultaneous measurements of density and potential fluctuation with heavy ion beam probe in the Compact Helical System

H. Nakano[a)]
The Graduate University for Advanced Studies, Oroshi-cho, Toki 509-5292, Japan

A. Fujisawa, A. Shimizu, T. Minami, Y. Yoshimura, S. Okamura, and K. Matsuoka
National Institute for Fusion Science, Oroshi-cho, Toki 509-5292, Japan

S. Ohshima
Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8603, Japan

(Presented on 19 April 2004; published 4 October 2004)

Density and potential fluctuations are simultaneously measured, using a heavy ion beam probe, in electron cyclotron resonance heated plasmas of the Compact Helical System. The spectra of density and potential fluctuations are presented with radial profiles of these fluctuation amplitudes. Local density fluctuations are evaluated by removing the path integral effect under the simplest assumption that the correlation length of the fluctuations is infinitesimally short. © *2004 American Institute of Physics.* [DOI: 10.1063/1.1784513]

I. INTRODUCTION

A heavy ion beam probe (HIBP)[1] is a powerful tool to investigate the plasma fluctuations and fluctuation-driven transport since the diagnostic can measure simultaneously density and potential fluctuations, even in the plasma core of high temperature. Measurements of density fluctuations using a HIBP have been reported in many devices, e.g., Impurity Study Experiment Tokamak-B (ISX-B),[2] Torus Experiment for Technology (TEXT),[3] Advanced Toroidal Facility (ATF),[4] Compact Helical System (CHS),[5] Japanese Institute of Plasma Physics Torus-II Upgrade (JIPP-TIIU),[6] and JAERI Fusion Torus-2 Modified (JFT-2M),[7] while potential fluctuation measurements have not been successfully achieved in so many cases; the experiments of ISX-B and TEXT tokamaks[2,3] are examples of simultaneous measurements of density and potential fluctuations.

In CHS, the HIBP has been used to measure mainly the potential profile and its dynamics and density fluctuations with a high temporal ($\sim\mu$s) and spatial resolution ($\sim$mm). These observations contribute to understanding the bifurcation physics including transport barrier formation in toroidal plasmas. In order to obtain further understanding of plasma transport, we have developed an intense ion source to fully utilize the capabilities of the HIBP, that is, simultaneous measurements of density and potential fluctuations. In this articles, we present the initial results of simultaneous measurements of density and potential fluctuations in CHS plasma with electron cyclotron resonance (ECR) heating, and discuss the path integral effect on density fluctuations.

II. EXPERIMENTAL SETUP

CHS[8] is a helical device whose major radius is $R=1.0$ m and averaged minor radius is $\langle a\rangle=0.2$ m. The HIBP of CHS consists of a 200 keV accelerator and a 30° parallel plate energy analyzer. A feature of this system is that the beam trajectories are controlled using a secondary beam sweep system, in addition to the standard primary beam system. This method gives a wider observation range covering almost the whole plasma.

The secondary beam is detected with a split plate detector in an energy analyzer. The detected beam current I_d is expressed as the product of local birth rate of the secondary beam and attenuation of beam orbits, explicitly written as[9]

$$I_d = I_0\left(n_e\frac{\langle\sigma_{12}v_e\rangle}{v_b}\right)w_s\exp\left(-\int n_e\frac{\langle\sigma_1 v_e\rangle}{v_b}d\ell_1 - \int n_e\frac{\langle\sigma_2 v_e\rangle}{v_b}d\ell_2\right), \tag{1}$$

where I_d, v_e, v_b, w_s, n_e, σ_{12}, σ_1 and σ_2 represent injected beam current, electron thermal velocity, beam velocity, sample volume length, electron density, ionization rate at the sample volume, the ionization cross section from the first to the other ionized states and that from the second to the others, respectively. The detected beam current fluctuations can reflect the local density fluctuations if the fluctuations on the beam orbits (or attenuation contribution) are negligible.

The energy difference between the primary and secondary beam current corresponds to the potential at the ionization point.[1] Hence, the detected beam energy fluctuations reflect the potential fluctuations. The beam energy is measured from the beam displacement on the split plate detector in the energy analyzer. The potential change (or beam energy change) $\delta\phi$ is related to the current difference between the upper and bottom plates in the detector, I_d. The minimum potential fluctuation is expressed as $\delta\phi\sim D_\phi(\delta I_{d,\min}/I_d)$ with D_ϕ and $\delta I_{d,\min}$ being the dynamic range of measured potential and the minimum of the detectable current difference, respectively.

[a)]Author to whom correspondence should be addressed; electronic mail: nakano@nifs.ac.jp

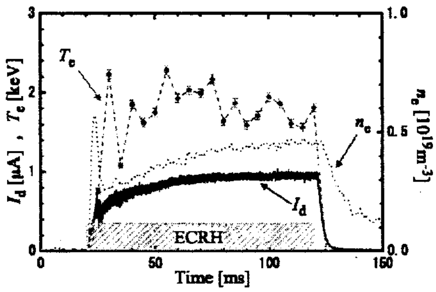


FIG. 1. Time evolutions of a typical ECRH plasma. The dotted and solid lines represent the line average density measured with a interferometer, and the detected beam current of the HIBP. The closed circles show central electron temperature measured with Thomson scattering.

By employing the Boltzmann relation, $e\delta\phi/T_e \sim \delta n_e/n_e$, the condition for the necessary beam current is written as $I_d > \delta I_{d,\mathrm{min}}(eD_\phi/T_e)(n_e/\delta n_e)$. The dynamic range and the minimum detectable current in CHS HIBP are D_ϕ=630 V and $I_{d,\mathrm{min}} \sim 1$ nA, respectively. By assuming that density fluctuations are ~1% with $T_e \sim 100$ eV (i.e., potential fluctuation of ~1 V), the formula gives the necessary beam current of $I_d \sim 630$ nA. On the other hand, the necessary beam current for ~1% density fluctuation is only ~100 nA. Therefore, larger current should be necessary for potential fluctuations. Recent modification of the ion source increases the beam current from a few dozens μA to ~mA. The increase in the beam current enables us to obtain potential fluctuations in addition to density fluctuation.

III. EXPERIMENTAL RESULTS

The measurements of density and potential fluctuations with HIBP were performed in the magnetic configuration with field strength of 0.88 T at the center of the vacuum chamber. In the present experiments, a 53 GHz gyrotron was used to sustain the hydrogen plasma. Figure 1(a) shows a set of typical wave forms of discharges; central electron temperature T_e measured with Thomson scattering, line average density n_e measured with an interferometer, and detected beam current I_d. The fluctuations are measured under steady state conditions, e.g., 90 m–100 ms in Fig. 1(a).

Figure 2 shows examples of fluctuation power spectra of density and potential at $\rho \sim 0.68$. The potential fluctuation is normalized with the electron temperature ($T_e \sim 170$ eV) measured with the Thomson scattering measurement. The HIBP data are acquired with a sampling time of 2 μs; hence, the corresponding Nyquist frequency is 250 kHz. Here, a fluctuation spectrum is calculated using the fast Fourier transform method for data of ~1 ms (that is 512 data points). The spectra shown in the figures are the average of the ones obtained from ten sequential periods. The gain of the current–voltage converter used for our HIBP is 10^7 V/A, and the voltage of the noise corresponds to $I_{d,\mathrm{min}} \sim 1$ nA. The noise levels (gray lines) are estimated from the noise of the current–voltage converter.

Both spectra show broadband (or turbulence) characteristics. The power density decreases monotonically in the higher frequency range from ~70 kHz, and becomes close to the noise level above ~200 kHz. The power of density fluctuation appears larger than that of the normalized potential. The fluctuation levels of these examples are 4.1% and 2.7% for density and normalized potential, respectively. The level of fluctuation amplitude is evaluated by taking the square root of the power density integrated from 10 to 250 kHz without noise.

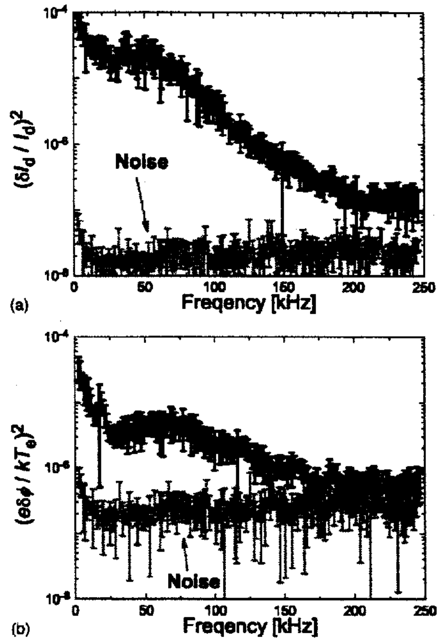
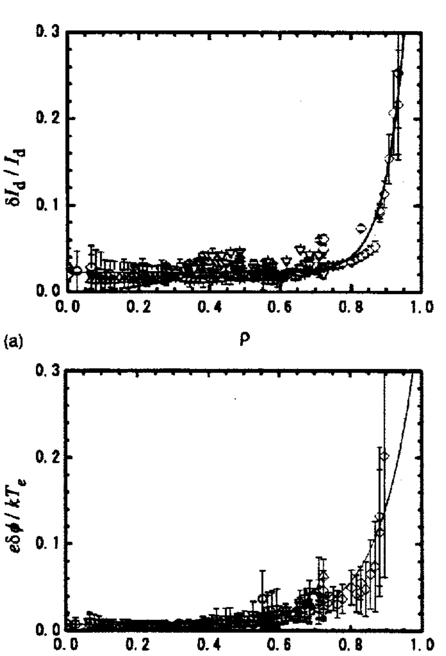


FIG. 2. Examples of density and potential spectra at ρ=0.68. (a) The density fluctuation spectrum (black line) and the noise spectra (gray line). (b) The normalized potential fluctuation spectrum (black line) and the noise spectrum (gray line).

Fluctuation spectra for the density and the normalized potential have been obtained for quite a wide range of plasma radius with spatial resolution of 2.5 mm in the ECR-heated plasma that has a line-averaged density ranging from 4×10^{18} to 6×10^{18} m^{-3}. Figure 3 shows the radial profiles of fluctuation level for density and potential in the region of $\rho < \sim 0.95$. The fluctuation signals outside $\rho \sim 0.95$ are below the noise level in our measurements. The solid line in Fig. 3 is the fitting curve with the assumed form $\alpha + \exp[(\rho - \rho_0)/\beta]$. The plot includes experimental data for five different campaigns. Both fluctuation levels show a rapid increase in the plasma periphery of $\rho > \sim 0.85$.

For comparison, the normalized potential fluctuation level is shown in Fig. 3(c), where the electron temperature profile is assumed as $T_e = 54 + 1.8\times10^3 \exp[-(\rho/0.1.417)^2]$ eV. The level of the normalized potential fluctuation suffers from uncertainty due to rather large error bars of the Thomson scattering measurements owing to the poor photon scattering in the low density discharges. This suggests that the fluctuation level is stationarily ~0.8% in the region of $\rho < \sim 0.85$ with a drastic rise in the periphery of $\rho > 0.85$, and that the Boltzmann relationship should be satisfied in this region; the levels of density fluctuation are ~2.2%. Note that the fluctuation level outside $\rho > 0.9$ is not



(a) (b)

FIG. 3. (a) The radial profile of density fluctuation amplitudes (precisely the detected beam fluctuation amplitude). (b) The radial profile of potential fluctuations normalized by electron temperature. The solid line is a fitting curve to the data. Different symbols correspond to data taken from the different experimental sets performed on different days.

evaluated since both error bars of the potential fluctuation level and electron temperature are large. It is one of our future plans to investigate the validity of the Boltzmann relationship in the periphery.

IV. CONSIDERATION OF PATH INTEGRAL EFFECT

The density (or detected beam) fluctuation, which is contaminated with the density fluctuation along the beam orbits,[9] cannot reflect purely local density fluctuations. From Eq. (1), the detected beam fluctuation is described as

$$\frac{\delta I_d}{I_d} = \frac{\delta n_e}{n_e} + \int \delta n_e \frac{\langle \sigma_1 v_e \rangle}{v_b} d\ell_1 + \int \delta n_e \frac{\langle \sigma_2 v_e \rangle}{v_b} d\ell_2, \qquad (2)$$

if the electron temperature fluctuation, which may have a large contribution in the plasma edge, is neglected. The term on the left hand side corresponds to the measured detected beam fluctuation. The second and third terms on the right hand side represent the path integrated fluctuation along the primary and secondary beam orbits, respectively. By taking the square of the above equation, the fluctuation power is reduced into the following formula:

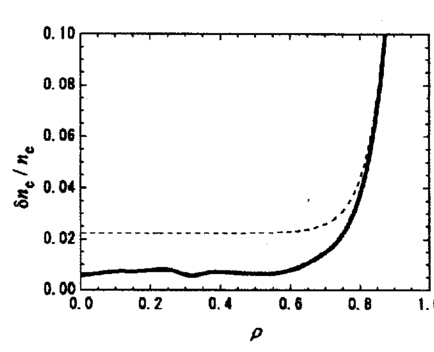


FIG. 4. The solid and dashed lines show the radial profiles of the estimated amplitude of local density fluctuation and measured amplitude of density (or detected beam) fluctuation (dashed line), respectively. The amplitude of detected beam fluctuation is the same as the fitting function in Fig. 3(a).

$$\left(\frac{\delta I_d}{I_d}\right)^2 \sim \left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)^2 + \int \left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)^2 \left(n_e \frac{\langle \sigma_1 v_e \rangle}{v_b}\right)^2 d\ell_1 + \int \left(\frac{\delta n_e}{n_e}\right)^2 \left(n_e \frac{\langle \sigma_2 v_e \rangle}{v_b}\right)^2 d\ell_2, \qquad (3)$$

under the simplest assumption that the correlation of density fluctuations is infinitesimally short. The power of local density fluctuations can be obtained by solving Eq. (3) as an integral equation, when the ionization cross sections on the orbits are known. The ionization cross-sections can be estimated using the Lotz's empirical formula.[10] The solution can be found after iterations with the profile of detected beam intensity as the initial solution.

Figure 4 shows an estimated profile of density fluctuation levels together with the fitting curve of the beam fluctuation profile in Fig. 3. Here, we assumed that ionization rates are $\sigma_1 \sim \sigma_{12}{}^{\mathrm{Lotz}}$ and $\sigma_2 \sim \sigma_{23}{}^{\mathrm{Lotz}}$, and that density profile is $n_e = 5.0 \times 10^{18}[(1-\rho^4)^2]$ m^{-3}. The same electron temperature profile used for the normalized potential fluctuation is assumed. The real beam trajectory of the CHS HIBP is used for this calculation. The result indicates that the profile can be significantly modified in the inner region of plasma, and that the level can be ~0.5%.

[1] T. P. Crowley, IEEE Trans. Plasma Sci. **22**, 310 (1994).
[2] G. A. Hallock, A. J. Wootton, and R. L. Hickok, Phys. Rev. Lett. **59**, 1301 (1987).
[3] V. J. Simic, T. P. Crowley, P. M. Schoch, A. Y. Aydemir, X. Z. Yang, K. A. Connor, R. L. Hickok, A. J. Wootton, and S. C. McCool, Phys. Fluids B **5**, 1576 (1993).
[4] J. B. Wilgen *et al.*, Phys. Fluids B **5**, 2513 (1993).
[5] A. Fujisawa *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 4152 (2000).
[6] Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, A. Fujisawa, and H. Iguchi, Fusion Eng. Des. **34-35**, 663 (1997).
[7] T. Ido, Y. Hamada, A. Nishizawa, Y. Kawasumi, Y. Miura, and K. Kamiya, Rev. Sci. Instrum. **70**, 955 (1999).
[8] K. Matsuoka *et al.*, in Plasma Phys. Controlled Nucl. Fus. Res. 1988 (Proceedings of the 12th International Conference. Nice, France, 1988) IAEA, Vienna Austria, 1989,) Vol. 2, p. 411.
[9] A. Fujisawa, H. Iguchi, S. Lee, and Y. Hamada, Rev. Sci. Instrum. **68**, 3393 (1997).
[10] W. Lotz, Astrophys. J., Suppl. **14**, 207 (1967).

学会発表暦等

国内学会発表 [6 回]

- プラズマ・核融合学会 第２０回年会

  タイトル: CHS における重イオンビームプローブによる揺動計測

  著者: 中野 治久、藤澤 彰英、清水 昭博、大島 慎介、松岡 啓介、岡村 昇一、ＣＨＳグループ

- 日本物理学会 第５９回年次大会

  タイトル: CHS における重イオンビームプローブによる揺動計測

  著者: 中野 治久、藤澤 彰英、清水 昭博、大島 慎介、松岡 啓介、岡村 昇一、ＣＨＳグループ

- 日本物理学会２００４年秋季大会

  タイトル: CHS における HIBP 測定による揺動と経路積分効果の考察

  著者:中野 治久、藤澤 彰英、清水 昭博、大島 慎介、井口 春和、吉村 泰夫、永岡 賢一、南 貴司、岡村 昇一、松岡 啓介、ＣＨＳグループ

- プラズマ科学シンポジウム 2005/第 22 回プラズマプロセシング研究会

  タイトル: CHS における重イオンビームプローブによる揺動計測と経路積分効果の考察

  著者: 中野 治久、藤澤 彰英、清水 昭博、大島 慎介、井口 春和、吉村 泰夫、永岡 賢一、南 貴司、岡村 昇一、松岡 啓介、ＣＨＳグループ

- 日本物理学会第６０回年次大会

  タイトル: 重イオンビーム計測によるＣＨＳの局所揺動特性の評価

  著者: 中野 治久、藤澤 彰英、清水 昭博、大島 慎介、井口 春和、吉村 泰夫、永岡 賢一、南 貴司、岡村 昇一、松岡 啓介、ＣＨＳグループ

- プラズマ核融合学会第22回年会

  タイトル: HIBPを用いたCHSの局所密度揺動スペクトルの評価

  著者: 中野 治久、藤澤 彰英、 清水 昭博、 大島 慎介、 松岡 啓介、 岡村 昇一

国際学会発表 [1回]

- The 15th Topical Conference on High-Temperature Plasma Diagnostics

  Title: Recent Results of Fluctuation Measurements with Heavy Ion Beam Probe in CHS

  Authors: H. Nakano, A. Fujisawa, A. Shimizu, S. Ohshima, T. Minami, Y. Yoshimura, S. Okamura and K. Matsuoka

報告書 [2編]

- April2004-March2005 NIFS annual report

- April2003-March2004 NIFS annual report

謝辞

本研究の遂行および本論文の作成にあたり終始適切なご指導とご鞭撻を賜りました大学研究共同利用機関法人自然科学研究機構核融合科学研究所(以下、核融合科学研究所)助教授 藤澤彰英博士、同助手 清水昭博博士に謹んで感謝いたします。また同じCHS・HIBPグループとしてHIBPの管理・運転に協力して頂いた国立大学法人名古屋大学(以下、名古屋大学)工学研究科 大島慎介氏に深く感謝致します。

核融合科学研究所コンパクト・ヘリカル装置(CHS)において実験を遂行するにあたり、同研究所教授 岡村昇一博士、松岡啓介博士、東井和夫博士、居田克己博士、同助教授 井口春和博士、同助手 磯部光孝博士、鈴木千尋博士、西村伸博士、秋山毅志博士、吉村泰夫博士、永岡賢一博士、南貴司博士、吉沼幹朗博士、同技官 高橋千尋氏、伊藤聡子氏、ならびにNBI運転員 宮島克秀氏に深く感謝致します。

本論文をまとめるにあたり、貴重な御討論、御助言を頂いた核融合科学研究所教授 佐貫平二博士、独立行政法人宇宙航空研究開発機構教授 小山孝一郎博士、ならびに国立大学法人京都大学教授 水内亨博士には心より感謝いたします。

各種手続きでお世話になりました国立大学法人総合研究大学院大学(以下、総合研究大学院大学)物理学研究科核融合科学専攻担当官 漆原里奈氏、前同担当官 松浦克行氏、核融合科学研究所大型ヘリカル研究部粒子加熱プラズマ研究系研究事務官 岸川理子氏、同研究所同研究部旧開発研究系 渡辺瑞穂氏に感謝致します。

名古屋大学博士前期課程に在籍中、私の研究生活の基礎を厳しく指導して頂いた、九州大学総合理工学研究院 田中雅慶教授、核融合科学研究所 吉村信次助手、東北大学 岡本敦助手、株式会社アテック 原一久氏に感謝致します。

実家より離れた地において、日頃の生活を切磋琢磨しながらともに過ごした核

融合科学研究所研究I期棟7階の学生部屋在籍の諸氏、核融合科学研究所COE研究員 中村希一郎博士、松本新功博士、総合研究大学院大学物理科学研究科 松下啓行氏、若林英紀氏、国立大学法人東北大学工学研究科 高橋裕巳氏、国立大学法人名古屋大学 冨田晃弘氏、山口博史氏、三宅文彦氏、国立大学法人東京大学工学研究科 大石鉄太郎氏に感謝いたします。

研究生活のリフレッシュのために趣味であるサッカーをともにプレーして頂いた、プラズマンおよびBUZZのチームのメンバーに感謝いたします。

身近な研究者であり、研究者に進む上で幼少より多大なご指導をして頂きました祖父 故 中野治行博士、祖叔父 故 中野順三博士に感謝いたします。

最後になりましたが、私を精神的、経済的に支えて下さり、博士号取得まで暖かく見守って頂いた父 洋、母 真理子、妹 早知子、弟 英明、祖母 君子、叔父 治光に心から深く感謝致します。

平成18年3月

中野 治久