



解説

# 位相コントラストイメージングによる揺動計測の進展

## Progress of Fluctuation Measurement using a Phase Contrast Imaging for High Temperature Plasma

田中 謙治<sup>1,2)</sup>, 木下 稔基<sup>3)</sup>, 酒井 彦那<sup>2)</sup>

TANAKA Kenji<sup>1,2)</sup>, KINOSHITA Toshiki<sup>3)</sup> and SAKAI Hikona<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>自然科学研究機構核融合科学研究所 可知化センシングユニット, <sup>2)</sup>九州大学大学院総合理工学府プラズマ・量子理工学メジャー,

<sup>3)</sup>九州大学応用力学研究所 高温プラズマ理工学研究センター

(原稿受付: 2023年8月21日)

位相コントラストイメージング (Phase Contrast Imaging; PCI) は高温プラズマにおける揺動計測手法の一つである。プラズマ周辺部からプラズマ中心まで計測が可能であり、いくつかのトラス装置において乱流揺動や電磁流体学的 (Magneto-Hydro-Dynamics; MHD) 安定性、および波動加熱における励起波動の計測に用いられている。主に波長10.6  $\mu\text{m}$  の炭酸ガスレーザーが光源として用いられているが、通常の高温プラズマ計測では散乱体積が数 m 以上となりビーム軸に沿った方向に空間分解を取得できず線積分計測となる。ただし、近年発達した数値シミュレーションの結果を仮想的に数値計測する synthetic diagnostics を適用することにより視線積分の揺動信号を定量的に解釈することが可能となった。また、閉じ込め磁場の磁力線の空間的变化 (磁気シア) を用いることにより視線方向の空間分解を取得することも可能であり、乱流の空間構造の時間変化計測も可能である。本解説では PCI の計測原理、および磁気シアを用いた空間分解能の取得手法について述べ、今までに報告された PCI による注目すべき計測結果を解説するとともに今後の展望を述べる。

Keywords:

phase contrast imaging, CO<sub>2</sub> laser, fluctuation, turbulence, synthetic diagnostics

### 1. 位相コントラストイメージングの原理

位相コントラストイメージング (Phase Contrast Imaging; PCI) は Zernike により透明な生体細胞を可視化して観察する位相差顕微鏡として考案された [1]。PCI では微小な位相変化を強度変化に変換して計測する。この手法はプラズマ中の電子密度揺動の計測として用いることにも適している。以下、本稿ではプラズマ計測用の位相コントラストイメージング法を PCI と呼ぶ。

プラズマ中の乱流揺動を計測するための PCI の原理図を 図 1 に示す。プラズマ中の揺動計測のためには通常レーザーによる電磁波を入射する。プラズマ中での電磁波は共鳴や吸収作用を起こさない場合は、入射強度は変化しない。しかし、プラズマ中に巨視的または微視的な不安定性が存在する場合、これらの不安定性により屈折率の揺らぎが生じ、その結果、入射電磁波の波面、即ち、位相が変化する。プラズマの屈折率は入射電磁波の波長と電子密度に比例するので、位相変化を計測できれば電子密度の変化、即ち、電子密度揺動を計測することができる。電子密度揺動の計測は、原理的には干渉計を用いて外部参照光との干渉で計測することが可能であるが、不安定性の振幅が小さく位相変化が微小な場合、機械的振動などの観測対象以外による位相変化の外乱が大きくなり計

測が困難になる。一方、PCI は外部参照光を必要とせず、システムが単純になる (PCI においては、散乱光と透過光の間に  $\pi/2$  の位相差を与えて両者の干渉計測を行う)。この手法により、微小な位相変化を観測可能な強度に置き換えて計測することができる。計測下限は検出器のノイズレベル、または、レーザーの強度揺らぎで決まり、振動などの外乱の影響も受けにくい。高精度な計測が可能である。ただし、PCI で計測できるのはあくまで散乱を引き起こす揺らぎの成分であり、背景の電子密度は計

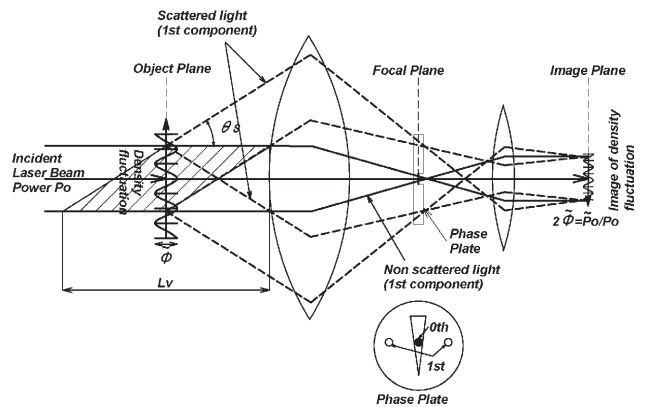


図 1 PCI によるプラズマの揺動計測。

Sensing and Intellectualization Unit, National Institute For Fusion Science, Toki 509-5292, GIFU, Japan

corresponding author's e-mail: tanaka.kenji@nifs.ac.jp

測できないことに注意を要する。

高温プラズマの実験において典型的な密度である  $10^{18} - 10^{20} \text{m}^{-3}$  程度のプラズマを想定すると、十分な信号強度を得るためには  $10 \mu\text{m}$  程度の波長が光源として適切である。これは、 $10 \mu\text{m}$  程度の波長では、安定した光源として  $\text{CO}_2$  レーザーおよび、揺動の像を計測するために必要な、複数の検出器素子が並んだ検出アレイが入手可能なためである。プラズマ中の不安定性による揺動は数 kHz から数 10 MHz 程度であり、 $10 \mu\text{m}$  付近では光導電型、または光起電力型の  $\text{HgCdTe}$  のマルチチャンネルアレイの素子が用いられる。光導電型であれば周波数応答は 500 kHz 程度、光起電力型であれば周波数応答は数 10 MHz 程度である。赤外線領域では多素子の赤外線カメラもあるが、市販されているものは応答速度が 1 kHz 程度であり、プラズマ中の揺動を計測するには、現在のところ周波数応答が不十分である。

$10 \mu\text{m}$  より波長が短くなると信号強度が小さくなり、PCI を用いた揺動の計測は困難となる。一方、 $10 \mu\text{m}$  より波長が長くなると、原理的には計測できるものの、波長 1 mm 程度までは市販のレーザー、および、マルチチャンネルのアレイを入手することが困難であり、現在のところ、プラズマの揺動計測には適用された例はない。

電子密度揺動を屈折率の揺動ととらえると、入射電磁波と電子密度揺動の相互作用を音響光学効果として解釈することができる。図 1 に示すようにプラズマ中に入射されたレーザー光は入射光軸と直交する波数成分を持つ揺動に対して波面が変調される。この変調した波面が生成されることはラマン・ナス散乱により  $\pm 1$  次散乱光を発生することに対応している [2]。プラズマの電子密度揺動による微小な屈折率の変動を  $\phi$  とし、揺動を通過した電磁波を複素表示すると次式で表される。

$$E = E_0 e^{i\phi} \cong (1 + i\phi) E_0 \quad (1)$$

位相変調した波面は揺動を通過後、実線で示す透過光と点線で示す散乱光の成分に分かれて分離して伝搬していく。集光レンズで透過光と散乱光を集光するとレンズへの入射角度が透過光と散乱光で異なることから焦点面上で集光位置が異なる。そこで、焦点面上で透過光と散乱光で光学的に厚さの異なる位相プレートを設置し、透過光と散乱光の間に  $\pi/2 \text{ rad}$  の位相差を与える。これは微小位相変化を次式で示すように微小振幅変化に変換することを意味する。

$$E \cong (1 + i\phi) E_0 \rightarrow (1 + \tilde{\phi}) E_0 \quad (2)$$

プラズマ計測用の位相プレートは図 1 に示すように一方向に溝が形成されることが多い。この溝の方向は散乱光が発生しない方向に対応している。また、位相プレートは透過型だけでなく反射型も用いられることがある [3]。ビームの集光幅は入射ビームのビーム幅や光学系によって異なるので、それに対応するために溝は三角形の構造とし、ビーム幅に合わせた溝幅を選択できる構造としている。焦点面上で透過光と散乱光が分離できなければ両

者の間に位相差を与えることができない。理想的に集光できる場合は、およそビーム幅より短い波長を持つ揺動について透過光と散乱光の間に位相差を与えることができる。結像面上で振幅の二乗に対応する光の強度は次式で示すように透過光からなる成分 (DC 成分) と屈折率変動に対応する揺らぎの成分 (AC 成分) を持つことになる。よって、検出信号は次式で与えられる。

$$I = E^2 \cong E_0^2 + 2\phi E_0^2 = P_{\text{DC}} + P_{\text{AC}} \quad (3)$$

第二項の強度の揺らぎより揺動による位相変化を計測することができる。また、PCI は揺動振幅の絶対値を比較的容易に評価することができる。その結果、乱流シミュレーションや波動加熱シミュレーションで予測される揺動と定量的に比較することによりこれらシミュレーションの結果を定量的に検証できる。

PCI において絶対値を評価する手法は二つある。一つは音響スピーカーによる音波や圧電素子による超音波を計測することにより較正係数を評価する手法である [4, 5]。音波および超音波は音圧計測用のマイクロフォンを用いて音圧の絶対値を計測することができる。よって PCI による計測値と比較して、屈折率への変換のための換算係数を求めることができる。この手法だと音波の空間構造を詳細に計測し、それを視線に沿って積分して評価する必要がある。

もう一方の手法は、検出器出力の DC 成分と AC 成分の比から評価する手法である [6]。(3) 式において第一項と第二項の比より次式に示すように屈折率の揺動の絶対値を評価することができる。

$$\tilde{\phi} = \frac{P_{\text{AC}}}{2P_{\text{DC}}} \quad (4)$$

$$\tilde{n}_e L = \frac{4c^2 \pi \epsilon_0 m_e}{e^2} \frac{\tilde{\phi}}{\lambda_i} \quad (5)$$

(5) 式において  $\tilde{n}_e L$  は視線積分した電子密度揺動、 $c$  は光速、 $\epsilon_0$  は真空の誘電率、 $m_e$  は電子の質量、 $\lambda_i$  は入射電磁波の波長である。この手法は焦点面上で散乱光を直接計測するフラウンフォーファー回折法において最初に松尾らにより用いられた [7]。我々はこの手法をさらに発展させて PCI に適用し、検出器の出力電力が入射レーザー光強度の増加に対して飽和する非線形効果も考慮して電子密度揺動の振幅を評価した [6, 8]。この手法を用いれば音波による較正実験は必要なく電子密度揺動の振幅絶対値を評価することができる。我々は計測精度を検証するために音波を波長 633 nm の HeNe レーザーヘテロダイン干渉計と同時計測し、透過光と散乱光が分離できる領域で精度よく計測できていることを確認した [6, 8]。

プラズマ中の揺動計測においては揺動は空間的な広がりを持つため、視線方向にも空間分解する必要がある。図 1 に示すように斜線で示す散乱体積がプラズマサイズより十分に小さければ空間分解して計測することが原理的には可能であるが、現実的な計測条件下では困難である。例えば全幅 10 mm のビームサイズで  $k = 1 \text{ mm}^{-1}$

( $\lambda = 6.2 \text{ mm}$ ) の揺動を波長  $10.6 \mu\text{m}$  のレーザーで計測しようとする散乱角度は  $1.7 \text{ mrad}$ 、散乱体積の長さ (図1中の  $L_v$ ) は  $12 \text{ m}$  となり通常実験が行われているプラズマサイズよりはるかに長くなる。よって、プラズマ中の揺動計測ではビーム軸方向に視線積分した計測となる。プラズマ中でどこに揺動が存在するのかを明らかにすることは、不安定性の物理機構を理解するうえで極めて重要でありビーム軸方向に空間分解能を取得する何らかの手法が必要になる。

## 2. ビーム軸方向の空間分解能の取得

### 2.1 磁気シアを用いた空間分解能の取得

PCIでは乱流の特性と磁気シアを積極的に用いることによりビーム軸方向に空間分解能を得ることができる。磁気シアを用いて空間分解能を取得する手法は、Trucにより、Tore Supraで  $\text{CO}_2$  レーザーを用いた散乱計測に初めて適用された[9]。このシステムでは、散乱光が磁力線と垂直方向に現れることを利用し、プラズマから遠方に設置したミラーをスキャンすることにより散乱光を選択した。選択した散乱光が直交する磁力線の位置を平衡計算から求めることにより散乱光が発生した位置を特定し、乱流揺動の空間構造を計測した。このシステムは、多くのミラーの制御機構が必要である非常に大掛かりで複雑なシステムであった。それに比べて下記に述べるPCIを用いた手法では、基本原理はTrucの手法と同じであるものの、はるかに簡便なシステムで乱流の空間構造を計測することが可能である。

図2(a)は核融合科学研究所の大型ヘリカル装置 (Large Helical Device; LHD) におけるイオン温度の勾配で駆動されるイオン温度勾配不安定性 (Ion Temperature Gradient mode; ITG) の非線形乱流シミュレーション[10]を示したものである。図2(a)において帯状に長く伸びているのが磁力線に沿った方向である。磁力線と垂直方向の断面図は乱れた構造を示している。乱流の特定のフーリエ成分についてプラズマの上部から見ると図2(b)のように磁力線と平行方向に波面を持ち、それと垂直方向に進行するような構造を持つ。

磁場閉じ込め装置においては、湾曲磁場ドリフトの効果相殺するために磁力線の“ひねり”が必要である。この“ひねり”が空間的に変化することを磁気シアと呼ぶ。磁気シアがある場合、磁力線の方向が空間的に変化する。この磁力線の角度の変化がビーム軸方向の空間分解を可能にする。例として図3(a)にLHDにおけるPCIの計測

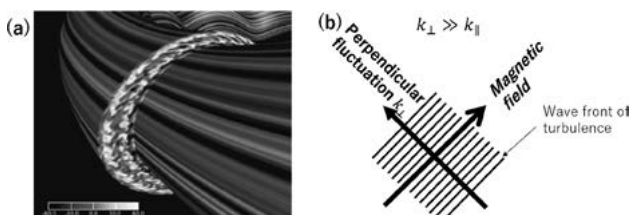


図2 (a) LHDにおけるITG乱流の非線形シミュレーション[10], (b) 乱流を上から見た模式図。

断面を示す。LHDにおいては、図3(b)に示すように計測断面上でプラズマの下側から上側まで磁力線の方向が  $\pm 50^\circ$  程度変化する。

図4に磁気シアを用いた揺動の空間分解計測の原理を示す。直交座標系  $xyz$  において、 $x$  軸に沿ってレーザーを入射し、三つの異なる位置 position 1, 2, 3に揺動が存在する場合を考える。各位置において、磁場ベクトル  $B_1, B_2, B_3$  がビーム軸に直交し、さらにそれぞれの磁場成分に直交する揺動の波数ベクトルをそれぞれ  $k_{\perp 1}, k_{\perp 2}, k_{\perp 3}$  とする。磁場ベクトルの方向がビーム軸に沿って変化すると、焦点面 (Focal Plane) の  $x-y$  面上で図4に示すように散乱光の集光位置が方位角方向に変化する。そこで、それぞれの空間位置で発生した散乱光成分を取り出すため、スリットを用いて  $x-y$  面上で特定方位角の散乱光を選択すれば特定の空間位置での揺動を計測できる。例えば、図4において焦点面上でスリットを用いて position 1, 3の成分を選択すれば (図中の With Slit), position 1, 3の揺動をそれぞれ結像面上で、梯子上の構造として計測できる。または、焦点面上にスリットを設置しなければ (図中の Without Slit), 結像面上で二次元の検出器を設置することにより、position 1, 2, 3におけるすべての散乱光成分を視線積分したグリッド状の乱流の構造が計測できる。これを数値的に二次元でフーリエ変換すれば、 $x-y$  面上での方位角方向の成分に分解でき、各方位角成分の空間位置を決定できる。

図4において位相プレートは焦点面上に設置し、位相プレートの溝が散乱光が発生しない  $y$  方向とする。また、スリットと位相プレートと同じ焦点面に設置することが困難な場合は、レンズを用いてもう一度集光し、スリットと位相プレートを別の集光面に設置することもある。実際の実験システムでは磁場ベクトルが必ずしも入射ビーム軸に直交するわけではない。よって、実際には磁力線に直交する波数ベクトル  $k_{\perp}$  のビーム軸と直交する方向への射影成分を計測することになる。さらには計測される射影成分が磁気面座標上でどのような波数成分を持つかについても注意する必要がある。例えば、図3(a)に示す

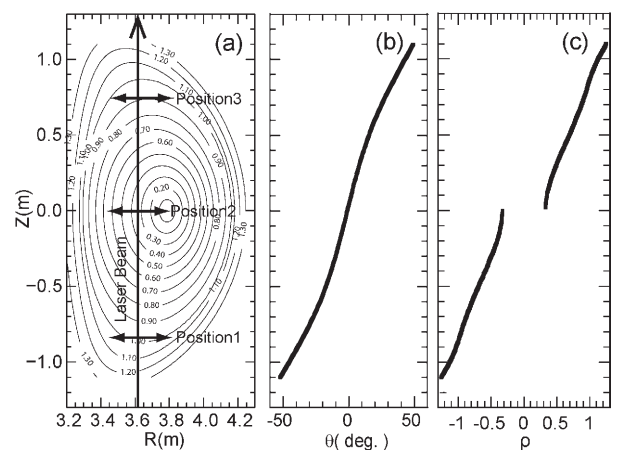


図3 (a) LHDにおけるPCIの計測断面, (b) レーザービーム軸に直交する磁力線の角度変化, (c) ビーム軸に沿った磁気面座標[11]。

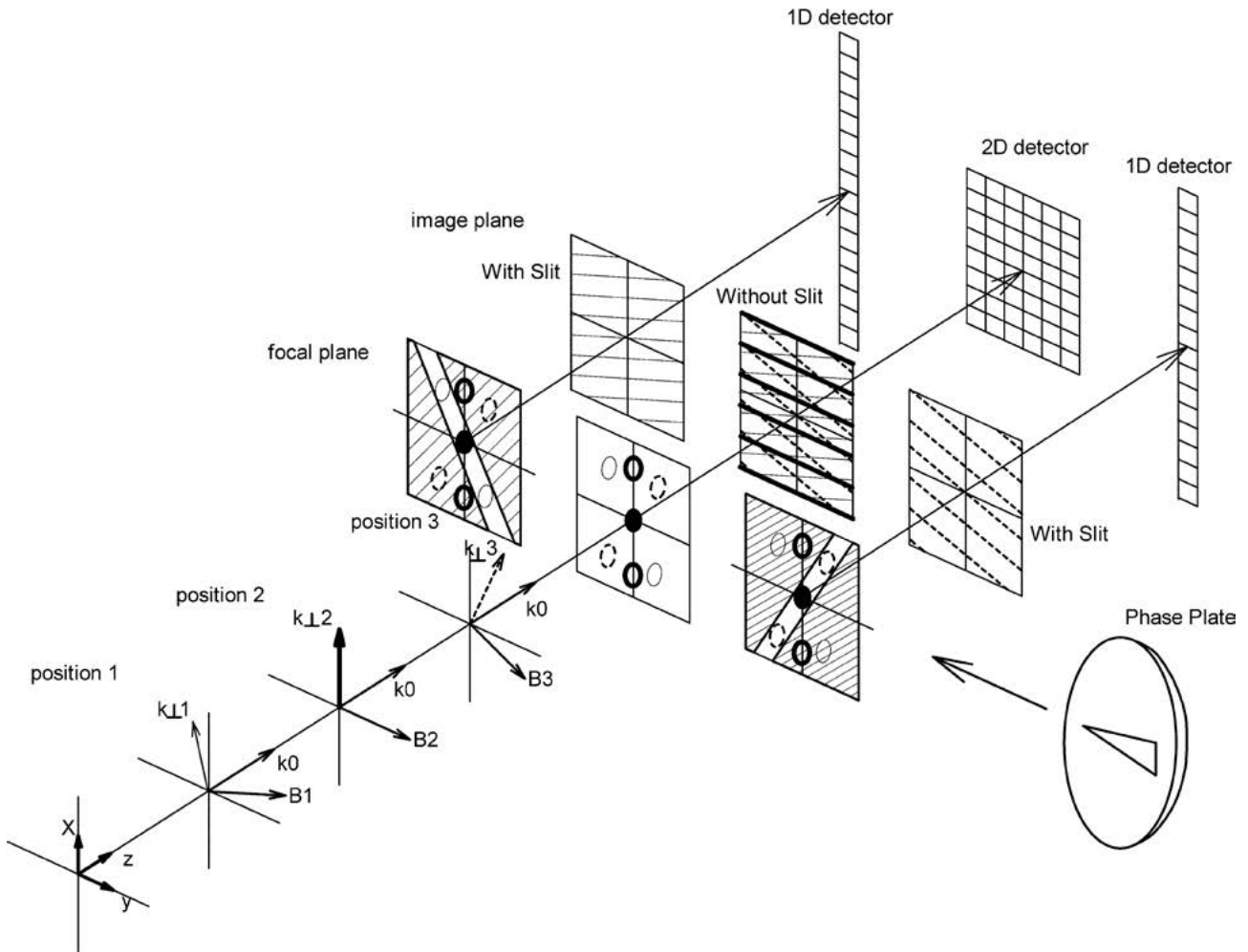


図4 PCIにおける磁気シアを用いた空間分解取得の原理. focal plane において塗りつぶしが非散乱光を示し, 細実線, 太実線, 点線が position 1, 2, 3で生じた散乱光を示す, また,  $k_0$ は入射レーザーの波数ベクトルを,  $B_1, B_2, B_3$ は position 1, 2, 3における磁場ベクトルを,  $k_{\perp 1}, k_{\perp 2}, k_{\perp 3}$ は position 1, 2, 3におけるレーザービーム軸と磁場ベクトルに直交する揺動の波数を示す.

ように入射ビーム軸の直交する波数成分は, position 1, 3付近のようなプラズマ断面の上部または下部ではポロイダル成分となる. 一方, position 2付近であれば, ビーム軸に直交する成分は小半径方向の成分になる.

スリットを使う手法では結像面上に次元検出器を設置して計測し, 再現性のあるプラズマでスリットをプラズマ放電ごとに回転させる. この手法は門らによって, Heliotron-Eにおいて, 初めて実証された[12, 13]. 図5にHeliotron-Eでの計測例を示す. 波長 $10.6\ \mu\text{m}$ の $\text{CO}_2$ レーザーと16チャンネルの検出器を用い, ショットごとにスリットを回転させて, プラズマの上部, 中心部, 下部における乱流の波数, 周波数結合スペクトルを計測した. 図5(a), (c)に示すように上部と下部ではスペクトルが一方に強い非対称性を示しており, 乱流が進行成分を持つことを示している. 上部と下部で非対称性が逆になっているのはポロイダル方向に周回する成分の進行方向がプラズマの上部と下部で反対向きになるためである. 一方, 図5(b)に示すようにプラズマ中心部では対称なスペクトルとなり, 乱流振幅も小さくなっている. これは, プラズマ内部で乱流振幅が小さくなり, かつ, 小半径方向成分を計測するため, 進行波を示さないためだと考えられる.

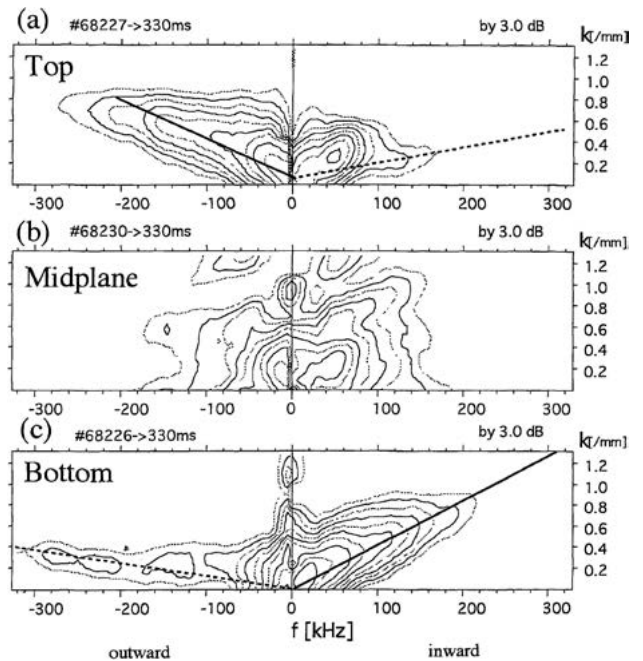


図5 Heliotron E における磁気シア法を用いた乱流揺動の計測 [12]. (a) 規格化小半径位置  $r/a = +0.9$  (b)  $r/a = 0$  (c)  $r/a = -0.9$ .

回転スリットを用いた磁気シアPCIはその後、DIII-D [14], TCV [15, 16] に適用された。回転スリットを用いた手法を用いる場合、ショットごとに回転させる手法 [12, 16], または、放電中にスリットを連続的に回転させる手法 [14] がある。前者の場合は、再現性のあるショットを多数必要とすること、後者の場合は同じ空間位置において時間連続的な計測ができないことが課題である。そこで、我々のグループでは磁気シア法を発展させ、スリットを用いずに異なる空間点の乱流揺動の視線積分の像を直接二次元の検出器で計測する二次元PCI (Two dimensional phase contrast imaging; 2D-PCI) を考案した [11]。

## 2.2 LHDにおける二次元位相コントラストイメージング

図6はLHDにおける2D-PCIの計測システムを示す。図6(a)はPCIのビームパスを示す。図6(b)に示すように計測システムはすべて遠赤外線レーザー干渉計 [17] 用の防振架台上に設置されている。PCIでは、位相プレート上において、透過ビームを常に位相プレートの溝の中に集光する必要がある。機械的振動がある場合、このようなビームの集光位置の維持が困難となる。よって、振動の効果をできるだけ低減するために、すべてのシステムを防振架台上に設置した。DIII-Dのシステムでは伝送ミラーの一部が真空容器に設置されており、当初、磁場の立ち上がり時の機械的振動により位相プレートから透過光がずれるという問題があった。そこで、DIII-Dでは透過ビームのフィードバック制御システムを開発し、この問題を解決した [18]。LHDではシステム全体が防振架台上に設置されており、このような問題は起こらなかった。

レーザーは防振架台下部に設置され、使用可能なポートの制限により、図6(a)に示すように、6°程度傾いた角度をもって上部にビームが打ち上げられる。解析手法における座標はプラズマ中で図6(c)のように定義される。検出器光学系は図6(b)の防振架台の上部に設置される。検出器光学系詳細を図6(d)に示す。プラズマ中で $1/e^2$ 強度全幅のビーム幅は80 mmである。焦点距離2000 mmの凹面鏡で集光されたビームと直径50 μmのピンホール付きのパワーメーターで実測したところ、位相プレート上

で $1/e^2$ 強度全幅で0.7 mmであった。よって、透過光が完全に位相プレートの溝の中に入る設定とするために位相プレートの溝幅は1 mmで運用している。その結果、透過光と散乱光が完全に分離できるのは位相プレートの溝の半幅(0.5 mm) + ビーム半幅0.375 mm = 0.875 mmである。

この条件を満たす位相プレートへの入射角度は散乱光の光軸が光軸付近の近軸であることを仮定すると、 $k_p/k_i = \lambda_p/\lambda_i \sim 0.875/2000 \sim 0.44 \times 10^{-3}$  rad ( $k_i, \lambda_i$ はレーザーの波数、波長、 $k_p, \lambda_p$ は揺動の波数、波長)となる。よって、波長10.6 μmにおいて $k_p = 0.25 \text{ mm}^{-1}$ ,  $\lambda_p = 24 \text{ mm}$ となる。凹面鏡を用いることから集光が回折限界より3倍程度悪くなっており、ビームを完全に位相プレートの中に設定するために計測下限が理想的な状態よりファクター3程度劣化している。計測下限以下であっても信号は弱くなるものの計測は可能である。しかし、波数が高い方向にシフトすることに注意を要する [6]。ビームは位相プレートを通じたのち、結像面において $6 \times 8 \text{ ch} = 48 \text{ ch}$ の検出器を用いて計測している。

図7に解析手法の手順を示す。図7(a)に示すように二次元アレイ検出器の素子間隔はx方向が0.62 mm, y方向が1.4 mmであり、ここで述べる計測例では結像倍率が5.68であるため、それぞれプラズマ中で3.52および、7.98 mmに対応する。図3(c)に示すように磁力線の角度は $\pm 50^\circ$ 程度変化するため、二次元の波数空間 $k_x-k_y$ 上において、この角度の範囲内で最も多くの計測点が配置されるようにx方向とy方向の素子間隔を設定した。データは1 μsecでサンプリングした。0–500 kHzの周波数区間を16分割して、それぞれの周波数区間においてチャンネル間の相関を計算し、視線積分した揺動の自己相関関数を求める。

図7(b)は、ビーム軸に沿って積分した乱流揺動の自己相関関数の $72 \pm 16 \text{ kHz}$ 成分を示す。これが可視化した揺動の視線積分した像に対応する。自己相関関数はグリッド状の構造を示しており、x-y面上で異なる進行方向を持つ揺動が共存していることを示す。次にこの自己相関関数に空間的なフーリエ変換を行う。二次元の高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transform; FFT) では十分な波数

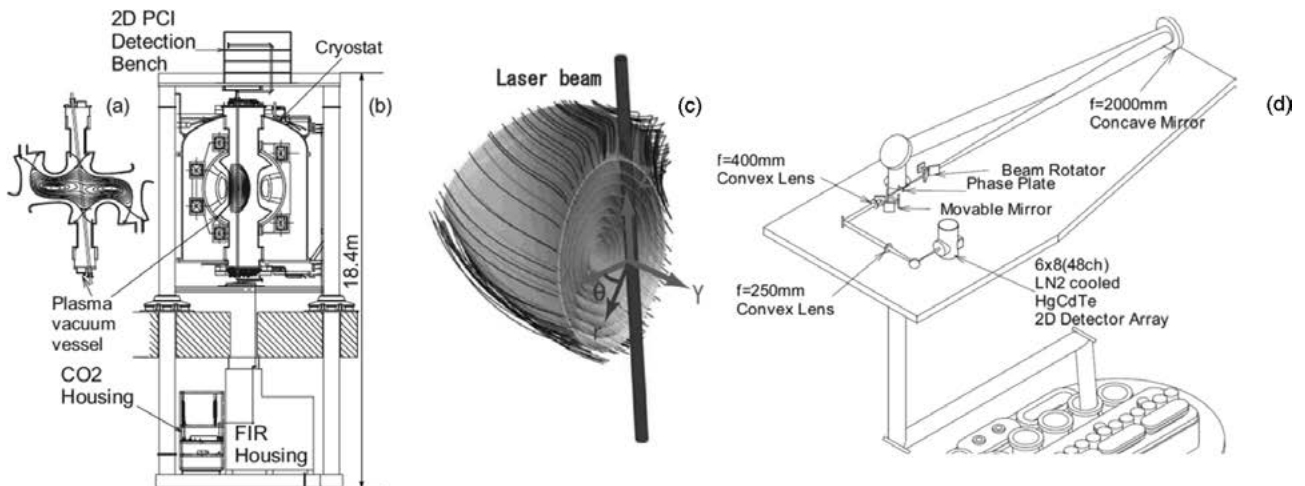


図6 LHDにおける2D-PCIのシステム(a)ビームパス, (b)全体図, (c)プラズマ中でのビームパスと解析のための座標系の定義, (d)検出器光学系 [11]. (c)においてx, y座標は、レーザービーム軸に直交する平面上の直交座標、z軸はレーザービーム軸に沿う座標。

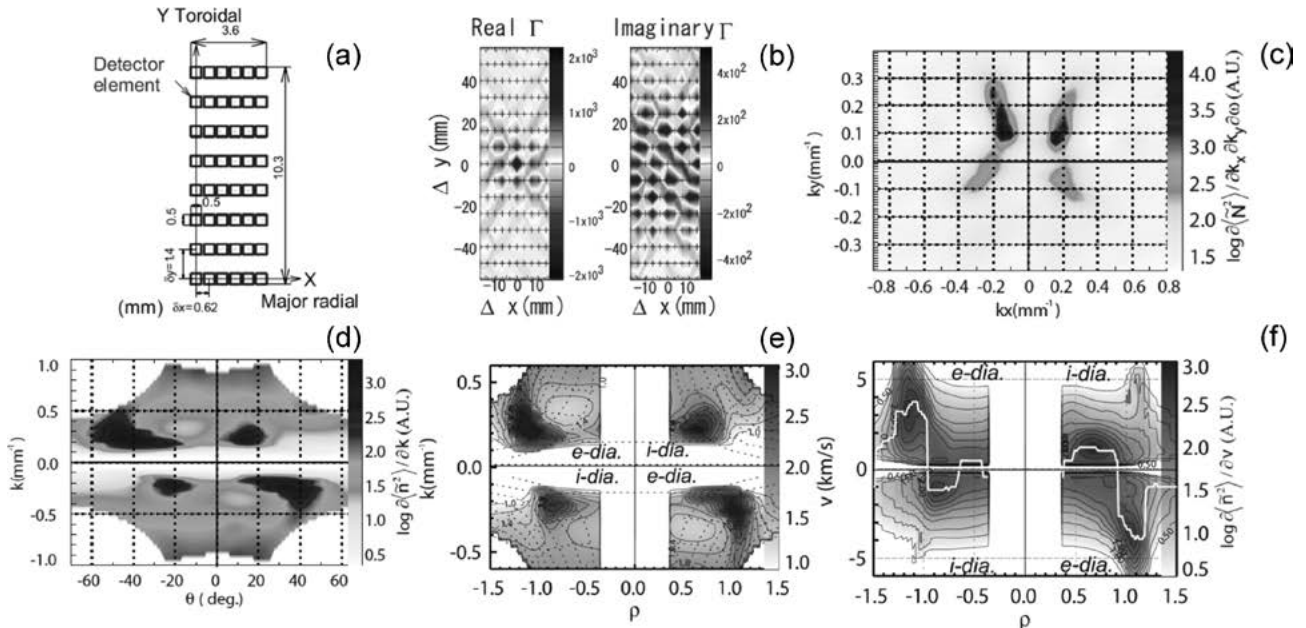


図7 2D-PCIの解析手法(a)検出器のレイアウト, (b)72±16 kHzの視線積分した乱流揺動の自己相関関数, (c)最大エントロピー法により計算した32–500 kHzの二次元視線積分揺動のx-y直交座標系における二次元波数スペクトル, (d)r-θ極座標に変換した波数スペクトル, (e)揺動の進行角度を磁気面座標に変換した波数スペクトル, (f)磁気面座標上での位相速度の空間分布, (f)において, 白線はそれぞれの空間位置におけるスペクトルの最大値を示す[11].

分解能が得られないため, 最大エントロピー法(Maximum Entropy Method; MEM)により二次元の空間的フーリエ変換を行った[19]. 各周波数区間でMEMによるフーリエ変換を行い, 32–500 kHzの成分を積分して表示したものを図7(c)に示す.  $k_x$ - $k_y$ 座標上でいくつかのピークが見えるが原点からこれらのスペクトルのピークへの方向がx-y面上での揺動の進行方向となる. 次にx-y直交座標系を図6(b)のr-θ極座標系に変換して図7(d)を得る. 横軸の角度はx-y平面上での揺動の進行方向であり, 揺動が存在する位置における磁力線に直交する. よって, 図3(b), (c)に示すレーザー光軸上における磁力線の角度と磁気面座標の関係より進行方向を磁気面座標に変換して図7(e)を得る. これは波数スペクトルの空間分布となる. 図7(e)のグリッドサイズが分解能を示すが, MEMを用いているため, 分解能はグリッドサイズよりも細かいものとなる. 正, 負のρは図3(a)においてそれぞれ赤道面上の上側と下側に対応する. 計測波数成分がポロイダル方向に周回する成分だと仮定すると, 第一, 第三象限が実験室系でイオンの反磁性方向, 第二, 第四象限が実験室系で電子の反磁性方向に対応する. ポロイダル方向に周回する成分は赤道面上の上部と下部で反対方向に進行するので, 同じ反磁性の進行方向に対して波数の符号が上部と下部では逆になる.  $\rho = \pm 0.7$ と $\rho = \pm 1.0$ 付近にピークがあり, それぞれのピークは原点に対して対称な位置に存在する. この結果も, いずれの成分もポロイダル方向に周回していることを示している.

さらに, それぞれの周波数成分における波数との関係から揺動の位相速度の空間分布を図7(f)のように求めることができる. 図7(f)の白線は各空間位置における揺動振幅強度の最大値の位相速度を示す.  $\rho = 1$ と $\rho = -1$ 付近では電子の反磁性方向に進行するが,  $\rho = 0.7$ と $\rho = -0.7$

付近ではイオンの反磁性方向に進行しており, 空間位置により位相速度の方向が変化していることを示している. 位相速度の主要な成分がE×Bポロイダル回転速度によるのであれば,  $|\rho| = 0.7-1.0$ において, 電場の方向を変える電場シアが形成されていることを示している. このように2D-PCIを用いることにより揺動の空間構造を1ショット, 1タイミングでの計測が可能となる.

図7(b)の揺動の視線積分像の自己相関関数を求める際には相関解析をするのに通常のFFTを用いると, およそ1 msec程度までの時間分解を得ることが可能である. 一方この計算において, Wavelet変換を用いれば, 0.1 msec程度の時間分解能を得ることができる. その結果, 高速イオンの損失時に形成された間欠的な強い電場の形成により過渡的に乱流揺動が低減することも見いだされた[20, 21].

磁気シアを用いた手法は空間構造を計測するのに有効であるが磁力線の変化が小さい場合空間分解して計測することが困難である. Heliotron E, LHDは磁気シアが強く磁力線の方向が大きく変化するため, 空間構造の計測が可能であったが, トカマクにおいてポロイダル断面上で垂直にビームを入射する場合, 磁力線は±6°程度の角度の変化であり, 磁気シア法で有効な空間分解を得ることが困難であった[14]. そこでトカマクにおいて磁気シア法を有効に活用するために, 接線方向にビームを入射して空間分解能を取得する手法が考案された[15]. この手法はTCVに適用され[16], 現在JT-60SAにおいても適用が検討されている[22, 23].

### 3. 注目すべき実験結果

#### 3.1 視線積分計測

初期のヘリカル系のPCIおよび, トカマクにおける上

下視線のPCIでは視線積分計測であったが、計測結果の詳細な解析や、数値シミュレーションコードの結果を計測する Synthetic Diagnostics が行われてきた。

PCIによる最初のプラズマ計測への適用例は Presby によるプラズマジェットの見視化計測である [24]。その後、Weisenにより高温プラズマ中の乱流揺動計測に提案され [25]、TCA トカマクで乱流計測の有用性が実証された [26]。さらに、Weisenの結果に触発されて、Heliotron-E [27, 28]、DIII-D [29, 30] に適用された。初期のPCIはビーム軸方向に空間分解能を持たない視線積分した計測であった。Heliotron E では乱流の分散関係の計測から異なる種類の揺動が共存しているらしいことが示された [28]。DIII-D においては、小半径方向の乱流揺動成分の計測より、小半径方向に乱流が空間構造を持つことを示し、それが帯状流（ゾナルフロー）を示唆していることを示した [30]。

図 8 (a) に DIII-D の PCI の視線を示す。DIII-D の PCI はレーザーがプラズマ周辺部を通過するため、計測する波数成分はポロイダル波数 ( $k_\theta$ ) 成分、および小半径波数 ( $k_r$ ) 成分のビーム軸に直交する方向への射影成分となる。図 8 (b) は波数の応答成分を示しており、ポロイダル波数成分の寄与は  $1.5 \text{ cm}^{-1}$  以下である。一方、小半径波数は  $10 \text{ cm}^{-1}$  程度まで計測可能である。図 9 に PCI で計測した波数スペクトルを示す。波数のカットオフは  $0.65 \text{ cm}^{-1}$  であり、カットオフ波数より高い  $2-5 \text{ cm}^{-1}$  に主要な成分を持つ。この波数領域は図 8 (b) に示す応答関数によればポロイダル成分は寄与しないため、計測した波数成分は  $k_r$  成分であり、このような小半径方向の構造は乱流を安定化する帯状流を示していると結論づけた [30]。

2000年代の中盤以降、ジャイロ運動論による数値乱流

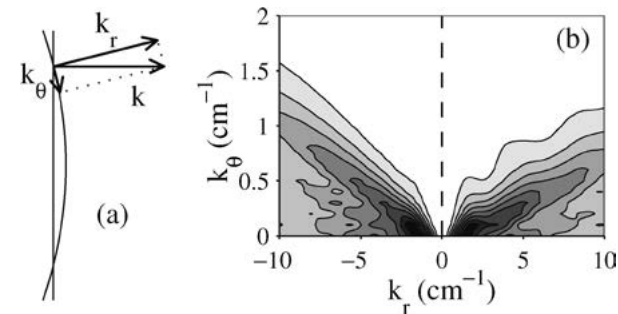


図 8 (a) DIII-D における PCI の計測波数成分, (b) PCI の波数成分の応答関数 [30]。

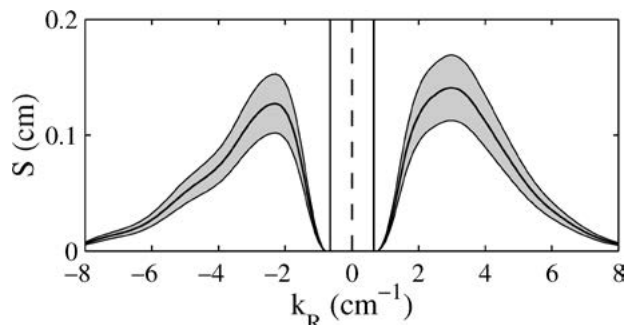


図 9 PCI で計測した DIII-D における乱流の波数スペクトル [30]。

シミュレーションコードが大きく発展した。現在に至るまでのジャイロ運動論と実験の検証では主に熱流束や熱伝導係数についての定量比較が行われている。しかし、これらのシミュレーションで存在していると考えている乱流揺動の検証は限られている。トカマクでは MIT のグループを中心に計測した乱流揺動とシミュレーション結果の定量的な比較が行われてきた。筆者の知る限りでは非線形ジャイロ運動論シミュレーションと乱流の計測結果の最初の比較は Alcator C-mod において Ernst により行われたものであり 2006 年の IAEA 会議で報告された [31]。Alcator C-mod の ICRF 加熱プラズマにおいて local flux tube code である GS2 のシミュレーション結果を磁気面上にマッピングし、それを数値的に PCI のビーム軸に沿って線積分することにより PCI で計測する波数スペクトルと比較した。図 10 に示すように PCI で計測した乱流揺動の視線積分した波数スペクトルは非線形シミュレーションをマッピングして積分した波数スペクトルと類似した形状であることが示された。この結果、乱流が捕捉電子不安定性 (Trapped Electron Mode; TEM) であると同

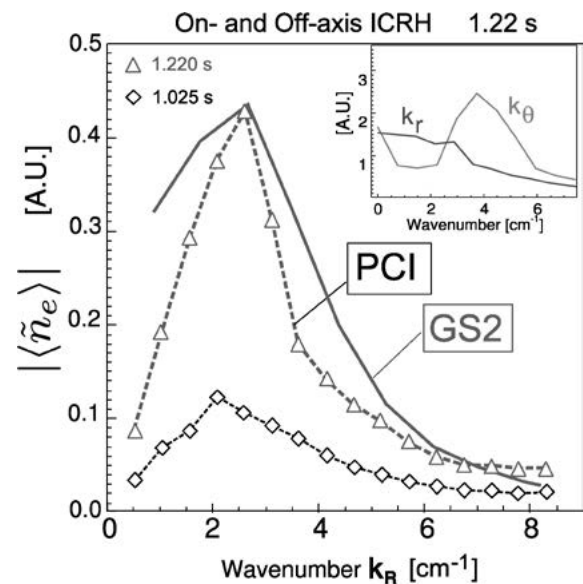


図 10 Alcator C-mod における ICRF プラズマでの PCI による波数スペクトルと非線形乱流スペクトルの Synthetic Diagnostics との比較 [31]。

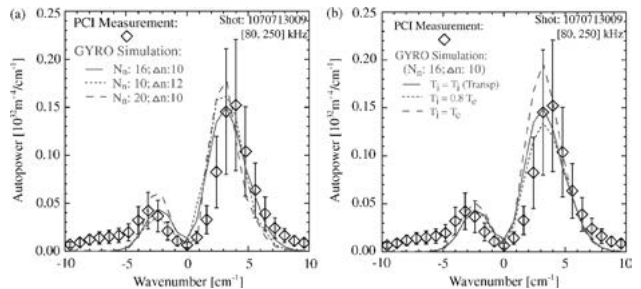


図 11 Alcator C-mod におけるオーミック放電での非線形 Gyro コードによる非線形ジャイロ運動論シミュレーションとの比較 (a)  $\bar{n} = 0.93 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  における異なるトロイダルモード数でのシミュレーションとの比較 (b)  $\bar{n} = 0.93 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  における異なるイオン温度分布でのシミュレーションとの比較 [32]。

定された。その後、Alcator C-modではオーミック放電でGlobal codeのGYROを用いて同様の解析が行われた[32]。localコードと異なりGlobal codeでは実座標系への複雑なマッピングが必要ない。図11に示すように、可能性のあるトロイダルモード数やイオン温度分布を用いた非線形シミュレーションの結果と比較し、スペクトルの形状だけでなく音波で較正した乱流スペクトルのパワーの絶対値がエラーバーの範囲内で一致することが示された[32]。

このような非線形シミュレーションを波数の計測成分や計測範囲などの装置関数を考慮したうえで数値的に計測する手法をSynthetic Diagnosticsまたは、Numerical Diagnosticsと呼ぶ。上記のAlcator C-modの他に、PCIによる乱流のSynthetic Diagnosticsは、DIII-D[33]、LHD[34]、W7-X[35]およびTCV[36]においても報告されている。

PCIは位相プレート上において十分に集光できている場合は、ビーム幅程度までの長波長揺動を計測できる。この場合、微視的な乱流だけでなく、巨視的なMHD不安定性やICRFで駆動された波動を計測することができる。図12にAlcator C-modにおけるsawtoothの崩壊するタイミングで理論で予測されたReversed Shear Alfvén Eigen mode (RSAE mode) に対するシミュレーションとPCI計測の比較を示す。図12(a)に示すようなNOVAコードで計算した巨視的なモードをPCIで視線積分して計測すると図12(b)の実線で示すような空間構造が予測される。RSAE modeを視線積分するといくつかのピークが現れ、PCIの計測においても、それに対応したピークを計測した[37]。

イオンサイクロトロン加熱は将来の核融合炉においても有効な加熱手法と考えられている。Alcator C-modにおいて、ICRF駆動の波動のSynthetic DiagnosticsとPCI計測の比較が行われた[38, 39]。ICRFで駆動される速波、遅波はAlcator C-modにおいて80MHzである。一方、PCIの検出器の周波数応答は1 MHz程度であるため、直接計測は困難である。そこで、このような高い周波数成分を計測するためにヘテロダイン検波を用いたヘテロダ

インPCIが提案され[18]、Alcator C-modで用いられた[38, 39]。

ヘテロダインPCIでは、周波数シフトしていないレーザー光とICRF駆動の周波数80 MHzから0.3 MHz周波数が異なる80.3 MHzに音響光学素子を用いて周波数シフトした2本のレーザー光を同軸で入射する。その結果、それぞれの周波数に対して±80 MHzの散乱光が生じる。周波数シフトしていないビームの非散乱光と80.3 MHzで周波数シフトしたビームの-1次散乱光のミキシング信号、および80.3 MHzで周波数シフトしたビームの非散乱光と周波数シフトしていないビームの+1次散乱光のミキシ

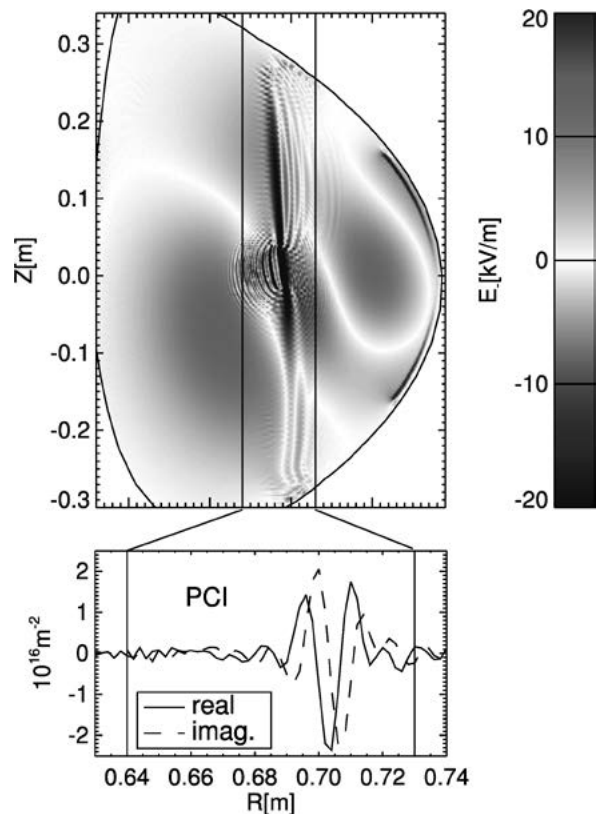


図13 Alcator C-modにおけるAORSAコードによる左回り円偏光による電界分布と視線積分で予測されるPCIの信号[39]。

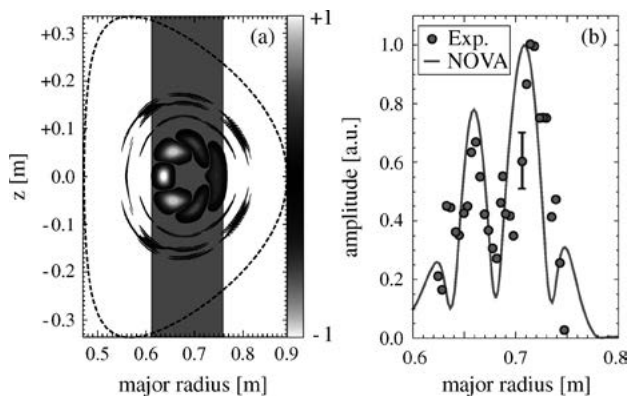


図12 Alcator C-modにおけるSawtooth crash時の(a) Reversed Shear Alfvén Eigen modeのNovaコードによる揺動(b) Synthetic DiagnosticsとPCIの計測値の比較。(a)中の0.61 - 0.76 mの部分は入射したCO<sub>2</sub>レーザービームを示す[37]。

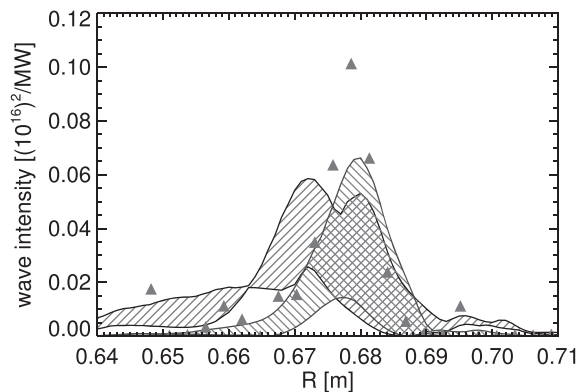


図14 Alcator C-modにおけるAORSAコードによるICRF駆動遅波のSynthetic信号とPCI計測値の比較。右上がり斜線部はH minorityがマクスウエル分布した場合、右下がり斜線部は高エネルギー成分を持つ場合、三角シンボルはPCIの計測値[39]。



ング信号が300 kHzの信号を形成し、80 MHzの揺動をダウンシフトして計測することが可能になる[38].

図13にAORSAコードによる電界分布と、PCIで計測を予測されるSynthetic信号を示す. H-D混合プラズマのH minority加熱におけるAORSAコードの結果を視線積分したSynthetic DiagnosticsとPCIの計測値を図14に示す. H minorityに高エネルギー成分を加えた結果と計測値は良い一致を示した[39]. しかし、アンテナの前面ではSynthetic Diagnostics信号と計測信号は良い一致を示すものの、アンテナから離れた位置では両者の乖離が大きく、今後より詳細なモデリングが必要であることが報告されている[39].

### 3.2 空間分解計測

前節に示したように、PCIは視線積分計測であっても、シミュレーションコードとのSynthetic Diagnosticsとの比較により詳細な物理を議論することができる. 特に、比較的理解が進んでいる事象について、それを予測する計算コードが整備されている場合はSynthetic Diagnosticsと計測結果の比較は有効な手法である. しかし、Synthetic Diagnosticsと計測結果が一致しない場合は、その後の研究の展開は容易ではない. 計算コードの不完全さに起因するのか、コードの取り扱っている物理モデルに起因するのか、それともPCIの計測に問題があるのか、理論、および実験の双方から検討する必要がある.

輸送や加熱効率の変化は、温度や密度分布の変化として観測される. その際に、分布が変化した空間位置において巨視的不安定性や微視的乱流がどのように変化するかを計測できれば、たとえシミュレーションコードが整備されていないとしても、それをきっかけとして理解が進み、場合によっては新たな理論モデルが創出されるであろう. 多くの装置で温度、密度の空間分布の時間変化がトムソン散乱、干渉計、荷電交換分光によって、ルーチ的に供給されているが、それと同様に揺動の空間分布の時間変化をルーチ的に供給することは、これら輸送物理、加熱物理の理解のために極めて有用である. PCIで磁気シア法を用いて揺動の空間分布を取得できればこれが可能となる. 以下に磁気シア法を適用したPCIによる乱流の空間分布の計測例を紹介する.

TCVトカマクにおいて接線入射したレーザービームを用いたPCIによる乱流揺動の計測が行われている. 図15のようにCO<sub>2</sub>レーザービームは接線方向に入射される. ビームが磁気面と接する位置をゼロとした場合の磁力線の交差角度を図16に示す. 磁力線の交差角度はプラズマ内部が正磁気シア(実線)であっても、負磁気シア(破線)であっても影響を受けない. 図16に示すように接線位置においては急速に磁力線の角度が変化するためこの付近において、高い空間分解能を取得できる.

TCVトカマクではプラズマの断面形状を逆D形にすると閉じ込めが改善することが見出された[40]. そこで、閉じ込め改善の物理機構を理解するために、接線PCIを用いて通常のD型プラズマと逆D型プラズマで局所的な乱流振幅を密度で規格化した乱流揺動レベルを比較した.

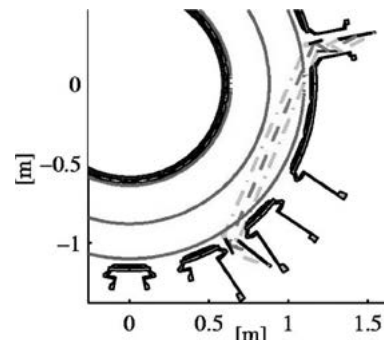


図15 TCVトカマクにおける接線視野PCIのビームパス[15].

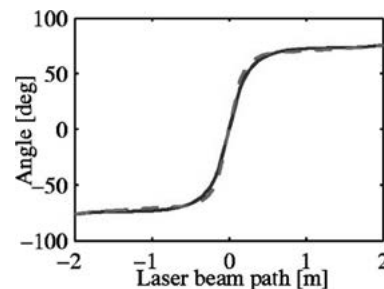


図16 TCVトカマクにおける接線視野PCIの磁力線の交差角度. 実線は正磁気シア、破線は負磁気シア[15].

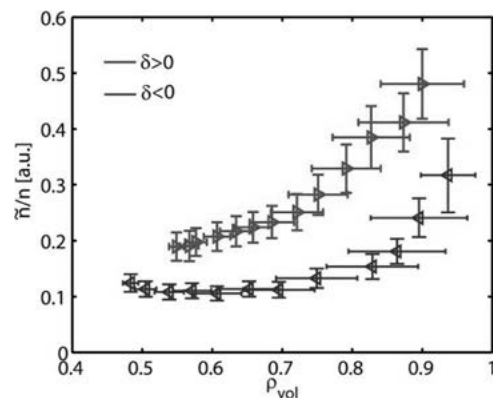


図17 TCVトカマクにおけるD型 ( $\delta > 0$ 上側のデータセット $\blacktriangle$ )と逆D型 ( $\delta < 0$ 下側のデータセット $\blacktriangledown$ )の揺動レベルの比較[16].

その結果、図17に示すように乱流揺動レベルが逆D形で大きく減少していることが明らかになり、プラズマの断面形状を逆Dにすることにより何らかの乱流安定機構が存在することが明らかになった. また、TCVでは接線PCIによりイオンスケールの乱流を安定化するGAM振動を計測することにも成功した[41].

LHDにおいては、粒子輸送の増大とともにPCIで計測した $\rho = 0.7 - 1.1$ における実験系でイオンの反磁性方向に進行する乱流揺動レベルが強い相関を持つことが実験的に明らかになった[42, 43].

核融合科学研究所で開発されたジャイロ運動論による乱流シミュレーションGKVコード[44, 45]を用いたLHDのNB加熱プラズマの解析が精力的に行われた[10, 46]. 図18に密度、温度分布と乱流揺動の分布を示す. (a-1)に示すように5 MWの中性粒子ビーム (Neutral Beam; NB) 加熱において1.5 keV程度であった中心イオン温度は、(b-1)に示すように21 MWのNB加熱において4 keV程度

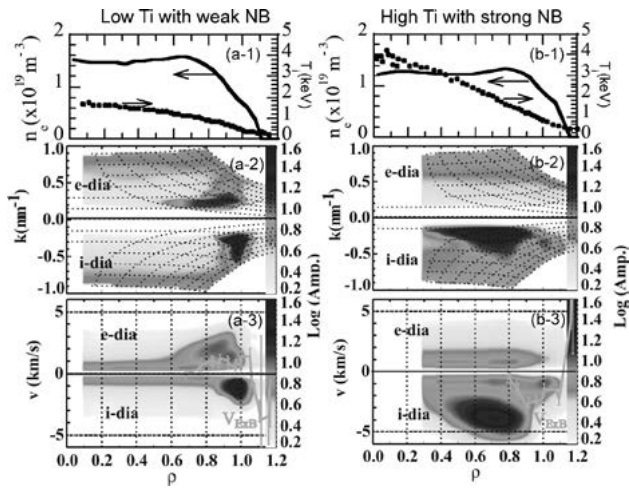


図18 LHDにおけるイオン加熱の違いによる分布の変化 ((a-1), (b-1)電子密度分布とイオン温度分布, (a-2), (b-2)波数スペクトルの空間分布, (a-3), (b-3)位相速度の空間分布, (a-1)-(a-3) 5 MW, (b-1)-(b-3) 21 MW [47]).

まで上昇した。一方、5 MW加熱時は(a-2), (a-3)に示すように規格化位置 $\rho = 1$ 近辺のプラズマ周辺部に乱流揺動が局在するが、21 MW加熱時は乱流の主要な揺動成分はイオン温度勾配が急峻となる $\rho = 0.6 - 0.8$ に存在する。(a-3), (b-3)に示すように乱流の主要な成分は荷電交換分光で計測したポロイダル回転から評価した $E_r \times B_z$ ポロイダル回転速度と比較して、よりイオンの反磁性方向に進行しており、プラズマフレーム上でもイオンの反磁性方向に進行していることを示唆している。これらの結果は定性的にはイオン温度勾配不安定性 (ITG) の性質を示している。

プラズマの温度、密度分布を入力し、ITGの線形スペクトルを各空間位置において計算し、それぞれの空間位置における最大線形成長率の空間分布を図19に示す[46]。図19に示すようにイオン温度の低いLow- $T_i$ 時には不安定領域はプラズマ周辺部であり、イオン温度の高いHigh- $T_i$ 時には不安定領域はプラズマの内部まで広がった。この結果は、定性的には図18に示すPCIで計測した乱流揺動の空間分布の変化と一致する。さらには、波数スペクトルについて、 $\rho = 0.6 - 0.7$ における計測した波数スペクトルと、 $\rho = 0.65$ におけるGKVコードを用いた非線形乱流シミュレーションの比較を行った。図20に示すように、PCIで計測した波数スペクトルのピークは計測のカットオフ波数で決まっているものの、カットオフ波数より高い領域では類似した波数スペクトルの形状が得られた。

最後に、PCIの時間連続計測の特徴を生かして得られた結果を紹介する。将来の核融合炉において、ダイバータの熱負荷を低減させることは重要な課題である。既存のトカマクの実験結果から国際熱核融合実験炉 (International Thermonuclear Experimental Reactor; ITER) においてダイバータプレートに極めて深刻な損傷が予測されていた。しかし、最外殻磁気面外側のスクレイプオフ層 (Scrape Off Layer; SOL) に乱流が存在すると、磁力線と垂直方向の輸送によりダイバータへの接触面積が広がり熱負荷が低減することがシミュレーションにより示されていた[48]。LHDにおいて定性的ではあるが、シミュ

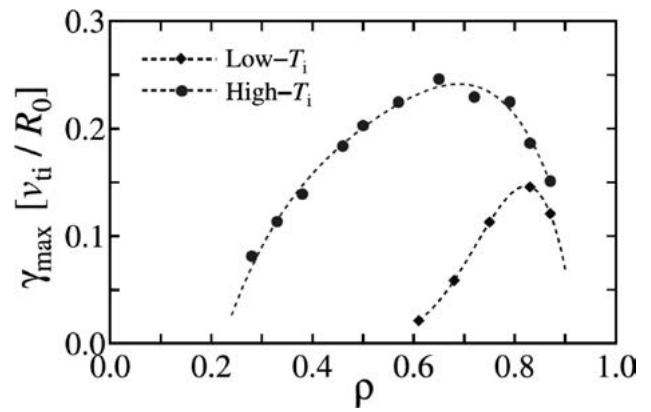


図19 LHDにおけるLow- $T_i$ とHigh- $T_i$ 時のITG線形成長率空間分布 [46].

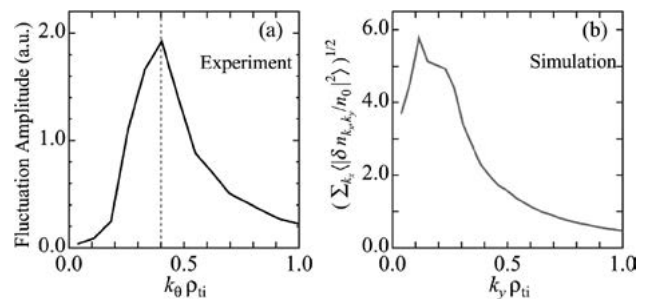


図20 LHDにおけるHighTi時の(a) $\rho = 0.6 - 0.7$ におけるPCIで計測した波数スペクトル, (b) $\rho = 0.65$ におけるGKVコードによる非線形波数スペクトル 破線はPCIのカットオフ波数を示す [10].

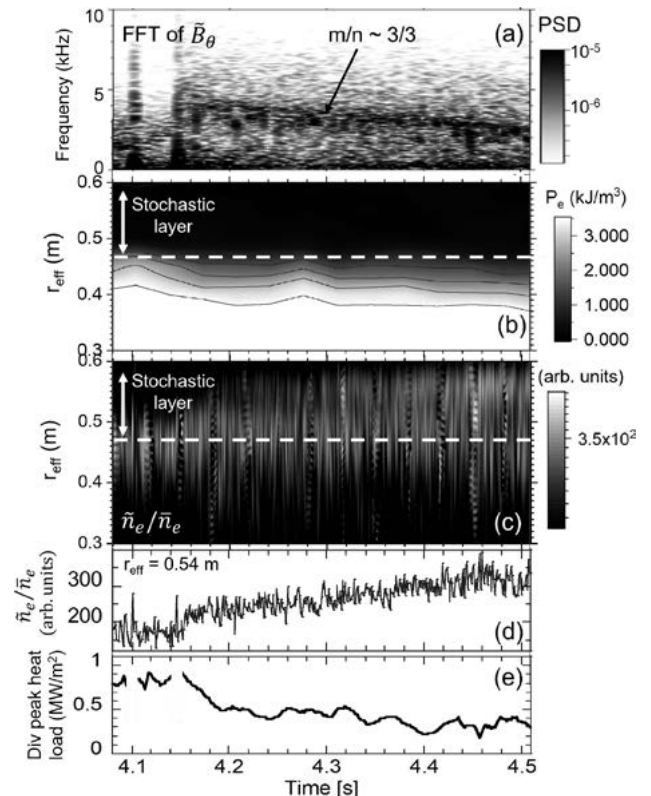


図21 LHDにおける周辺乱流とダイバータ熱負荷の実験結果. (a) 磁気プローブの周波数スペクトル, (b) プラズマ周辺の圧力勾配, (c) PCIによる乱流レベルの空間構造, (d) ストキャステック SOL 領域における揺動レベル, および (e) ダイバータの熱負荷 [49].

レーションが予測するように、乱流が熱負荷抑制することを、PCIの計測結果より見出した。図21にダイバータの熱負荷が減少したときに観測された揺動と分布の時間変化を示す。図21において(e)に示すようにダイバータの熱負荷は $t = 4.15$  sec以降に減少していく。 $t = 4.15$  sec以降に磁気プローブでは $m/n = 3/3$ のモードが励起され、それと同時に(c)に示すようにPCIにより計測した乱流揺動レベルが点線で示した最外殻磁気面より外側のストキャスティックなSOL領域に広がっていくことが観測された。(d)に示すようにストキャスティック領域における揺動レベルも増加している。このような乱流の広がり(Turbulence Spreading)とダイバータ熱負荷の低減は $m/n = 3/3$ モードの磁場揺動が誘起された時のみ観測され、磁場揺動と閉じ込め領域からSOL領域へのTurbulence Spreadingとの間にながしかの因果関係があることを示唆している。

これらの結果の他にもLHDの2D-PCIにより得られた最近の注目すべき結果として、水素同位体効果による重水素プラズマでの乱流の減少[50-52]、軽水素と重水素の混合プラズマにおける同位体混合がITG的な乱流で起こり、TEM的な乱流で起こらないこと[53, 54]、不純物パウダードロップにおける閉じ込め改善と乱流揺動の抑制[55, 56]、高速イオンによる乱流の抑制[57]などがある。これらの実験においては当初の乱流の変化を予想していなかったものの、PCIの計測結果により乱流の寄与が明らかになった結果もある。2D-PCIはLHDにおいて、ほぼすべての運転領域で信号取得が可能であり、なおかつ、乱流の空間分布の時間変化をルーチ的に計測することが可能である。その結果、予期しない多くの乱流揺動に関する知見を得ることができた。

#### 4. まとめと今後の展望

PCIは高温プラズマ中での微小な乱流揺動を高感度で計測することができる。入射レーザービーム軸方向に空間分解能を持たない場合も、数値シミュレーションにSynthetic Diagnosticsを適用することにより乱流駆動輸送や巨視的な不安定性、波動加熱で誘起される揺動に関する物理機構の理解を進めることができる。磁気シア法を用いればビーム軸方向に空間分解能を取得でき、新しい物理現象における乱流揺動の変化を計測することにより、新しい物理機構の理解に貢献できる。

現在のところ、ほとんどの装置では $10 \mu\text{m}$ 付近の赤外線 $\text{CO}_2$ レーザーを用いて計測されているが、より波長の短い波長 $1.06 \mu\text{m}$ のYAGレーザーを用いた計測例もある。YAGレーザーでは $\text{CO}_2$ レーザーに比べて波長が $1/10$ となり、位相変化が $1/10$ となるため、信号強度が小さくなる。また、位相プレート上の集光が小さくなるため、精度のある位相プレートの製作、および、位相プレートへのビームの集光の安定性を保つことが課題になる。核融合研のCompact Helical System (CHS)では出力を安定化したYAGレーザーを用いて信号を取得することができた[58, 59]。LHDでは安定化機構のないYAGレーザーを用いた

計測を試みたが、有意な信号を得ることができなかった[60]。PCIでは多くの場合、レーザー出力の揺らぎが主要なノイズ源となりレーザー出力の安定化が必要となる。YAGレーザーを用いた場合、検出器を冷却する必要がないためシステムが簡便となり、これらを解決できれば有用な手法になり得る。

現在のところ、高温プラズマにおける主要な乱流計測はマイクロ波反射計である。マイクロ波反射計ではカットオフ層における乱流揺動を計測するため、特に密度勾配が急峻である場合は、極めて優れた空間分解能(小半径の1%以下)を取得することができる。この優れた空間分解能は特にトカマクにおいてH modeで形成される周辺の輸送障壁の理解に極めて重要なデータを供給してきた。計測システムは、伝送系については比較的単純であり、ドップラー反射計などで特定の波数成分を計測するためにアンテナの送信、受信方向の調整は必要になるが、振動の影響はなく、PCIのような位相プレート上での厳密なビームの位置制御は必要ない。また、PCIと異なり貫通型のポートが必要ないためプラズマへのアクセスが比較的容易である。さらには、検出器は常温で高速に応答するものが入手可能であることも利点である。しかしながら、マイクロ波反射計では正面反射のヘテロダイン反射計の場合は散乱光成分を十分に受信できていないときに、位相がジャンプするフリンジジャンプの現象が起きる。また、ドップラー反射計で後方散乱成分を取得する場合は揺動振幅の絶対値の評価、異なる波数信号での相対評価は容易ではない。また、幅広い領域を計測するには多くのマイクロ波ソースが必要である。さらにはLHDで観測されるような密度分布がフラットまたはホローな場合はプラズマ内部領域での計測が不可能となる。

計測システムの設置は、PCIよりマイクロ波反射計の方が容易であろう。マイクロ波反射計は計測の適用範囲は限られ、データの解釈に注意を要するもの、優れた空間分解能を得ることができることから、多くのトロイダル装置で適用されている。PCIはマイクロ波反射計と多くの点で反対の性質を持つ。設置は振動に影響を受けない環境下での設置が必要であり、空間分解能は最も優れた接線入射においてもマイクロ波反射計ほどは優れていない。検出器は液体窒素冷却が必要で、トラス実験室の外に信号を送信できない場合は検出器のガンマ線、中性子による損傷を防ぐためのシールドが必要である。しかしながら、極めて広いプラズマパラメータ領域で計測でき、2D磁気シア法を用いれば時間連続的な空間分布の変化を計測できる。特にプラズマ内部の計測が可能であることはジャイロ運動論シミュレーションと相性が良く、乱流シミュレーションの検証研究を行うことに適している。

PCIにしる、反射計にしる計測できるのは電子密度揺動のみであるということに注意を要する。乱流が駆動する輸送は電子密度揺動だけでなく、イオン密度、電子温度、イオン温度、ポテンシャル、および磁場の揺動が寄与しており、PCIおよび反射計はこれら揺動の一部しか計測していない。これら他の物理量の揺動の高精度計測の開発

も追及するべきであろう。一方、電子密度揺動の詳細な計測を追求することにより、多くの新しい発見がされてきたし、今後も期待できるであろう。

現在、我々はEUROFusionのスイス連邦工科大学のStefano Coda博士のグループと共にJT-60SAへの適用をめざした接線入射PCIの開発研究を進めている[22, 23]。すでにSynthetic Diagnosticsについても結果を得ている[23, 26]。JT-60SAでPCIが実現すれば核融合炉と同等条件下における乱流について、多くのエキサイティングな結果が得られるであろう。

## 謝 辞

本解説記事は、JSPS科研費21H04458、および核融合科学研究所研究費10201010SIU003の助成を受けたものです。

## 参考文献

- [1] F. Zernike, *Science* **121**, 345 (1955).
- [2] W. Klein and B.D. Cook, *IEEE Trans. Sonics Ultrasonics* **14**, 123 (1967).
- [3] H. Weisen, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 1544 (1988).
- [4] E.M. Edlund *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 10E105 (2018).
- [5] Z. Huang *et al.*, *J. Instrum.* **16**, P01014 (2021).
- [6] T. Kinoshita *et al.*, *J. Instrum.* **15**, C01045 (2020).
- [7] K. Matsuo *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **24**, 634 (1985).
- [8] 木下稔基: 磁場閉じ込め高温プラズマにおける電子密度および電子密度揺動計測のためのレーザー計測開発と揺動および熱、粒子輸送の水素同位体効果, PhD thesis, 九州大学 (2023).
- [9] A. Truc *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 3716 (1992).
- [10] M. Nunami *et al.*, *Phys. Plasmas* **19**, 042504 (2012).
- [11] K. Tanaka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 10E702 (2008).
- [12] S. Kado *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34**, 6492 (1995).
- [13] S. Kado *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn.* **65**, 3434 (1996).
- [14] J. Dorris *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **80**, 023503 (2009).
- [15] A. Marinoni *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 10E929 (2006).
- [16] Z. Huang *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **61**, 014021 (2018).
- [17] T. Akiyama *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **58**, 352 (2010).
- [18] S. Coda, An experimental study of turbulence by phase-contrast imaging in the DIII-D tokamak, PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology (1997).
- [19] C. Michael *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 093503 (2015).
- [20] K. Tanaka *et al.*, *Nucl. Fusion* **57**, 116005 (2017).
- [21] C. Michael *et al.*, *Nucl. Fusion* **58**, 046013 (2018).
- [22] K. Tanaka *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **87**, 11E118 (2016).
- [23] S. Coda *et al.*, *Nucl. Fusion* **61**, 106022 (2021).
- [24] H.M. Presby and D. Finkelstein, *Rev. Sci. Instrum.* **38**, 1563 (1967).
- [25] H. Weisen, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **28**, 1147 (1986).
- [26] H. Weisen *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **30**, 293 (1988).
- [27] K. Tanaka *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 2260 (1992).
- [28] K. Tanaka *et al.*, *J. Phys. Soc. Jpn* **62**, 3092 (1993).
- [29] S. Cod *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **63**, 4974 (1992).
- [30] S. Coda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4835 (2001).
- [31] D.R. Ernst *et al.*, Identification of TEM turbulence through direct comparison of nonlinear gyrokinetic simulations with phase contrast imaging density fluctuation measurements, in Proc. 21st Int'l. Atomic Energy Agency Fusion Energy Conference, Chengdu, China, 2006, IAEA-CN-149/TH/1-3, available as [https://www-pub.iaea.org/MTCD/Meetings/FEC2006/th\\_1-3.pdf](https://www-pub.iaea.org/MTCD/Meetings/FEC2006/th_1-3.pdf)
- [32] L. Lin *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **51**, 065006 (2009).
- [33] J. Rost *et al.*, *Phys. Plasmas* **17**, 062506 (2010).
- [34] N. Kasuya *et al.*, *Nucl. Fusion* **58**, 106033 (2018).
- [35] J.-P. Böhner *et al.*, *J. Plasma Phys.* **87**, 905870314 (2021).
- [36] A. Iantchenko *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **65**, 025005 (2022).
- [37] E. Edlund *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 165003 (2009).
- [38] E. Nelson-Melby *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 155004 (2003).
- [39] N. Tsujii *et al.*, *Phys. Plasmas* **22**, 082502 (2015).
- [40] Y. Camenen *et al.*, *Nucl. Fusion* **47**, 510 (2007).
- [41] C. De Meijere *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **56**, 072001 (2014).
- [42] K. Tanaka *et al.*, *Nucl. Fusion* **46**, 110 (2005).
- [43] K. Tanaka *et al.*, *Fusion Sci. Technol.* **58**, 70 (2010).
- [44] T.-H. Watanabe and H. Sugama, *Nucl. Fusion* **46**, 24 (2005).
- [45] M. Nunami *et al.*, *Plasma. Fusion Res.* **5**, 016 (2010).
- [46] M. Nunami *et al.*, *Plasma. Fusion Res.* **6**, 1403001 (2011).
- [47] K. Tanaka *et al.*, *Plasma. Fusion Res.* **5**, S2053 (2010).
- [48] C.S. Chang *et al.*, *Nucl. Fusion* **57**, 116023 (2017).
- [49] M. Kobayashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **128**, 125001 (2022).
- [50] K. Tanaka *et al.*, *Nucl. Fusion* **59**, 126040 (2019).
- [51] K. Tanaka *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **62**, 024006 (2019).
- [52] K. Tanaka *et al.*, *Plasma Phys. Controll. Fusion* **63**, 094001 (2021).
- [53] K. Ida *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 025002 (2020).
- [54] K. Ida *et al.*, *Nucl. Fusion* **61**, 016012 (2020).
- [55] F. Nespoli *et al.*, *Nat. Phys.* **18**, 350 (2022).
- [56] F. Nespoli *et al.*, *Nucl. Fusion* **63**, 076001 (2023).
- [57] H. Sakai *et al.*, *Plasma. Fusion Res.* **18**, 2402069 (2023).
- [58] T. Minami *et al.*, *Nucl. Fusion* **49**, 085018 (2009).
- [59] K. Matsuo *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 013501 (2012).
- [60] 酒井彦那: LHDにおける電子密度の巨視的揺動と乱流の計測開発に関する研究, 九州大学修士論文 (2022).



たなか けんじ  
田中謙治

核融合科学研究所可視化センシングユニット教授。学生時代はHeliotron-EでPCIを立ち上げ、1993年より核融合科学研究所でCHSの干渉偏光計、LHDの干渉計、PCIなどの計測の開発に従事しています。計測するだけでなく、輸送解析、シミュレーションとの比較にも取り組んでいます。2009年より九州大学の連携講座を担当しています。趣味はヨットで年に数回三河湾や伊勢湾をクルージングすることです。愛艇ガメラ号との付き合いは20年以上になり、妻との結婚生活より長いです。



きのした としき  
木下稔基

九州大学 応用力学研究所 高温プラズマ理工学研究センター・助教。2023年九州大学大学院博士後期課程修了。博士（工学）。大学院在学中にLHDにおいて位相コントラストイメージングを用いた乱流計測およびそれを用いた閉じ込めの物理機構の解明に従事していました。現在は九州大学にあるQUESTにおいて輸送研究を始めるべく、計測器開発に積極的に取り組んでいます。また、趣味は最近始めたキックボクシングであり、試合出場をめざして日々トレーニングに励んでいます。



さかい ひこな  
酒井彦那

九州大学大学院 総合理工学府 プラズマ・量子理工学メジャー。2022年九州大学大学院博士前期課程修了。修士（工学）。現在同大学院博士後期課程の2年生で、博士前期課程から核融合科学研究所に常駐して位相コントラストイメージング関連の開発と少しだけ干渉計の解析に従事しています。最近ではドイツのマックス・プランク研究所に向いて自身の計測を導入し、プラズマ計測を行いました。実家で飼育しているうさぎに心酔しており、帰省の度にお土産のおやつを献上するのが至上の喜びです。