



レーザー位相差法(LPC)による プラズマ密度揺動スペクトル計測の実際

門 信 一 郎

(東京大学高温プラズマ研究センター)

Application of Laser Phase Contrast (LPC) Method for Density Fluctuation Spectra in Plasmas

KADO Shinichiro

High Temperature Plasma Center, University of Tokyo, Tokyo 113-8656, Japan

(Received 8 May 2000 / Accepted 29 June 2000)

Abstract

A laser phase contrast (LPC) method is a useful diagnostic technique especially for the wavenumber spectra of the turbulent density fluctuations, because it applies imaging optics. Recently this line-of sight measurement has been improved to yield spatially resolved information by making use of the direction of fluctuation wavevectors with respect to the sheared magnetic field lines in toroidal devices. This paper describes the overview of the principle of this method, the verification of the orientation-resolving system, and results applied to the plasma discharges in Heliotron E helical device. This method have made it possible to analyze poloidally counter-propagating pair of waves, electron and ion branches, separately, which are expected to be important in identifying the fluctuations.

Keywords:

laser phase contrast method, CO₂ laser, fluctuation, electron branch, ion branch, radial electric field, density gradient, FFT, MEM

1. はじめに

密度揺動とプラズマの閉じ込め性能との因果関係は、閉じ込め研究初期の段階より指摘され、研究されてきており[1-3], Fig. 1 の矢印(1)~(10)に示されるように相互に密接に影響を及ぼしている[4, 5]. プラズマの種々のパラメータがある空間分布をとると、パラメータ勾配を自由エネルギーとして励起(1)した線形モードは、非線形モード間結合等(2)を経て生じた乱流となって輸送に影響(3)し、生成(4)された粒子束、エネルギー束が再びパラメータの空間分布を修正する(5). さらに、運動量(粒子束)バランスから生成(6)される径電場は粒子軌道を修正して

author's e-mail: kado@q.t.u-tokyo.ac.jp

新古典輸送に影響する(7)のみならず、乱流の性質をも修正し(8)、異常輸送機構にも影響を及ぼす. 諸パラメータの空間分布は、ガスパフやペレット入射、リミタ挿入やバイアス印加、加熱等により影響を与えることが可能である(9). 特に径電場は加熱による軌道損失の変化によっても変更される(10)と考えられる. そこで、

- (i)何を自由エネルギーとして揺動が励起されるか(線形不安定性の同定)
- (ii)存在している揺動はどのような性質を持つか(揺動の特性)
- (iii)揺動の乱流的性質を変えるパラメータが存在するか

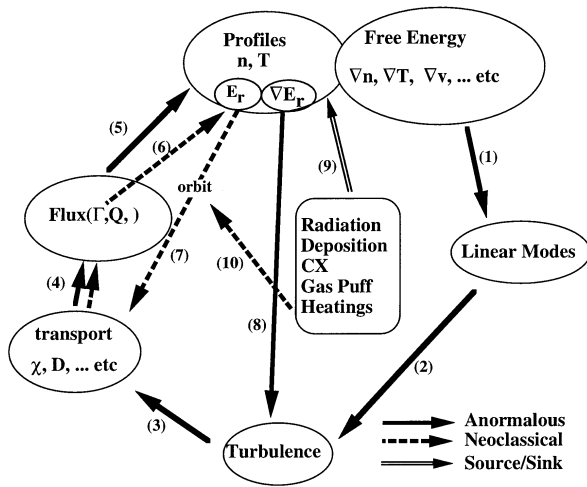


Fig. 1 Relation between fluctuation and transport.

(揺動の制御)

に着目した揺動計測をもとに、閉じ込めとの関連を議論することが望まれる。

(iii)に関連して近年、大きな注目を集めているのは、Bigrariらの提唱した、「径電場シアによる揺動の空間相関長(平均波数の逆数に対応)の減少が輸送改善に寄与する[6,7]」という理論モデルを支持する現象の観測である(H-mode, ITB等)。反射計、重イオンビームプローブ法等の進歩によって、揺動レベル、周波数スペクトルが高空間分解($\sim \text{mm}$)で測定できるようになり、揺動計測は著しく進歩した。しかし、(ii)の研究に欠くべからざる性質に“波数”がある。波数スペクトルは、揺動の同定だけでなく、どの波数領域から揺動抑制が効いてくるか、という興味深い問いへの手がかりになると考えられるが、空間分解能と波数計測は二律背反ともいえる、これらの計測法で多点計測を行うにはコスト、ポートアクセスの面で不利といえる。したがって、波数計測に優れたシステムを併用することが望ましい。

本論文では、著者らが開発してきた波数計測に優れたCW-CO₂レーザーを用いたレーザー位相差法、および同手法による高シアトラス装置の空間分布計測の原理を簡単に述べ、性能評価・予備実験について述べる。次に実際のプラズマ(京都大学ヘリオトロンE)に適用して得られた結果、スペクトル解析の実例をあげる。また、付録では少ないデータ点からのスペクトル推定を可能にする最大エントロピー法の適用の実際について述べる。

2. レーザー位相差法

2.1 レーザー位相差法の歴史

レーザー位相差法(Laser Phase Contrast method: LPC法)は、結像光学系を利用するため、原理的に波数計測に適しており、しかも対面した一対の計測ポートしか必要としないシングルパス光学系であるため、大角度散乱における散乱体積が観測位置となるマイクロ波ブラッグ散乱計測や、外部参照光学系を必要とするヘテロダイン法等に比べ、ポートの要求が大幅に軽減される。

LPC法は1980年代中旬にWeisenによって初めてTCAトカマクに適用され[8,9]、その後1991年Matsuoらによって確立された[10]。TanakaらはLPC法をヘリオトロンE装置に適用し、揺動のパワースペクトル $S(k, f)$ を求めた[11]。ここで k は揺動の波数、 f は周波数である。その他、LPC法はDIII-Dに適用され[12]、L-H遷移時に周波数スペクトル低減が観測された[13]。また、TEXT-Uにも適用が試みられ[14]、1999年に複数成分の揺動の存在が報告された[15]。1995年頃より中国のKT-5Cトカマクにも設置され、計測が始まっている[16]。これら従来の方法は線積分計測である、という欠点があったが、著者らの研究により、環状型閉じ込め装置のシア磁場を利用することで、ビーム軸方向の空間分布計測を可能とした[17]。これによって、高シアの磁場閉じ込め装置、とりわけヘリカル型装置においては、ポロイダル断面の上下部を分離することで、ポロイダル波数の符号を分離した形でパワースペクトルが得られるようになり、計測法として一歩前進したといえる[18,19]。

著者らによる空間分布計測法開発は九州大学村岡克紀研究室の1993年から数年にわたる修士論文のテーマとして行われた[20-22]。以降、京都大学ヘリオトロンEグループとの共同研究の下、1996年まで様々な放電条件において計測をおこない、その成果は著者の博士学位論文にもまとめてある[23]。同時に、少ない空間チャンネルでも良好なスペクトルを与える最大エントロピー法適用も進められ波数方向の分解能向上が必要な場合は、時間方向にFFT、空間方向にMEMを用いることが適当である、という結果を得た[24]。

以上の計測にはすべて最適の波長をもつCO₂レーザー(10.6 μm)が用いられたが、現在、福岡工業大学のグループと、文部省核融合科学研究所のCHS装置との共同研究において、YAGレーザー(1.06 μm)等の、より短波長のレーザーを用いたシステムの開発が行われている。YAGレーザーを用いる場合、次節に述べる位相変調が小さくなるため、測定可能レベル下限の制約が厳しくなるが、

ポートまでの伝送にファイバー光学系を用いることができる等の利点があり、さらに可視光での計測が可能になると、光学系のアライメントも容易になる[25]。

なお、本手法のことをグループによっては、Phase Contrast Imaging (PCI), Laser Phase Contrast Imaging (LPCI), 単に laser imaging 法等と用いる場合がある。著者らは「レーザーの位相揺動をコントラスト揺動として検出する」という意味で、以前より、LPC という略語を、さらに使用するレーザー明示する場合は、CO₂-LPC 法、YAG-LPC 法等のように用いることにしている。

2.2 レーザー位相差法の原理

レーザー位相差法は、トムソン協同散乱を用いて非熱的密度揺動を測定する手法の一つである。非熱的な密度揺動が存在すると、プラズマ屈折率が擾乱を起こす。入射波、散乱波、擾乱の波数ベクトルをそれぞれ k_i , k_s , K とすると、運動量保存 $k_s - k_i = \pm K$ の形で表すことができる。コンプトン散乱を無視すると、 $|k_s| = |k_i| = k$ より、散乱角を θ として、ブラッグ条件 $2k \sin(\theta/2) = mK$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) が導かれ、協同散乱は、音波による光の回折現象[26]と同様に、ブラッグ (Brag) 回折とラマン・ナス (Raman-Nath) 回折というまったく異なる描像に分類される。両者の分類はクライン・クック (Klein-Cook) のパラメータ $Q = K^2 L / k$ で表される。ここで L は光軸に沿った揺動の存在領域 (相互作用長) である。 $Q \gg 1$ の場合、屈折率の周期変化はあたかも結晶格子のように振る舞い、+ または -1 次の大角度の回折光のみ観測される。符号は $|k_s| = |k_i|$ を満たす方向で決まる。この回折光のスペクトルを検出するのがブラッグ散乱法であり、1 散乱角に対応する 1 波数成分が測定される。対して、 $Q < 1$ の場合、屈折率の周期変化は入射光の位相のみを変化させる位相格子として振る舞い、極遠方 (フラウンホーファー領域) で $\pm$ 高次の回折光を生じる。これは輻射の角分布の広がり、極めて微小の正負のブラッグ角を同時に満たすためであり、電磁波の入射方向に垂直に伝搬する揺動成分を反映する[10, 27]。これがラマン・ナス回折であり、波の“像”が投影される。このラマン・ナス領域における位相変調をなんらかの方法で検出することにより、密度揺動を計測することが可能となる。

測定対象とする揺動は、密度 10^{19} m^{-3} 、磁場 1 T で波長がラーモア半径程度とすると、ラマン・ナス領域を利用するには、 $K < 1.5 [\text{mm}^{-1}]$, $L < 100 [\text{mm}]$ で $\lambda < 28 [\mu\text{m}]$ が必要である。以下に示すように、この波長範囲で最大の位相変調を得るには、波長が大きいほど好ましい。したがって本研究では、光源として波長 $10.6 \mu\text{m}$ の CO₂

レーザーを選択した。

波長 λ_0 の電磁波が密度 n_{e0} のプラズマを透過する場合 (反射・屈折しない)、屈折率は 1 に近く、

$$\mu \simeq 1 - \frac{\lambda_0^2 r_e}{2\pi} n_{e0} \quad (1)$$

で表せる。ただし、

$$r_e = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{e^2}{m c^2} \quad (2)$$

を用いた。均一なゆらぎが長さ L にわたり存在するとき、屈折率変動 $\Delta\mu$ に呼応する位相変調 $\Delta\phi$ は

$$\Delta\phi = \Delta\mu k_0 L = \Delta\mu \frac{2\pi}{\lambda_0} L \quad (3)$$

となるので、位相変調 $\Delta\phi$ を検出できれば、

$$\Delta n_e = -\frac{1}{\lambda_0 r_e L} \Delta\phi \quad (4)$$

の関係式より、密度のゆらぎの大きさがわかる。ただし、現実にはゆらぎの相互作用長 L の定量的評価は困難であるため、本研究ではゆらぎを線積分値 $\Delta n_e L$ というパラメータで取り扱う。

Fig. 2 の結像光学系において、+z 方向にプラズマに入射したレーザービームが、レンズ L_1 の前焦点 $z = 0$ から z_0 だけ離れた位置に存在するゆらぎにより位相変調を受ける場合を考える。このとき、レンズ L_1 の後焦点位置を $z = z_{pp} (= 2f_1)$ とし、位相差法の場合はこの位置に位相プレートを設置する。さらに、この点が前焦点になるよ

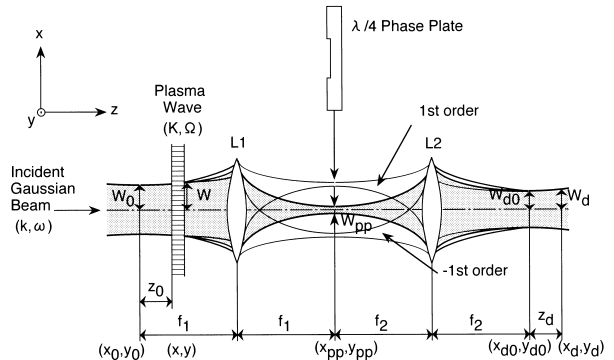


Fig. 2 Basic arrangement of the optical system for detecting phase modulation of the incident beam. Phase Scintillation (PS) method utilize defocus of the phase image at x_d - y_d plane, which produces the amplitude image. In Laser Phase Contrast (LPC) method, the $\lambda/4$ phase plate convert the phase image into the amplitude(contrast) image.

う $z = 2f_1 + f_2$ 点にレンズ L_2 を置き, L_2 の後焦点 $z = z_{d0}$ ($= 2f_1 + 2f_2$) から z_d だけ離れた位置に検出器を置く.

レーザービームはガウスビームと仮定し, 波数 k とする. ビームウェストは $z = 0$ 点に来よう設定してある. ゆらぎは x 方向に波数 K , 角周波数 Ω で伝搬する振幅 ϕ の単色波とする.

$z = 0$ におけるガウスビームの複素振幅

$$U_0(x_0, y_0) = \exp\left(-\frac{x_0^2 + y_0^2}{W_0^2}\right) \quad (5)$$

に対して検出器面における複素振幅は位相変調 ϕ の 1 次の項までとると,

$$U_d = -\frac{M^{-1} \exp[i(\text{real})]}{1 + i\zeta_d} \cdot \exp\left[-\left(\frac{y_d}{W_d}\right)^2\right] \\ \times \left\{ \exp[-\alpha^2] + j \frac{\phi}{2} \left\{ \exp[-(\alpha - \beta)^2] \exp[i(\gamma - \delta - \Omega t)] \right. \right. \\ \left. \left. - \exp[-(\alpha + \beta)^2] \exp[i(\gamma + \delta + \Omega t)] \right\} \right\} \quad (6)$$

ただし,

$$\left[\begin{array}{l} \alpha = \frac{x_d}{W_d} \quad \beta = \frac{\zeta_d - \zeta_0}{\sqrt{1 + \zeta_d^2}} \frac{KW_0}{2} \\ \gamma = \frac{1 + \zeta_0 \zeta_d}{1 + \zeta_d^2} (\zeta_0 - \zeta_d) \left(\frac{KW_0}{2} \right)^2 \quad \delta = \frac{1 + \zeta_0 \zeta_d}{1 + \zeta_d^2} 2 \left(\frac{KW_0}{2} \right) \sqrt{1 + \zeta_d^2} \frac{x_d}{W_d} \end{array} \right]$$

$\zeta_0 = z_0/z_{0r}$, $\zeta_d = z_d/z_{dr}$ (z_{0r} , z_{dr} はそれぞれの位置でのレイリーゾーン長: $kW_0^2/2$, $kW_d^2/2$, k はレーザーの波数) と表せる. また, $M = f_2/f_1$ は結像光学系の光学倍率である.

ここで, ϕ の 1 次の項に付加した位相パラメータ j に着目しよう. 位相変調の検出方法として有名なものが, ヘテロダイン検波等, 位相変調を受けた光に参照光を重ね合わせることである. 本計測法の特徴は, 一対の対面ポートに透過させたレーザー光のみで計測できる結像光学系を利用することであるが, これは, 位相変調による回折光と非回折光を重ね合わせることから「自己ホモダイン検波」であるともいえる. この配位で位相変調を振幅変調に変換するには 2 通りの方法がある. 一つが位相シンチレーション (PS) 法であり, 結像地点からのずれ, すなわち “ボケ” によって位相変調と振幅変調が入れ代わる性質を利用した方法である. もう一つが, 位相差法であり透過光 (ϕ の 0 次項) と 1 次回折光 (ϕ の 1 次項) とに $\pi/2$ の位相差を付ける (正確には, もともとあった

位相差を戻して振幅に反映する) ことで結像位置での検出が可能となる. 以下にその様子を定式化する.

PS法では位相差を付けず, LPC法では $\pi/2$ の位相差を付けるので, 位相パラメータ

$$j = \begin{array}{l} 1 : \text{PS} \\ i : \text{LPC} \end{array} \quad (7)$$

と書くことができる. 実際の光学系では, 0 次の項と 1 次の項とに位相差を付けられるのは, それらの項が回折成分として分かれている, $x_{pp} - y_{pp}$ 面である.

検出器面で検出される強度は, 複素共役 U_d^* との積をと

$$|U_d U_d^*| = \frac{M^{-2}}{1 + \zeta_d^2} \cdot \exp\left[-2\left(\frac{y_d}{W_d}\right)^2\right] \\ \times \left\{ \exp[-2\alpha^2] + 2\phi \exp[-2\alpha^2 - \beta^2] \right. \\ \times \left[\cosh(\alpha\beta) \left\langle \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} \right\rangle \sin(\delta + \Omega t) \right. \\ \left. \left. + (\sinh(\alpha\beta)) \left\langle \frac{\cos \gamma}{-\sin \gamma} \right\rangle \cos(\delta + \Omega t) \right] \right\} \quad (8)$$

と表される. ただし, 内の上部分は PS 法 ($j = 1$), 下部分は LPC 法 ($j = i$) の時の値を示す.

位相変調 ϕ は, 式 (8) の第 2 項を第 1 項で除して,

$$\phi = \exp(-\beta^2) \sqrt{\frac{1}{2} [\cosh(2\alpha\beta) - 1] + \left\langle \frac{\sin^2 \gamma}{\cos^2 \gamma} \right\rangle} \\ \times \sin(\delta + \Omega t + \Delta\varphi) \quad (9)$$

ただし,

$$\Delta\varphi = \tan^{-1} \left[\frac{\sin(\alpha\beta) \left\langle \frac{\cos \gamma}{-\sin \gamma} \right\rangle}{\cosh(\alpha\beta) \left\langle \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} \right\rangle} \right], \quad \beta^2 = \frac{\zeta_0 - \zeta_d}{1 + \zeta_0 \zeta_d} \gamma,$$

$2\alpha\beta = \frac{\zeta_d - \zeta_0}{1 + \zeta_d^2} M^{-1} K x_d$ と表せる ($\alpha\beta$ の計算では, 公式,

$W_d = W_{d0} \sqrt{1 + \zeta_d^2}$, $M = f_2/f_1 = W_{d0}/W_0$ を用いた).

式 (9) で, $x_d = 0$ の位置での信号を求めると,

$$\phi = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\zeta_0 - \zeta_d}{1 + \zeta_0 \zeta_d} \gamma\right) \left\langle \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma} \right\rangle \sin(\Omega t + \Delta\varphi) \quad (10)$$

と表せ, PS 法と LPC 法とでは, γ について位相が $\pi/2$

ずれている。例えば、 $\alpha\beta = 0$ かつ $\gamma = 0$ のとき PS 法による信号強度が最小、LPC 法による信号強度が最大となり、これは $\zeta_d = \zeta_0$ とすることで達成される。すなわち、PS 法の信号が最小になるよう検出器の位置を調節すれば、LPC 法の信号を最大とすることができ、これを現実の光学系設置の感度較正として用いることができる。

以下、式(10)の具体例を用いて LPC 法と PS 法の比較検討を行う。

まず、 ϕ の包絡線(時間に依存しない項)について考察する。 $\gamma = 0$ (すなわち $\zeta_d = \zeta_0$) のとき、

$$\phi = \frac{1}{2} \sqrt{\left\langle \frac{0}{1} \right\rangle} \sin(\delta + \Omega t + \Delta\phi) \quad (11)$$

となり、 x_d 、 K の値にかかわらず、LPC 法によってのみ信号が検出される。このとき、LPC 法の信号強度が最大となる。

また、 $\gamma = \pi/2$ のとき、

$$\begin{aligned} \phi = \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\zeta_0 - \zeta_d}{1 + \zeta_0 \zeta_d} \cdot \frac{\pi}{2}\right) \\ \times \sqrt{\frac{1}{2} \left[\cosh\left(\frac{\zeta_d - \zeta_0}{1 + \zeta_d^2} M^{-1} K x_d\right) + \left\langle \frac{1}{-1} \right\rangle \right]} \\ \times \sin(\delta + \Omega t + \Delta\phi) \quad (12) \end{aligned}$$

となり、例えば $x_d = 0$ では、PS 法によってのみ信号が検出されるが、 $x_d \neq 0$ では、 K に依存した ϕ の強度を検出することになる。したがって、振幅の計測という点からみれば x_d の値にかかわらず ϕ が K に依存しない位相差法が適しているといえる。

次に、振動項(時間に依存する項)について考察する。 $\gamma = 0$ のとき、振動項に含まれる δ は $M^{-1} K x_d$ となり、波数が M^{-1} 倍(波長が M 倍)になったゆらぎの“像”が強度分布の中に現れる。この性質が、“イメージング法”と言われるゆえんである。それに対し、PS 法では、 δ に因子 $(1 + \zeta_0 \zeta_d)/(1 + \zeta_d^2)$ がかり、この因子を正確に求めない限り、“ぼやけた”像を観測することになる。したがって、波数計測という観点からみても、LPC 法の方が適していると判断される。

ただし、LPC 法では、 $x_{pp} - y_{pp}$ 面で位相差をつけることができる回折光間距離に下限があり、これが測定可能な波数下限を決める。この下限を取り除くには、透過光と位相が $\pi/2$ 異なる外部参照光を干渉させるほかにないが、光学系の設定および較正等は極めて困難になり、さ

らに放電時の磁場応力による機械的振動の影響が深刻になる。

2.3 空間分布計測法

レーザー光とゆらぎの波数についての運動量保存則により、ゆらぎの伝搬方向と平行に正負の回折を生じるため、回折方向から伝搬方向がわかる。現在対象とされるゆらぎの磁力線方向の波長は磁力線垂直方向にくらべ大きい(ゆらぎは磁場を横切る)ため[28, 29]、シア磁場(空間の各点で磁力線の方向が異なる)をもつトーラス装置では、回折方向→伝搬方向→磁力線のピッチ角→空間位置のプロセスを経て空間位置を特定することができる。この原理に基づく空間分布計測はフランスの超伝導トカマク Tore Supra の CO₂ レーザー散乱法にも適用されている[30]。

回折方向の選択は、位相プレートにスリットを組み合わせ、特定方向以外の回折光を遮断することで実現される。

$\zeta_0 = \zeta_d = 0$ とし、位相プレート上の透過光と 1 次回折光の間の距離を l 、スリット幅を d とする。回折方向とスリット方向のなす角度を θ とする。スリットによって回折方向を分離できる条件は、1 次回折光がスリットの両側に焦点を結ぶときであるので、

$$l \sin \theta \geq \frac{d}{2} \quad (13)$$

と表せる。角度分解能 θ_{res} は θ の最小値で定義できる。詳細は論文[17]に述べてあるので結果を示すと、

$$\theta_{\text{res}}(K) = \sin^{-1}\left(\frac{d^*}{K W_0}\right) \quad (14)$$

である。 d^* は位相プレート位置でのビーム半径で規格化したスリット幅である。なお、

$$K < \frac{d^*}{W_0} \quad (15)$$

に対しては、スリットで切られないので分解能を持たない。

環状型の磁場閉じ込め装置においては、通常磁力線のピッチ角を空間位置(小半径)の関数として表すが、角度分解能(ピッチ角の観測領域)が、観測可能な空間領域を決定するため、その逆関数 $Z(\Psi)$ を用いる。ビーム軸方向の空間分解能 Z_{res} は、Fig. 3 からわかるように、

$$Z_{\text{res}}(\Psi, K) = |Z(\Psi + \theta_{\text{res}}(K)) - Z(\Psi - \theta_{\text{res}}(K))| \quad (16)$$

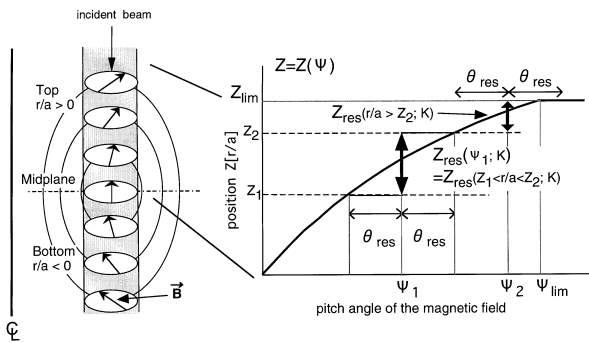


Fig. 3 Schematic drawing to estimate spatial resolution by making use of the shared magnetic field in toroidal devices.

と記述できる。ここで、関数 $Z(\psi)$ は、容器壁およびプラズマの存在領域によって制限され、

$$Z(\psi) = \begin{cases} Z(\psi) & (|\psi| < \psi_{\text{lim}}) \\ \pm Z_{\text{lim}} & (|\psi| > \psi_{\text{lim}}) \end{cases} \quad (17)$$

と表記する。また、測定空間を特定するために測定データについては

$$Z_{\text{res}} (Z_1 < r/a < Z_2; K = \text{対象波数})$$

と書く。この空間分布計測法は、以下の条件を満足する磁場閉じ込め装置に対しては直接的な適用が可能である [22]。

- 1) 磁力線の最大ピッチ角がスリット幅より決まる角度分解能よりも十分大きい
- 2) プローブビーム路に沿った空間位置はピッチ角の1価関数である
- 3) 観測可能な磁気軸に対する角度の最大値は $\pi/2$ よりも小さい

これらをみatus代表的な磁場配位は高シアヘリカル装置である。トカマクのようなピッチ角が小さい配位や、逆転磁場配位等はこの条件をみatsないが、この場合は、単スリットを用いる簡易な方法ではなく、おそらくトモグラフィのような像再生の手法に頼らざるを得ず、シングルパス光学系という利点は損なうことになる。

3. レーザー位相差法による空間分布計測法の検証実験

3.1 システム

Fig. 4にヘリオトロンEにおけるLPC法光学系の概略を示す。レンズ、位相プレートはすべてZnSeで作られ、ミラー、放物面鏡はすべて金コートしてある。

使用したレーザーは、MPW社製出力14WのTEM₀₀

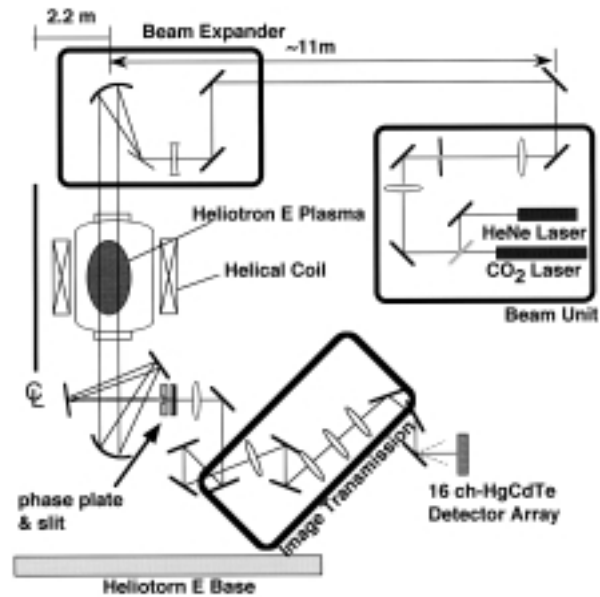


Fig. 4 Setup of the LPC system on Heliotron E device.

モード、波長10.6 μm CW-CO₂レーザーで、φ600~800 μmのアパーチャによって約4~6 Wに絞って用いる。

全光学系によるプラズマ中と検出器面とのビーム幅の比、すなわちイメージングシステムにおける光学倍率Mは1/14.6となり、したがって検出器面上におけるビームの形状は9.58×3.42 mmになる。

信号の検出には170 μm 間隔に16個の素子が直線上に並んでいる高圧N₂ ガスを用いたジュール・トムソン効果による冷却方式(77 K)のHgCdTe 半導体検出器を用いている。各素子の大きさは100 μm 四方、素子間は70 μm であり、したがって全体の長さは2.65 mmである。結像光学系の光学倍率が1/14.6であるので、これはプラズマ中のビームの内の幅40 mmの範囲にあたる。適当な逆バイアス値を設定し、入射パワーが過大でなければ、この検出器はビームのパワーをそれに比例した光電流に変換する。

式(8)で $\zeta_0 = \zeta_d = 0$ のとき

$$|U_d U_d^*| = M^{-2} \cdot e^{-2\alpha} [1 + 2\phi \sin(M^{-1} K x_d - \Omega t)] \quad (18)$$

と表され、第1項は光電流の直流成分 I_{dc} 、第2項は交流成分 I_{ac} として検出できるので、位相変調 ϕ は

$$\phi = \frac{I_{ac}}{2I_{dc}} \quad (19)$$

より求まる。

DC, AC成分のプリアンプの電流電圧変換係数はそれ

ぞれ 1,200, 6,560 [V/A], AC 成分の次段可変アンプ利得 G (25 - 200倍, 典型的には50倍)を用いているため, 揺動レベルは式 (4) を利用して

$$|\Delta n_e L| = (3.1 \times 10^{14}) (V_{ac}/GV_{dc}) [\text{cm}^{-2}] \quad (20)$$

で表される。ただし $r_e = 2.82 \times 10^{-13}$ [cm], $\lambda_0 = 10.6 \times 10^{-4}$ [cm]を用いた。

測定レベル下限値はレーザー・検出器のノイズレベルに左右され, 本システムにおける典型値は $V_{ac} = 0.05$ [V] (プラズマのない時間のノイズの root mean square: rms 値), $G = 50$, $V_{dc} = 1.0$ [V]の時に 3×10^{11} [cm $^{-2}$]である。これは例えば, 密度 10^{13} [cm $^{-3}$], $L = 10$ [cm]のときに 0.3 %に相当し, この値よりも大きい揺動については1ショットでの測定が可能である。

本システムでは, バンドパスフィルタ [2.5 kHz, 500 kHz], サンプルクロック 1.6 μ s で使用したので周波数ウインドウは,

$$2.5 < f < 313 \text{ [kHz]} \quad (21)$$

をである。310 ~ 500 kHz の信号がエイリアスとして現れるが, 実際の時空データの処理では符号が逆の周波数に現れるため容易に見分けがつく。波数上限はプラズマ中のサンプリング空間間隔で, 下限は0次光と1次回折光が位相差板の溝で分離される条件で決まり, 典型的には

$$0.16 < K < 1.3 \text{ [mm}^{-1}] \quad (22)$$

で与えられる。

次にヘリオトロンE装置における設置光学系の空間分解能を導く。Fig. 5は磁力線ピッチ角に対するビーム軸に

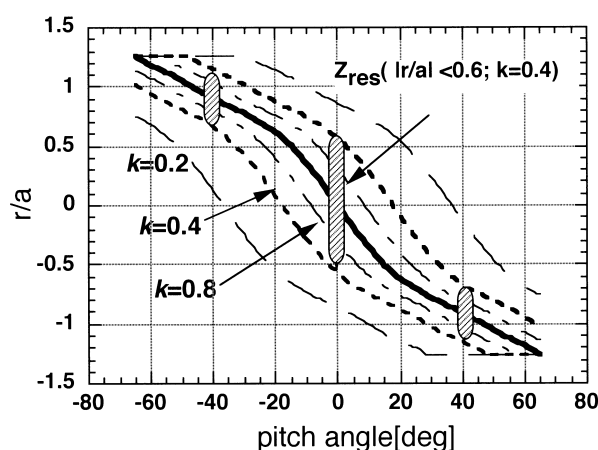


Fig. 5 Estimate of the spatial resolution for several fluctuation wave numbers in the experimental situation.

沿った空間位置平均半径をプロットし, 代表的な揺動の波数 $K=0.2 \sim 1.2$ [mm $^{-1}$]について見積もったものである。例として選択角度を 0, $\pm 40^\circ$ に設定した場合の波数 0.4 に対する観測領域を記した。中心部 (ピッチ角 0°) では平均半径が 0.6 より内部を, エッジ部 (ピッチ角 40°) では 0.7 より外部をみており, 空間的に分離されている。ただし, より長波長になると完全に分離することが困難になる。

空間分解能向上は, スリット幅の最小化 (観測角度を絞る) および位相プレートへの集光光学系の焦点距離を大きくする (回折光間距離の拡大) ことにより実現が可能である。スリット幅理想値はビーム半径の2倍 ($d^* = 2$) であるが, 現状, 磁場通電による振動等の影響のため, $d^* = 4.5$ 倍程度まで拡大して計測している。

3.2 角度分解能の実験的検証

角度分解能の理論的な定義は, 「回折光中心がスリットで切られること」であったが, これは, もし正負の回折光が十分に分離されたガウス分布であるなら, 「スリットで切られて強度が半分になる」ことと等価である。そこで電子密度揺動を模擬できる超音波発振器をポート直下に設置して角度分解能の測定を行った。超音波の周波数は 25, 40 kHz であり, これはそれぞれ波数 0.46, 0.74 mm $^{-1}$ に相当する。計測された値と理論的予測との比較を Fig. 6 に示す。計測は理論的計算とよく一致しており, 実際の実験条件に理論の見積もりが使えることを確認している。

3.3 プラズマ放電への適用と線積分計測との比較

この節では, LPC 法をヘリオトロン E プラズマ放電に適用した結果について述べる。

代表的な $K - \Omega/2\pi$ スペクトルを Fig. 7 に示す。等高線は 3 dB おきに引いてあり, 正, 負の周波数はそれぞれトーラスの内側, 外側への伝搬に相当する。等高線に見

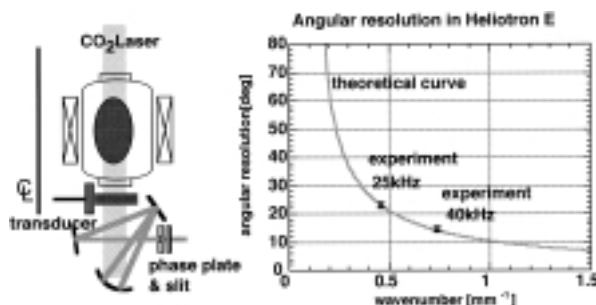


Fig. 6 Quantitative verification of the capability of resolving diffraction directions. Ultrasonic waves simulate monochromatic density fluctuation in plasmas.

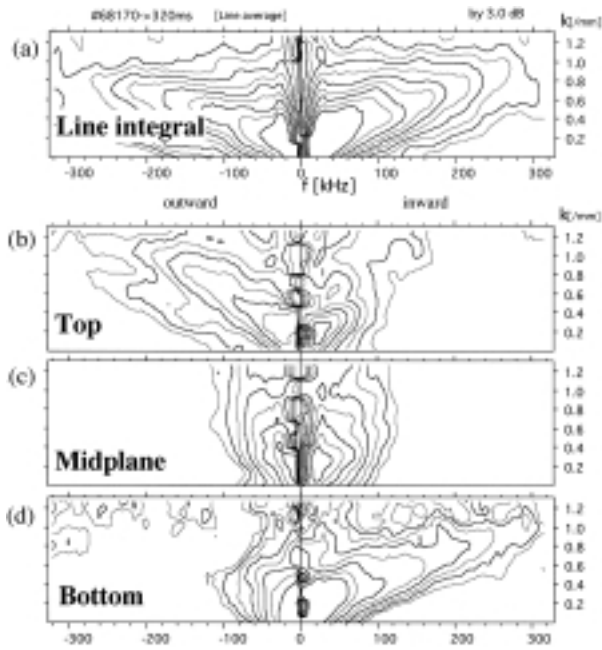


Fig. 7 Spatially resolved $S(k, f)$ spectra by comparing that obtained using the conventional line of sight LPC method.

られる尾根線は揺動の分散関係を表しており、その傾きより位相速度が求まる。 r/a の正負はそれぞれポロイダル断面の上半分、下半分に相当する。ラマン・ナス領域では、ビーム軸を横切る揺動成分を検出するため、上下部を狙った領域ではおもにポロイダル波数(K_θ)を、中心を狙った領域ではポロイダル波数と径方向波数(K_r)の両方を検出する。磁場配位を考慮すると、 $r/a > 0$ かつ $\Omega > 0$ および $r/a < 0$ かつ $\Omega < 0$ の領域が電子反磁性方向の伝搬を、 $r/a > 0$ かつ $\Omega < 0$ および $r/a < 0$ かつ $\Omega > 0$ の領域がイオン反磁性方向の伝搬を表す。中心のスペクトルでは、上下の領域を同時に測定してしまうため、ポロイダル方向に伝搬する揺動(K_θ)がある場合は径周波数の正負対称に現われ、径方向の揺動成分(K_r)に重なって計測される。

従来の線積分によるスペクトルは Fig. 7 (a)である。このスペクトルの広がりの原因は本計測法によって、イオン反磁性方向に伝搬する上下の揺動 Fig. 7 (b, d)と、中心部のインコヒーレントな低周波揺動成分 Fig. 7 (c)とに分離して議論することが可能となることわかる。概して

- (1)上下に観測され、中心に見えないものは周辺部のポロイダルモードである、
- (2)中心・端両方に観測されるモードは内部(空間分離できない領域)に存在するポロイダルモードである、
- (3)中心に伝搬するモードが存在し、周辺になければ、中

心部のポロイダルモードかあるいは径方向に伝搬するモードである、
と言えるが、本研究において(3)に相当する揺動は観測されていない。

4. ヘリオトロン E における密度揺動計測

本節では、レーザー位相差法をヘリオトロン E 装置に適用し、測定した結果を示す。一連の実験は ECH と NBI の複合加熱である。条件の異なる 2 種類の放電における結果を述べる。LPC 法で検出される中心を狙ったコードでの揺動レベルは観測空間領域(=空間分解能) $Z_{res}(K)$ 内の積分であり、揺動の存在領域の長さとの対応は必ずしも明確ではない。したがって、イメージングの特徴を活かしたスペクトル形状に重点を置いた解析を行う。

4.1 条件 1: 密度分布の変化が小さく、電子温度が上昇する放電

この実験条件における特徴は

- ・低パワー NBI (0.75 MW) + 広域加熱 ECH 重畳 (450 kW)
- ・NBI フェーズによる密度のホロウ分布
- ・ECH 重畳で全空間領域にわたる電子温度の上昇である (Fig. 8)。

Fig. 9 に揺動の周波数、波数のスペクトル $S(k, f)$ を示す。各成分のパワーに対し、3 dB 間隔の等高線プロットをしている。領域は $Z_{res}(r/a < -0.6; k = 0.4)$ で NBI 入射前は複数の低周波揺動が混在しているようにも見えるが、明確な伝搬するポロイダルモードは存在していない。NBI を入射すると、双方向に伝搬する波動が観測された。レベルの高い尾根(実線)1500 m/s の位相速度を

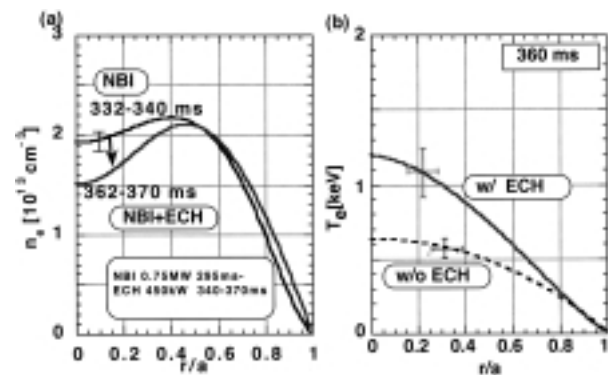


Fig. 8 Change of the density(a) and the electron temperature(b) profiles by ECH superposing onto the NBI plasmas. Change of the density profile is small and only the electron temperature goes higher.

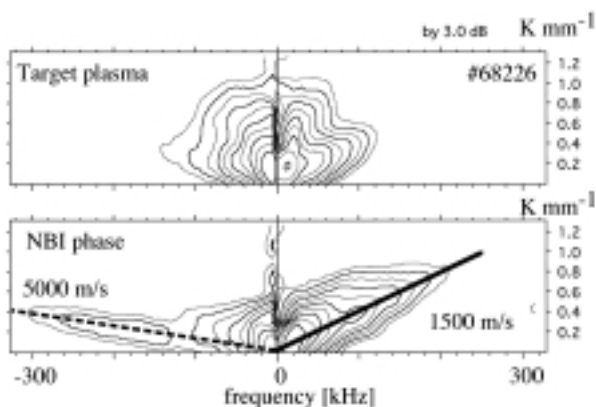


Fig. 9 $S(k, f)$ spectra for $Z_{\text{res}}(r/a < 0.6; k = 0.4)$. (a) Before NBI and (b) NBI phases.

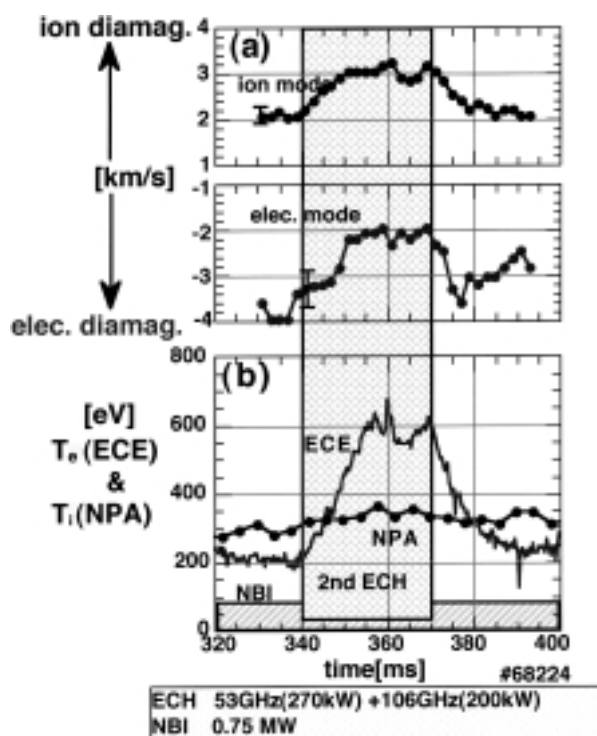


Fig. 10 Temporal evolution of (a) phase velocities of electron and ion branches and (b) electron ($T_e(\text{ECE})$) and ion ($T_i(\text{NPA})$) temperatures over a period including 2nd ECH phase.

持ちイオン反磁性方向に伝搬する波動（イオンブランチ）を表す。レベルの低い尾根（破線）は電子ブランチを表し、その位相速度は約 5,000 m/s である。上部のスペクトルにも同様のブランチが対称にあらわれるが、中心部 $Z_{\text{res}}(|r/a| < 0.6; k = 0.4)$ では存在せず、周辺部のポロイダルモードであると推定される。

ECH 重畳を行うと、これら、上下部の尾根線の傾きが変化していることが観測される。低周波領域には他の低周波揺動が混在している可能性もあるため、尾根線を明確に区別できるよう、100 kHz 以上の高周波にのびた部分に着目して各時刻における位相速度を求め、重畳前後の経時変化を Fig. 10 に示す。正、負の速度はそれぞれイオン、電子反磁性方向への伝搬に対応する。ECE ($r/a \sim 0.5$) と NPA (中心コード) を用いて計測した T_e, T_i の経時変化を比較する (Fig. 10 (b))。電子、イオンモードの位相速度は ECH 重畳時に同程度イオン反磁性方向にシフトしており、パルス後重畳前の状態に戻っている。360 ms 以降の T_e の小さな変化は ECH パワーの変動によるものであるが、その変化にも追従していることが確認できる。これは ECH 重畳による径電場の正方向変化によるドップラーシフトを反映しているものと考えられる。なお、ECH 重畳による揺動レベルや平均波数の変化はなく（つまり揺動の特徴は変化しなかった）、電場シアの変化はあったとしても小さく、揺動抑制を実現するには至らなかったであろう。

4.2 条件 2：密度勾配を制御する放電

この放電条件の特徴は

- ・高パワー NBK (3.3 MW) + 局所加熱 ECH 重畳 31 [340 kW)
- ・ボロンコーティング + 高パワー NBI による密度ピーキング [32]
- ・中心集光 ECH 重畳による密度平坦化

である (Fig. 11)。

空間的な観測領域の典型的値は中心部で $Z_{\text{res}}(|r/a| < 0.7; k = 0.3)$ 、エッジ部で $Z_{\text{res}}(|r/a| > 0.4; k = 0.3)$ である。波数 0.3 は、以下の解析において特徴的な波数であるが、 r/a が 0.4 から 0.7 付近の領域で、中心およびエッジを狙った領域が重なっており、空間的に分離することができない。

Fig. 12 に NBI 入射前のスペクトルを示す。エッジ部 $Z_{\text{res}}(|r/a| > 0.4; k = 0.3)$ にイオンブランチが観測されるが、中心 $Z_{\text{res}}(|r/a| < 0.7; k = 0.3)$ には現われない。このイオンブランチはプラズマ周辺部 $|r/a| > 0.7$ に存在すると考えられる。NBI 加熱を始めると、エッジ部に電子ブランチが成長しはじめる。このとき、中心部のスペクトルにも同傾向のブランチが正負対称に現われるため、これはイオンブランチより内部に存在する電子ブランチを観測しているものと考えられる。

Fig. 13 は (a) NBI start phase (310 ms) (b) peaked n_e phase (355 ms) (c) flat n_e phase (370 ms) における周波

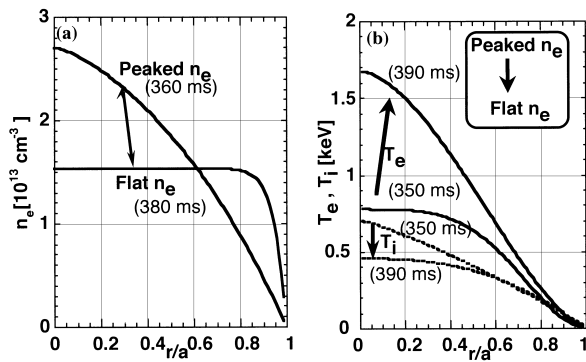


Fig. 11 Change of the density (a), and the electron and ion temperature (b) profiles by ECH superposing onto the NBI plasmas. Steep density achieved by high power NBI with wall conditioning, is strongly pumped out and flattened by central focussed ECH.

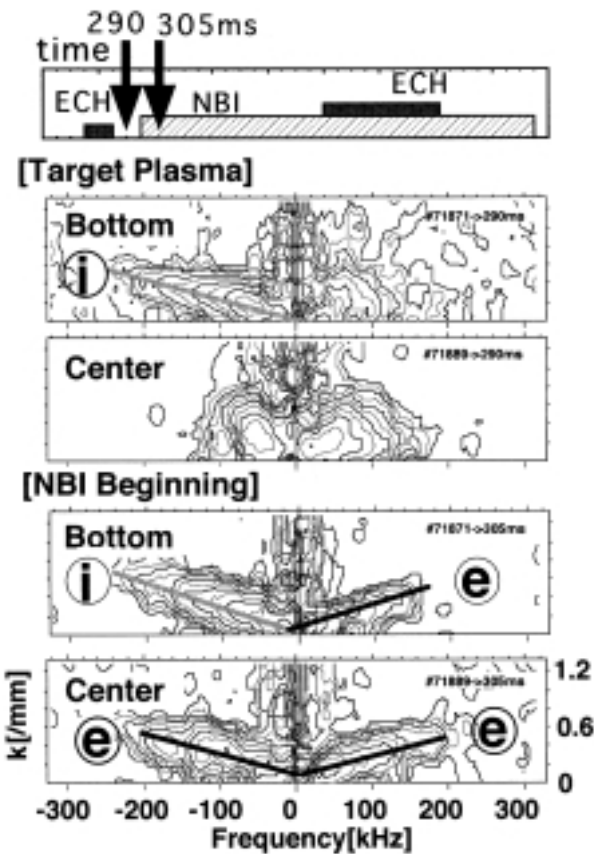


Fig. 12 $S(k, f)$ spectra for the target and just after NBI start phases. Ion branch appears only in the edge region, while electron branch, appeared after NBI heating, is expected to exist in the overlapped region of the bottom and the center.

数のフーリエスペクトルである peaked n_e phase において, 100 kHz 付近の周波数スペクトルに, 背景の乱流的スペクトルからはっきりと区別できるピークが現われる. それは ECH 重畳により密度分布が平坦化されると消失する. このピークは電子ブランチに特異的に現われ, イオンブランチには見られない.

Fig. 13 (d)は中心領域 $Z_{res}(|r/a| < 0.7; k = 0.3)$ における peaked n_e phase のスペクトルである. 正負の周波数両方にピークが現われる. 中心領域では, 観測領域がポロイダル断面の上下にまたがるため, 電子ブランチとイオンブランチが重ねあわされて対称に現われる. したがって, このピークは Fig. 13 (b)の電子ブランチに見られる揺動成分が対称に現われていると考えられる.

この周波数ピークに対応する波数は, $S(k, f)$ よりピーク付近の周波数について和をとれば求まる. 空間16点という少ないサンプル点に起因して FFT によるピーク抽出が困難であったため, 時間方向は FFT を, 空間方向は最大エントロピー法を用い, 伝搬方向を含めた波数のピーク抽出を行った(詳細は付録). その結果, この揺動成分の波数ピークは $0.3 [\text{mm}^{-1}]$ であった.

Fig. 14にいくつかの小半径位置における ∇n_e の時間発展を示す. 比較のため, 100 ~ 130 kHz 帯の揺動振幅 (rms

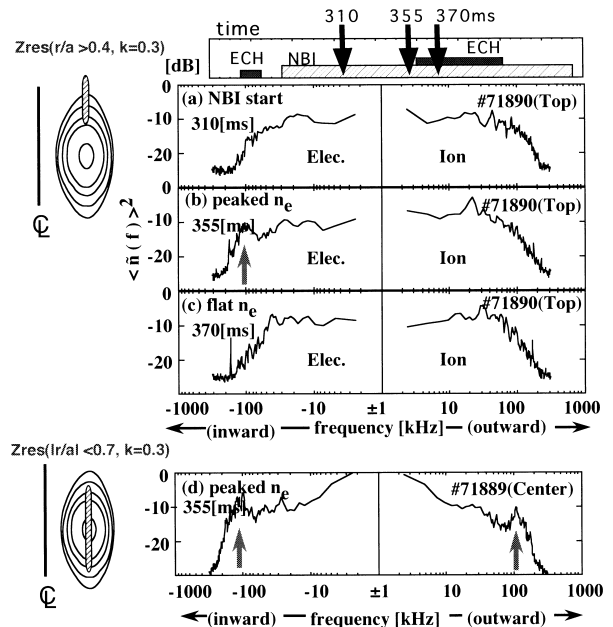


Fig. 13 Frequency spectra. In the peaked density phase, the quasi-linear-mode-like peak in electron branch is observed. The frequency peak in the central region is also in the electron branch appeared by observing both top and bottom regions.

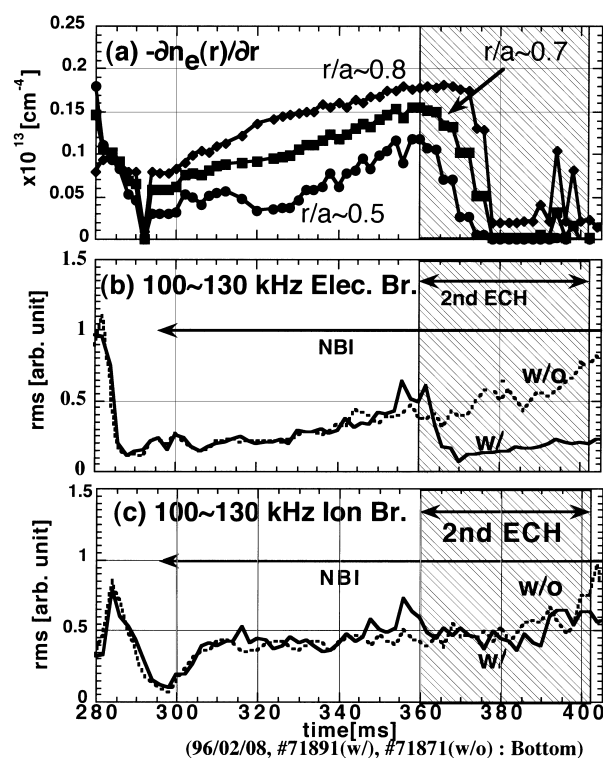


Fig. 14 Temporal evolution of (a) the density gradient at several minor radii, (b) the rms value of fluctuations for 100-130 kHz for electron branch and (c) for ion branch.

値)の時間発展をECH重畳有無の場合について示す。 r/a が0.5付近では ∇n_e の減少はrms値の減少とおおよそ同じ時間であり r/a が大きい領域に向かうに従い、勾配の変化に時間遅れが生じる。 r/a が0.8になると、時間遅れは約10msにもなる。したがって、揺動の振舞いはプラズマ内部の密度勾配と相関があると言える。そこは、波数 $0.3[\text{mm}^{-1}]$ に対応するエッジと中心との観測でオーバーラップする領域 $0.4 \leq r/a \leq 0.7$ であり、電子ブランチの存在領域であるとの推測に矛盾しない。

この揺動成分は密度勾配に呼応し、線形的性質をもつようであるが、周波数スペクトルからもわかるよう、全体の揺動レベルの中でこの成分の占める割合はごくわずかで、大部分は背景の乱流スペクトルである。したがって、この成分の変化が閉じ込めに与える影響はほとんどないと考えられるが(というより、現状の計測精度において、閉じ込めはこの成分以外のものに支配されている)、波数計測により、電子反磁性方向とイオン反磁性方向に伝搬するものがまったく異なる振る舞いをする事が示される。

5. まとめ

本論文では、レーザー位相差法、および本手法による空間分布計測法を適用する際の必要となる原理、システム構成と評価、測定例について述べた。結像光学系の採用、波数計測により揺動の伝搬方向を考慮した揺動スペクトルの推定が可能であるところに特徴がある。また従来線積分計測であったのに対し、シア磁場の利用で空間的に分離することが可能となったため、ビーム軸に垂直に観測されるコヒーレント揺動はほとんどがエッジ部あるいは密度勾配強い領域のポロイダル方向の伝搬であることが観測された。さらに、線積分計測では不可能であった、イオン反磁性方向、電子反磁性方向伝搬の揺動成分を分離して議論することが可能であることを示した。いまのところ本手法で径方向伝搬のコヒーレント揺動は観測されていない。

本計測法で直接測定できる空間分解能には限界があるので、要求される揺動の特性に対する計測としては、空間分解能に優れる計測手法との併用が望ましい。この観点から見ると、シングルパス光学系で組めること、近年干渉計による電子密度等の計測法として開発・適用が進んでいるCW-CO₂レーザーを使用できることのメリットは少なくない(干渉計光学系の一部改良でシステム構築ができるであろう)。

本研究を遂行するにあたり、ご指導いただいた九州大学村岡克則教授に深く感謝いたします。また、測定に際し京都大学ヘリオトロンにて共同研究上のお世話、実験の手ほどき、ご助言をいただいた近藤克己教授、大引得広センター長を始め、ヘリオトロングループの教官、技官の方々に感謝いたします。

付録 揺動スペクトルの解析手法(FFT-MEM)

本システムで検出される信号は、検出器チャンネルごとの時系列データである。そこで、時間-空間の二次元高速フーリエ変換(2D-FFT)による手法が第一の選択となる。ただし、実際の光学系では空間方向のチャンネル数は有限であり、多くの場合16チャンネル程度であろう。そこで、少ないデータ数のスペクトル解析として、最大エントロピー法(MEM)が候補となる[33-34]。ただし、MEMでは位相の情報が消失するため、単純に2次元で用いた時に揺動の伝搬方向を特定することができない(伝搬方向の正負が対称に重なって見える)。したがって、2D-MEMには新たなアルゴリズムを構築する必要があり、実際に進められているが、著者らは、伝搬方向をあらかじめFFTで分離しておき、時間方向にFFT、空

間方向に MEM (以下 FFT-MEM) を採用した．以下この方法の特徴を述べる[24]．

今の場合，FFT を用いる最大の問題は，空間点不足による波数分解能の制限である．従来著者らがとってきた方法は，時間軸方向には256点，空間16ch の生信号を計測し，空間については0のダミーデータを加えて64点にスムージングする手法である．しかしこの方法では分解能の向上はない．それに対し，MEM を用いると，求めたスペクトル連続関数の表示間隔を小さくすることのみによって実現されるので，FFT では見えなかったピークを抽出することが可能となる．ただし，ピーク値の線形性は保証されない．そこで，ピーク抽出のメリットと線形性とのトレードオフということになる．以下の検討では，実験条件に合わせて，周波数 f ，波数 k のスケールを， $f < 314$ [kHz] および $k < 1.3$ [mm^{-1}] に設定した．FFT の場合，実験同様 Hamming 窓で端点を滑らかにしている．

Fig. A は時間方向のシミュレーションである．テスト関数として，同一振幅の 100, 107, 250 kHz なる3つの正弦波を重ね合わせ，それを 8 bit の符号つき整数に離散化して用いた．Fig. A (a) は初期データ数と同様のデータ数で，Fig. A (b) は初期データの4倍のデータ数で表現した．表示データ数の拡張は FFT については0のダミーデータを加えることによって，MEM では求めた連続関数の表示間隔を小さくすることによって実現される．図から明らかなよう，周波数分解の程度は MEM と FFT に大差はなく，かえって MEM の弱点である線形性の欠如のほうが問題に思える．

Fig. B は波数，すなわち16点のデータについて比較した結果である．テスト関数として，同一振幅の 0.35, 0.7, 0.8 mm^{-1} なる3つの正弦波の重ね合わせを用いた．Fig. A 同様，Fig. B (b) については，初期データの4倍のデータ数すなわち64点で表現した．この場合，FFT では 0.1 mm^{-1} の差を分解することができず，2つの正弦波が重なって表示されてしまう．64点に増やした場合でも，分解能の向上にはならない．対して MEM では3つのピークを抽出しており，16 ch という限られた検出器素子数では MEM の優位性がうかがわれる．線形性の欠如は，FFT の結果を逸脱しないことと，多数積算平均とで補って用いる．

以上より，周波数方向は FFT を用いて，波数方向に MEM を用いるのが望ましいと考えられる．ここで問題となるのが，MEM による位相情報の欠如である．FFT の場合，フーリエ展開する際の基底関数の位相因子 ($kx - 2\pi ft$) において k と f の積の符号により伝搬方向

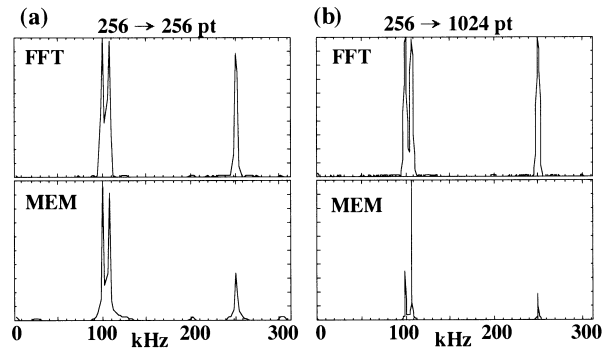


Fig. A Comparison of FFT and MEM analysis for 256 point data, namely frequency spectra.

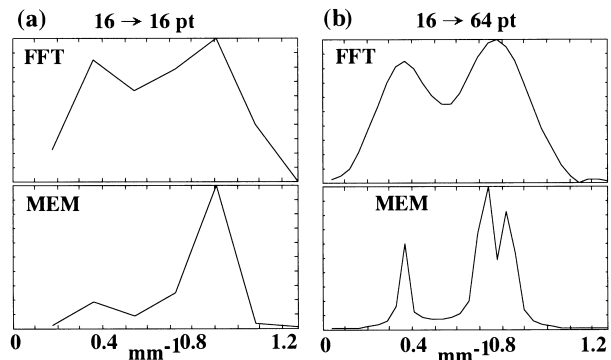


Fig. B Comparison of FFT and MEM analysis for 16 point data, namely wavenumber spectra.

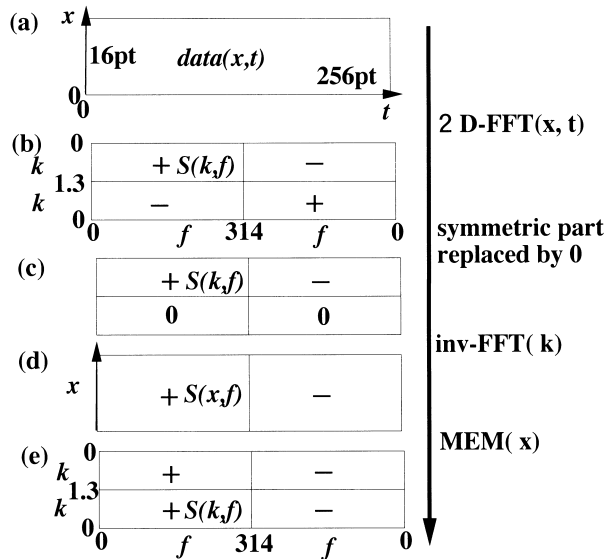


Fig. C How to derive FFT-MEM spectra.

を決定することができるが，MEM では位相情報が消えるため，伝搬方向の分離ができない．そこで，以下の手続きを経た．その模式図を Fig. C に示す．

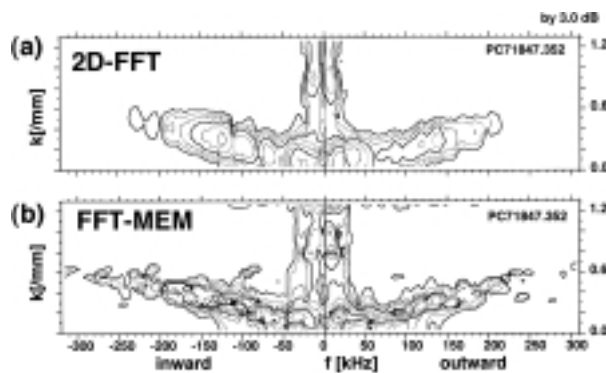


Fig. D Comparison of 2D-FFT and FFT-MEM spectra for plasma discharges.

(1)得られた空間方向16点, 時間方向256点のデータ列(a)に対して時間-空間方向の二次元 FFT を用いると, (b)のような原点対称の伝搬方向の分離された波数 - 周波数スペクトルが求められる。ただし, 窓関数は時間方向にのみかける。

(2)(b)のうち対称な半分のデータを0にしたデータ列(c)に対して波数方向に逆 FFT を用い, $f = 0$ を中心として, 周波数が正と負の領域においてそれぞれ異なる伝搬方向の成分のみ抽出分離された周波数スペクトルが空間方向16点について求められる(d)。

(3)この状態で, 空間方向に MEM を用いると, 伝搬方向の分離された波数 (MEM) - 周波数 (FFT) スペクトル $S(k, f)$ が得られる。

従来の 2D-FFT による解析結果と同一データを用いた FFT-MEM による結果を比較したものが Fig. D である。線形性の欠如からくる等高線内部の構造がやや荒くなる現象があるが, スペクトル自体はシャープになる。現在のところ, 波数ピーク抽出以外に本格的な計測データに対する適用は見送っているが, 今後は本手法により, FFT では観測されなかった揺動ブランチが観測されるようになる可能性も大きいと期待される。

参考文献

- [1] P.C. Liewer, Nucl. Fusion 25, 543 (1985).
- [2] A.J. Wootton, B.A. Carreras, H. Matsumoto, K. McGulre, W.A. Peebles, Ch.P. Ritz, P.W. Terry and S.J. Zweben, Phys. Fluids B 2, 2879 (1990).
- [3] J.D. Callen, Phys. Fluids B 4, 2142 (1992).
- [4] A.J. Wootton, TRANSPORT & CONFINEMENT IN TROIDAL DEVICES, 2nd Workshop on Magnetic Confinement Fusion, Santander, Spain, 2-6 July 1990, edited by CALEJALERE & BCARRERAS (Adam Hilger, 1992) ISBN 0-7503-0184-8.
- [5] K. Itoh and S.-I. Itoh, Plasma Phys. Control. Fusion 38, 1 (1996).
- [6] H. Biglari, P.H. Diamond and P.W. Terry, Phys. Fluids B 2, 1 (1990).
- [7] H. Biglari, P.H. Diamond, Y.-B. Kim, B.A. Carreras, V.E. Lynch, F.L. Hinton, G.M. Staebler, R.E. Walts, C. P. Rits, H. Lin, T.L. Rhodes, A.J. Wootton, P.W. Terry and L. Garcia, IAEA-CN-53/D-III-5, 191 (1990).
- [8] H. Weisen, Plasma Phys. Control. Fusion 28, 1147 (1986).
- [9] H. Weisen, Rev. Sci. Instrum. 59, 1544 (1988).
- [10] K. Matsuo, K. Tanaka, K. Muraoka, and M. Akazaki, Jpn. J. Appl. Phys. 30, 1102 (1991).
- [11] K. Tanaka, K. Matsuo, S. Koda, M. Bowden, K. Muraoka, K. Kondo, T. Furukawa, F. sano, H. Zushi, T. Mizuuchi, S. Besshou, H. Okada, K. Nagasaki, M. Wakatani, T. Obiki and S. Sudo, Jpn. J. Appl. Phys. 62, 3092 (1993).
- [12] S. Coda, M. Porkolab and T.N. Carlstrom, Rev. Sci. Instrum. 63, 4974 (1992).
- [13] S. Coda, M. Porkolab, K.H. Burrell and T.N. Carlstrom, Proc. 20th EPS Conf. On Contr. Fusion and Plasma Physics, Lisbon, Portugal, 1993 (European Physical Society, Petit-Lancy, Switzerland), Vol. 17C, Part III, p.1179.
- [14] R. Chatterjee, G.A. Hallock and M.L. Gartman, Rev. Sci. Instrum. 66, 457 (1995).
- [15] R. Chatterjee, G.A. Hallock and A.J. Wootton, Phys. Rev. Lett. 82, 2876 (1999).
- [16] G. Ahuang, W. Liu, C. Yu, T. Lai, K. Zhai, C. Wang, Y. Wen and C. Wang, Abstract for 7th International Toki Conf. on Plasma Physics and Controlled Nucl. Fusion, Toki, Japan (1995) C12 P1-9, p.86.
- [17] S. Kado, T. Irie, K. Muraoka, K. Matsuo, K. Tanaka, K. Kondo, F. Sano and T. Obiki, Jpn. J. Appl. Phys. 34, 6492 (1995).
- [18] S. Kado, H. Nakatake, K. Muraoka, K. Kondo, F. Sano, T. Mizuuchi, S. Besshou, H. Okada, K. Nagasaki and T. Obiki, Fusion Eng. Des. 34-35, 415 (1997).
- [19] S. Kado, H. Nakatake, K. Muraoka, K. Kondo, F. Sano, T. Mizuuchi, S. Besshou, H. Okada, K. Nagasaki, H. Funaba, T. Hamada, K. Ida, M. Wakatani and T. Obiki, J. Phys. Soc. Japan 65, 3434 (1996).
- [20] 瀬川 毅: 修士論文 九州大学総合理工学研究科 (1993).
- [21] 村上信高: 修士論文 九州大学総合理工学研究科 (1994).
- [22] 入江 努: 修士論文 九州大学総合理工学研究科 (1995).
- [23] 門 信一郎: 博士学位論文 九州大学総合理工学研究科 (1997).
- [24] 中武広志: 修士論文 九州大学総合理工学研究科

- (1996).
- [25] 松尾敬二, 伊崎弘一: プラズマ・核融合学会誌 73, 992 (1997).
- [26] W.R. Klein and B.D. Cook, IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics SU-14, 123 (1967).
- [27] E.J. Doyle and D.E. Evans: Rev. Sci. Instrum. 59, 1574. (1988).
- [28] S.J. Levinson, J.M. Beall, E.J. Powers and R.D. Bengtson, Nucl. Fusion 24, 527 (1984).
- [29] S.J. Zweben and S.S. Medley, Phys. Fluid B 1, 2058 (1989).
- [30] A. Truc, A. Ouemeneur, P. Hennequin, D. Gresillon and F. Gervais, Rev. Sci. Instrum. 63, 3716 (1992).
- [31] K. Nagasaki *et al.*, Fusion Technol. 32, 287 (1997).
- [32] K. Ida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 76, 1268 (1996).
- [33] 中溝 高好: 信号解析とシステム同定(コロナ社, 1988).
- [34] 秋月影雄, 松山泰夫, 吉江修共著: C 言語デジタル信号処理(培風館, 1989).