

PANTAにおけるD' Angelo modeの観測

出射, 雅士
九州大学大学院総合理工学府先端エネルギー理工学専攻

<https://hdl.handle.net/2324/1938023>

出版情報：九州大学, 2017, 修士, 修士
バージョン：
権利関係：



平成29年度
九州大学大学院 総合理工学府
先端エネルギー理工学専攻

修 士 論 文

論文名 **PANTA** における **D'Angelo mode** の観測

氏 名 出射 雅士

指導教員名 稲垣 滋

第1章 背景と目的

- 1.1 プラズマの流れ
- 1.2 本研究の目的

第2章 理論

- 2.1 プラズマ流れ
- 2.2 軸方向流
- 2.3 流速シア
- 2.4 ドリフト波不安定性
- 2.5 D'Angelo mode

第3章 実験方法

- 3.1 PANTA(直線プラズマ乱流実験装置)
- 3.2 真空排気システム
- 3.3 プラズマ生成システム
- 3.4 計測システム
 - 3.4.1 ラングミュアプローブ
 - 3.4.2 マッハプローブ
 - 3.4.3 64ch プローブ
- 3.5 実験手順
- 3.6 レイノルズ応力及び径方向粒子束の計算

第4章 実験結果

- 4.1 PANTA において形成される軸方向流れ構造
- 4.2 乱流揺動の変化とその評価
- 4.3 揺動駆動径方向粒子束
- 4.4 ドリフト波・D'Angelo mode の同定

第 5 章 レイノルズ応力の評価

5.1 レイノルズ応力の径方向分布

5.2 レイノルズ応力の拡散成分と対流成分

5.3 レイノルズ応力と軸方向流速

5.4 軸方向流の自己組織化

第5章 総括

謝辞

参考文献

第 1 章 背景と目的

1.1 プラズマの流れ

プラズマは宇宙で普遍的に存在している物質が電離した状態である。このプラズマの流れが天文・宇宙プラズマで観測されている。一例として太陽風がある。我々の地球は太陽風と呼ばれる太陽からのプラズマの流れにさらされている。太陽風は太陽で生成されるが、その速度は太陽より離れた位置で加速されているという。アルフベン波という電磁波が太陽からのエネルギーを伝搬しているとする説などあるが、その加速機構は未だに謎である[1]。

プラズマの流れは工学応用分野でも重要である。高温のプラズマをトロイダル磁場配位に閉じ込め、核融合を起こす磁場閉じ込め核融合は次世代のエネルギー源と考えられ、世界的に開発が進められている[2]。磁場閉じ込めプラズマでは真空容器壁との電磁相互作用による抵抗性壁不安定性を抑制するために磁力線方向に沿ったプラズマ流を生成する必要がある[3]。これまでの実験炉では外部から運動量を注入してきた。しかし核融合炉で流れを外部から駆動するのは不経済である。近年、この磁力線方向のプラズマの流れが外部運動量入射無しに自発的に生成される事が明らかになってきた[4]。プラズマ乱流による流れの駆動機構が提示され研究が進められている[5]。核融合炉でも自発プラズマ流が形成されるかは重要な問題であるので、プラズマ流駆動機構の解明は急務である。近年は宇宙開発も国際的な競争時代に突入している。衛星の小型化による打ち上げコスト削減が求められている。衛星が小型化すると、使用可能な電力、搭載可能な推進剤の量が限られるため推進器の効率向上が必要である[6]。しかしホールスラスタではプラズマ中の波動の励起やイオンと中性粒子との衝突によって、イオンの磁力線方向の加速が制限されている。

このようにプラズマ流の生成(またはプラズマの加速)は学術的及び工学的に重要な課題である。プラズマ加速の物理機構の理解が強く求められている。

1.2 本研究の目的

我々は、実験室プラズマを用いて、プラズマ乱流によるプラズマ加速機構をプローブを用いた詳細計測により研究してきた[7]. 乱流によるプラズマの加速機構の一つの例が帯状流であり、乱流のレイノルズ応力により、磁力線を横切る方向にプラズマ流れが形成される[8]. しかし、磁力線方向へのプラズマ流の駆動（プラズマの加速）についてはまだ明らかになっていない.

磁力線方向プラズマ加速の実験は九州大学直線乱流プラズマ装置 PANTA で行ってきた. PANTA では半径 6cm, 長さ 4m の円柱ヘリコンプラズマを 0.1T の軸方向均一磁場中に閉じ込める事でプラズマ中心部で径方向に大きな圧力勾配を形成し、この自由エネルギーによりプラズマ乱流(主にドリフト波乱流)を駆動している. 同時に中心部で軸方向流れ(ヘリコンソースからエンドプレートに向かう)が形成されている, 更に周辺ではプラズマの流れ方向は逆転している. 乱流による磁力線方向の流体的加速にもレイノルズ応力が大きく寄与しておりレイノルズ応力の計測が重要である. 我々は流れやレイノルズ応力をプローブ計測によって評価した. 中心部に形成される流れは強い径方向シアを持つ事で不安定性を誘起する. これは D'Angelo 不安定性と呼ばれ[9], 地球磁気圏プラズマで発見された不安定性であるが, PANTA においても D'Angelo mode の励起が指摘された. 更に D'Angelo mode は径方向内向きの粒子束を駆動する事で密度分布の急峻化に寄与すると考えられている. プラズマ源がない領域で、プラズマが非圧縮性であれば径方向内向きの粒子束は磁力線方向のプラズマ流を生み出すと考えられる. このため粒子束の向きは重要である. このため本研究では

- (1) PANTA で励起される D'Angelo 不安定性を観測同定する。
 - (2) PANTA にて磁力線方向プラズマ流と径方向粒子束との関係を明らかにする。
- 事を目的とする.

本研究では様々なプラズマ条件で、軸方向流れ、乱流揺動を計測し、D'Angelo mode を同定した. 合わせて D'Angelo mode の駆動する粒子束とシア流の駆動力であるレイノルズ応力を評価した.

第 2 章 理論

この章では、本研究を進めるにあたって重要なプラズマ流れやドリフト波不安定性などの磁化プラズマにおける基礎理論を説明する。

2.1 プラズマ流れ

プラズマ流れには、磁力線に平行方向の流れと、磁力線に垂直方向の磁場を横切る流れが存在する。垂直方向流れには $E \times B$ ドリフト流や反磁性流がある[13]。また磁力線が閉じているトーラスプラズマでは、定常状態においては磁力線上の圧力差や電位差が生じないため磁力線方向の流れは小さいと考えられる。磁力線がねじれている場合、トーラスプラズマでは、径方向不均一性に駆動された流れが、粘性によって磁力線に対して平行な流れを生成する。一方、磁力線が閉じていない直線プラズマでは、 $E \times B$ ドリフト流が駆動される。このような空間不均一性に起因する流れに加え、乱流がレイノルズ応力を通じて流れを駆動する場合がある。また乱流駆動の流れは電位差や圧力差による流れと方向が反対の場合もある。乱流のエネルギー源も空間不均一性に起因するため、空間不均一性から流れの構造へのエネルギー移送には選択性が現れる。この選択則の理解が重要である。

2.2 軸方向流

外部運動量が入力されていないトロイダルプラズマでは軸方向流は乱流によって駆動されるため、自発的軸方向流の形成機構は乱流による運動量輸送を理解する上で重要である。H モードにおけるイオン熱速度マッハ数が 0.3 程度の強い磁場の向きと同方向の平行自発流は、ITER における抵抗性壁モード抑制を可能にする。L モード放電における自発的軸方向流は、H モードプラズマで観察されるアルフベンマッハ数(すなわち、 $M_A = V_\phi/C_A \sim \beta_N$)の比較的単純なスケーリングと比べて、プラズ

マパラメータおよび磁場配位への複雑な依存性を示す。H モード(および Tore Supra における高閉じ込め領域)での自発的軸方向流れは、幅広い加熱法(ICRF, Ohmic, ECH)[17]によって一般に磁場と同じ方向に生成され、多くの実験装置で観察されている。揺動が誘起する軸方向応力[18]は、流れの方向が周波数スペクトルに依存する軸方向流を生じさせるため、L から H モードへの遷移で観察された流れの逆転を説明することができる。しかし、流れの大きさは実験結果と定量的に一致しない。今後の更なる研究が必要である。

2.3 流速シア

プラズマ中には、荷電粒子の流れが存在することが多い。その流れの速度(流速)が流れの向きと垂直に変化するもの(空間不均一性)を流速シアと呼ぶ。流速シアは、プラズマ乱流渦を引き伸ばし、引きちぎる事で径方向の相関長を縮め乱流輸送を抑制し、プラズマ閉じ込めを改善する。また、宇宙空間プラズマの見地では、磁気圏における太陽風プラズマ中での不安定性・乱流発生の原因の一つとして注目される[14]。磁化プラズマの場合、流速シアは磁力線に対して平行な方向と磁力線に対して垂直な方向とではそれぞれの性質が異なる。よって、それぞれ平行方向の流速シアと垂直方向の流速シアに区別され、異なる特性を持つものとして扱われている[15]。磁力線に垂直方向の流速シアは、その勾配が大きくなるとケルビン・ヘルムホルツ不安定性を引き起こすことが実験室プラズマで確認されている。このことは、基礎実験では 1960 年代 D'Angelo 氏らによって明らかになっている。一方、磁力線に平行方向の流速シアは勾配が大きくなると、プラズマ特有の D'Angelo mode と呼ばれる不安定性を引き起こすことが確認されている。この D'Angelo mode は、流体に広く存在するケルビン・ヘルムホルツ不安定性と異なり、流速シアにより励起されるプラズマ特有の不安定性である。ケルビン・ヘルムホルツ不安定性だけでなく、不安定性が生じると乱流が生じ、その乱流が運動量の輸送を引き起こす。乱流による運動量の輸送現象は、実験室プラズマと宇宙プラズマに共通している。地球の磁気圏内のプラズマの流れは、太陽風の運動量がケルビン・ヘルムホルツ不安定性で輸送さ

れていると考えられている。また流速シアの大きさによって、その不安定性が駆動されるか抑制されるかが決まる。プラズマでは内在する不安定性レベルが高い、即ち空間勾配の大きいから、流速シアが不安定性の駆動と抑制の両方の働きを持つ。後述するゾーナル流は乱流が駆動するが、ゾーナル流が強くなると速度シアにより、ゾーナル流を駆動する乱流は抑制される、つまり、乱流と流れ構造との間で相互にエネルギーが移送されている。流速シアが輸送の低減を通じ、圧力勾配の増加もたらし、大きくなった圧力勾配がさらに流速シアの形成を促す。この相乗効果で大きな流速シアと大きな圧力勾配をもつプラズマが作られる。そのため、流速シアはプラズマの密度・温度、流速分布の構造を決定する重要な物理量となっている。現在、流速シアの揺動・輸送への影響に関する研究報告が多くあるものの、流速シアが圧力勾配によってどのように形成されているかは、研究報告が少ない。現在、この機構に対して我々の研究室では検討を行っている。このプラズマ流れ駆動機構については詳しく後述する。

2.4 ドリフト波不安定性

プラズマでの不安定性とは、自由エネルギーが波を自己励起させ、平衡を不安定にすることで生じる。これは、常に自由エネルギーを消費して、プラズマを真の熱平衡状態へ近づける働きともいえる。この不安定性は、その自由エネルギーの形式によって主に次の4つに分類される。

1) ビーム不安定性

高エネルギー粒子のビームがプラズマを通るとき、電流がプラズマを通して流れるときに現れる。

2) Rayleigh-Taylor 不安定

プラズマが密度勾配をもつか、もっと鋭い境界をもつ場合で外部から電磁的でない力が加えられるときに現れる。

3) 速度空間不安定性

流体理論で Maxwell 分布が仮定されているが、実際は Maxwell 分布でない

場合に現れる. (ex:修正 Harris 不安定性, ロスコーン不安定性)

4) ユニバーサル不安定性

プラズマは, 電場や重力場などの推進力となるものがないときでも, 空間に閉じ込められている限り完全な熱力学的平衡状態でない. そこでのプラズマの圧力は, プラズマを広げる傾向をもち, 広がるエネルギーは不安定性を引き起こす. この自由エネルギーはどのようなプラズマにも存在することから, 生じる不安定性のことをユニバーサル不安定性と言う. [10]

今回, PANTA で存在が確認されている不安定性に, 4) ユニバーサル不安定性の一つであるドリフト波不安定性がある. ドリフト波は, 密度勾配(密度不均一性)によって駆動される低周波揺動である. ドリフト波は摂動径方向波長がイオンのラーマ半径より小さいミクロスケール揺動であり, 周方向・軸方向・径方向に有限の波数を持つ [11]. このときの磁力線方向の位相速度が電子の熱速度より十分に遅く, 電子が磁力線に沿って移動・補給されるときに励起される[12].

このドリフト波不安定性がどのような不安定性か説明するため, 不安定条件を簡単に導出する. 今回, z 方向に磁場 $\mathbf{B}_0$ がかかっており, x 方向に密度勾配 $p_0 = p_0(x)$ をもつプラズマを考える. このとき初期条件をプラズマ電流 $\mathbf{j}_0 = (0, p'_0 / B_0, 0)$, 流速及び電場は $\mathbf{V}_0 = 0, \mathbf{E}_0 = 0$ とする. 温度不均一性は PANTA と同様に密度不均一性に比べて無視できるものとする. また電子の慣性も無視できるとする.

このとき運動方程式, オーム則, 電荷と質量保存の式は下記のように書かれる.

$$Mn \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \frac{1}{en} (\mathbf{j} \times \mathbf{B} - \nabla p_e), \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{V}) = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.4)$$

ここで M はイオンの質量, n は密度, p は圧力, η は比抵抗である. このプラズマ中に $\mathbf{E}_1 = -\nabla \phi_1$, $\mathbf{B}_1 = 0$ の波が立っているとする. また簡単のため $T_i = 0$ とする. このときの密度の揺動項 n_1 , 電位の揺動項 ϕ_1 は, 揺動の伝播ベクトル $\mathbf{k}$ の成分を用いて, 次のように表せる.

$$n_1(x, y, z, t) = n_1 \exp i(ky + k_{\parallel}z - \omega t),$$

$$\Phi_1(x, y, z, t) = \Phi_1 \exp i(ky + k_{\parallel}z - \omega t)$$

ここで, $k_{\parallel}$ は $\mathbf{k}$ の磁場に平行な成分とし, $k_{\parallel} = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{B})/B$ である. PANTA では, ソースからエンドプレートまでの軸方向に相当する.

式(2.1), (2.2)にそれぞれの揺動項を代入する.

$$-i\omega M n_0 \mathbf{V}_1 = \mathbf{j}_1 \times \mathbf{B}_0 - T_e \nabla n_1, \quad (2.5)$$

$$\mathbf{j}_1 \times \mathbf{B}_0 - T_e \nabla n_1 = e n_0 (-\nabla \Phi_1 + \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0 - \eta \mathbf{j}_1). \quad (2.6)$$

式(2.5)(2.6)は

$$i\omega \left(\frac{M}{e}\right) \mathbf{V}_1 = \nabla \Phi_1 - \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0 + \eta \mathbf{j}_1 \quad (2.7)$$

となる. η が十分小さい($v_{ei} \ll \Omega_e$)とき, 式(2.7)において $\eta \mathbf{j}$ の寄与を無視できる. (v_{ei} は電子・イオンの衝突周波数, Ω_e は電子のサイクロトロン周波数)

式(2.7)から, $\mathbf{V}_1$ の各成分は次のように表せる.

$$V_x = -ik \frac{\Phi_1}{B_0},$$

$$V_y = \left(\frac{\omega}{\Omega_i}\right) \frac{k \Phi_1}{B_0},$$

$$V_z = \left(-\frac{\Omega_i}{\omega}\right) \frac{k_{\parallel} \Phi_1}{B_0}$$

Ω_i はイオンサイクロトロン周波数 $\Omega_i = -eB/M$ である. ここで $(\omega/\Omega_i)^2 \ll 1$ の条件を満たす低周波の波を考える. 式(2.5)の x, y 成分及び式(2.6)の z 成分より,

$$j_x = -ik \frac{T_e n_1}{B_0},$$

$$j_y = k n_0 \left(\frac{\omega}{\Omega_i}\right) \frac{e \Phi_1}{B_0},$$

$$j_z = \frac{ik_{\parallel}}{e\eta} \left(T_e \frac{n_1}{n_0} - e \Phi_1\right)$$

となる. 式(2.4)より $j'_x + ikj_y + ik_{\parallel}j_z = 0$, また式(2.3)より

$-i\omega n_1 + n'_0 V_x + n_0 ik V_y + n_0 ik_{\parallel} V_z = 0$ であるから, それぞれの成分を代入し, 整理すると次のように導かれる.

$$\frac{n_1}{n_0} - \left(1 + \left(\frac{k}{k_{\parallel}}\right)^2 \frac{\omega}{\Omega_i} \frac{en_0\eta}{B_0}\right) \frac{e\Phi_1}{T_e} = 0, \quad (2.8)$$

$$\frac{n_1}{n_0} - \left(\left(\frac{k_{\parallel}}{\omega}\right)^2 \frac{T_e}{M} + k^2 \frac{T_e}{eB_0\Omega_i} + \frac{k(-n'_0/n_0)T_e}{eB_0} \frac{1}{\omega}\right) \frac{e\Phi_1}{T_e} = 0 \quad (2.9)$$

分散式は、この式(2.8)及び式(2.9)の係数の行列式から得られる。

すなわち行列式を計算すると、

$$1 + i \left(\frac{k}{k_{\parallel}}\right)^2 \frac{\omega}{\Omega_i} \frac{v_{ei}}{\Omega_e} - \left(\frac{k_{\parallel}}{\omega}\right)^2 c_s^2 + (k\rho_{\Omega})^2 - \frac{\omega_e^*}{\omega} = 0. \quad (2.10)$$

ここでは、 $\eta = m_e v_{ei}/ne^2, (n_0 e \eta)/B_0 = v_{ei}/\Omega_e, c_s^2 \equiv T_e/M, \rho_{\Omega} \equiv c_s/|\Omega_i|, \omega_e^* \equiv k(-n'_0/n_0)(T_e/eB_0)$ として、整理している..

密度勾配 ∇n_0 によるイオン及び電子のドリフト速度を $\mathbf{v}_{di}, \mathbf{v}_{de}$ とすると次のように表される。

$$\mathbf{v}_{di} = \frac{-(T_i \nabla n_0/n_0) \times \mathbf{b}}{eB_0} = \frac{-T_i}{eB_0} \left(\frac{-n'_0}{n_0}\right) \mathbf{e}_y,$$

$$\mathbf{v}_{de} = \frac{-(T_e \nabla n_0/n_0) \times \mathbf{b}}{eB_0} = \frac{T_e}{eB_0} \left(\frac{-n'_0}{n_0}\right) \mathbf{e}_y$$

これらは、イオン及び電子の反磁性速度(diamagnetic velocities)と呼ばれる。

さらに分散関係についてイオン及び電子のドリフト周波数をそれぞれ $\omega_i^* \equiv k v_{di} = -k(-n'_0/n_0)(T_e/eB_0)$ 及び $\omega_e^* \equiv k v_{de} = -k(-n'_0/n_0)(T_e/eB_0)$ によって定義する。
($n'_0/n_0 < 0, \omega_e^* > 0, \omega_i^* = -(T_i/T_e)\omega_e^* < 0$)であるため、分散方程式は下記のよう表される。

$$\left(\frac{\omega}{\omega_e^*}\right)^2 - i \left(1 + (k\rho_{\Omega})^2 - \frac{k_{\parallel}^2 c_s^2}{\omega^2}\right) \frac{\Omega_e \Omega_i}{v_{ei} \omega_e^*} \left(\frac{k_{\parallel}}{k}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_e^*}\right) + i \frac{\Omega_e \Omega_i}{v_{ei} \omega_e^*} \left(\frac{k_{\parallel}}{k}\right)^2 = 0. \quad (2.11)$$

$\omega/\omega_e^* = x + iz$, 及び $-(\Omega_e \Omega_i/v_{ei} \omega_e^*)(k_{\parallel}/k)^2 = y^2$ とし、 $(k\rho_{\Omega})^2 - (k_{\parallel} c_s/\omega)^2 \ll 1$ を仮定すれば、

$$(x + iz)^2 + iy^2(x + iz) - iy^2 = 0 \quad (2.12)$$

となる。

もし η が小さくなると、電子の平均自由行程が長くなるため、衝突により電子の運動を妨げ不安定を引き起こすには一番不安定なモードの平行方向波長が長くなる。したがって、境界条件等で $k_{\parallel}$ に対して下限を設定することができれば $\eta \propto v_{ei}$ が小さくなるにしたがって、成長率は

$$Im(\omega/\omega_e^*) \approx y^{-2} = \frac{v_{ei}\omega_e^*}{\Omega_e|\Omega_i|} \left(\frac{k}{k_{\parallel}}\right)^2$$

となり、衝突周波数に比例する($\eta \propto v_{ei}$)。このため抵抗性ドリフト波不安定性と呼ばれる[3]。

以下にドリフト波不安定性の主な原因は、

1) 密度勾配

2) 磁場に垂直なイオンと電子のドリフトに差を生じさせるもの

(イオンの慣性, イオンの有限 Larmor 半径)

3) 磁場に平行な電子の自由な運動を妨げるもの, 電子の衝突, Landau damping となる。

2.5 D'Angelo mode

運動論を用いてドリフト波不安定性の成長率に対する、平行流速シア強度、密度勾配の依存性について検討する。

実周波数 ω_r は

$$\omega_r = \frac{\omega_e^*}{2} \sqrt{\left(\frac{\omega_e^*}{2}\right)^2 + \sigma^2 (k_z C_s)^2} \quad (2.13)$$

となり、また速度シア強度の指標としての σ^2 は

$$\sigma^2 = 1 - \frac{k_y v_d'}{k_z \omega_{ci}} \quad (2.14)$$

となる。このときの成長率 γ は、

$$\frac{\gamma}{\omega_r} = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega_r}{(2\omega_r - \omega_e^*)} \frac{\omega_r}{k_z v_{ti}}$$

$$= \underbrace{\sqrt{\frac{\tau^3}{\mu}} \left(\frac{k_z v_d + \omega_e^*}{\omega_r} - 1 \right)}_A - \underbrace{\sigma^2 \exp \left(-\frac{\omega_r^2}{2(k_z v_{ti})^2} \right)}_B \quad (2.15)$$

と表すことができる. ここで, ω_e^* は電磁反磁性ドリフト角周波数, ω_{ci} はイオンサイクロトロン角周波数, C_s はイオン音速, v_{ti} はイオン熱速度, μ は質量比($\equiv m_i/m_e$), τ は温度比($\equiv T_i/T_e$)である.

このとき, 流速シア強度 $V_d'(\equiv \partial v_d / \partial x)$ は式(2.13)の σ^2 として導入され, この σ^2 の符号によって揺動の実周波数は増減する. この σ^2 が負の場合, 式(2.13)の実周波数の根号内が負になりうること, この揺動は流体的に不安定になる. これが磁力線平行方向流速シアにより励起される D'Angelo mode である. 一方, σ^2 が正の場合流体的には安定であるが, 運動論を用いてランダウ減衰の効果を考慮すると式(2.15)のように成長率が求められ, この揺動が不安定になりうることが理論的に指摘されている. 式(2.15)の A の項は, 電子逆ランダウ減衰, B の項はイオンランダウ減衰を示す項である. ここで重要なことは, σ^2 として流速シアの効果が入っていることであり, これにより A および B の項が変化する. σ^2 が正に増加すると, 式(2.13)から実周波数が増加し, その結果 B の項は減少していく. すなわち, イオンランダウ減衰の効果が弱まるため揺動が不安定化される. しかし, さらにシア強度が強くなり実周波数が増加すると, A の項も分母に実周波数があるため次第に減少し, 電子逆ランダウ減衰の効果も弱まるために, 揺動は抑制されていく. [16]

第 3 章 実験方法

本研究では、プラズマ流れ駆動機構での中性粒子ガスと D'Angelo mode の役割を解明するため、直線プラズマ乱流実験装置 PANTA を用いて D'Angelo mode の観測を行った。この章では、PANTA や各種計測システムの構成や実験条件、実験の流れを説明する。

3.1 PANTA(直線プラズマ乱流実験装置)

本研究では、九州大学に設置されている直線プラズマ乱流実験装置 PANTA (Plasma Assembly for Non-Liner Turbulence Analysis)を用いて実験を行った。図 1, 図 2 にそれぞれ PANTA の写真, 模式図を示す。

PANTA は、同じヘリコン波源の直線プラズマ乱流実験装置である VINETA や CSDX をもとに 2010 年に設計されている。PANTA は真空容器と磁場コイルから構成されており、真空排気システム、プラズマ生成システム、計測システムを備える。真空容器はステンレス製であり、直径 457mm、長さ 4050mm の円柱状である。軸方向磁場は真空容器を囲うように設置された 18 個ヘルムホルツコイルシステムで形成する。コイルはレールの上に設置されており可動式であり、設置間隔を調整することで磁場形状を変えることができる。本実験では、空間的に均一な磁場を生成するためにコイルを等間隔に設置している。PANTA では RF 発振器(周波数 7MHz, 電力 4kW)を用いたヘリコン波励起によって円筒状のプラズマを生成する。生成されるプラズマの直径は約 100mm である。

本研究における PANTA の典型的な実験パラメータを表 1 に示す。磁場を生成するヘルムホルツコイルシステムはコイルの配置方法であり、真空容器の中心軸に配置し、同じ大きさの電流を同じ向きに流す。これによりヘルムホルツコイルは中心軸に平行で、定常かつ均一な磁場を生成することができる。PANTA ではコイル電流を操作することで 0.03~0.15T の範囲で磁場を生成することができる。本実験では、表 1 に示した通り、磁場を一定に保ち、0.09T に設定した。動作ガスであるアルゴンは、図 2 に示すようにプラズマソース部分へ注入する。アルゴンガス圧をモニターするた

めにソース部付近に電離真空計が設置されており、中性ガスの質量流量と排気速度を調整することで真空度を一定値に設定する。ソース部で RF により生成されたプラズマはエンド部で金属壁に衝突し、再結合し中性化される。プラズマソース部及びエンド部から真空容器への中性ガスの侵入を抑制するため、内径 150mm のバップル板が取り付けられている[18]。PANTA のエンド部付近には 5 つのターボ分子ポンプが設置されている。ターボ分子ポンプは、エンド部で生じる中性ガス及び真空壁やリークに由来する不純物ガス(N_2 や H_2O 等)を排気する役割を持つ。入射された中性粒子は平均速度 V_n でソース部からエンドプレート部へと流れるとすると、連続の式より $V_n = S_{\text{eff}}/A$ で表せる。ここで S_{eff} は実効排気速度で A は真空容器断面積である。本実験では $V_n = 2\text{-}7\text{ m/s}$ であり、軸方向イオン流速より遅い。[19]



図 1:九州大学に設置されている直線プラズマ乱流実験装置 PANTA の写真

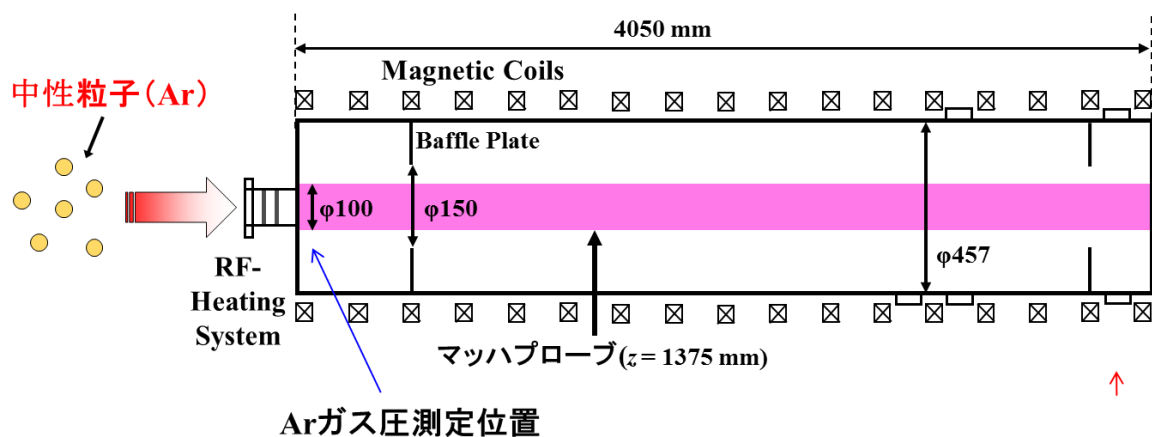


図 2:PANTA の模式図

表 1:PANTA の実験パラメータ

Parameters	Typical value
Axial magnetic field : B [T]	0.09
Neutral argon pressure : P _n [mTorr]	0.5 , 0.75 , 1 , 2 , 3
Central electron density : n _e [/m ³]	1×10 ¹⁹
Central electron temperture : T _e [eV]	3
Central ion temperture : T _i [eV]	0.3

3.3 プラズマ生成システム

PANTAのプラズマはヘリコン波で生成される。ヘリコン波は、周波数 ω がイオンのサイクロトロン周波数 ω_{ci} より大きく電子のサイクロトロン周波数 ω_{ce} より小さい領域に存在しており、磁力線に沿って伝播する右回り円偏波のホイッスラー波の一種である。また有限境界があるため電磁波と静電波の性質が混合している。[20]このヘリコン波によって数kW程度の低い電力で 10^{19} m^{-3} 程度の高密度プラズマを生成することができる。ヘリコンプラズマ放電は、電子サイクロトロン共鳴加熱のように共鳴磁場を必要としない。これにより励起周波数に応じた磁場強度の制限がなく、外部パラメータである広い磁場領域および磁場配位でプラズマ生成が可能である。また、数mTorr程度の比較的低い中性ガス圧力でプラズマ生成が可能になる。しかし、プラズマ生成のメカニズムはまだ解明されていない。最近では、励起されたヘリコン波から Trivelpiece-Gould波へとモード変換され、その位相速度の遅い静電波によってプラズマ生成が行われると考えられている[21]。

本研究では，銅製二重ループアンテナに整合回路を通じて7MHz, 4kWのRF電力を供給し，ヘリコン波 ($m=0$, m : azimuthal mode number) を励起している．送信高周波回路の概要を図3に示す．整合条件はプラズマパラメータに依存し，実験条件及びプラズマパラメータが変化した場合，回路の静電容量を調整し，反射電力を最小化する．

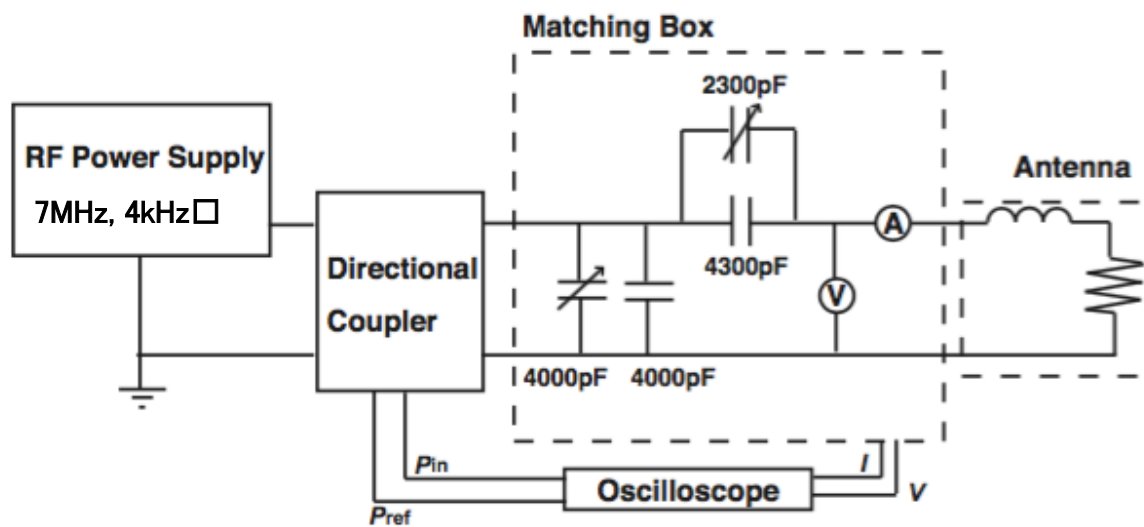


図 3: ヘリコン波アンテナ回路図

3.4 計測システム

3.4.1 ラングミュアプローブ

ラングミュアプローブは，プラズマに微小な電極を挿入し，基準電極に対して電圧を印加して得られた電流-電圧特性から電子密度，電子温度，電位などのプラズマの諸量を測定するプローブ法のことを指す．簡便に作ることができ，測定が容易である

として広く用いられている. またその特性は, プローブの攪乱の及ぶ範囲(シース)に限定し, これに到達する粒子のうちプローブに達する量を統計的にマクスウェル速度分布を用いて解析することにより得られた. [22]ラングミュアプローブによる測定では, プローブがプラズマによる熱負荷に耐えうるものであり, プラズマに外乱を与えないよう十分に小さいものであることが必要である. ラングミュアプローブによる測定の大きな利点は, 高い時間分解能と空間分解能である.

プラズマ中のプローブは, バイアス電圧に応じて電子やイオンを収集する. プローブ電流は,

$$I_p = -I_{i0}(\Phi_p) \quad (\Phi_p < \Phi_f), \quad (3.1)$$

$$= I_{e0} \exp\left(\frac{e(\Phi_p - \Phi_s)}{k_B T_e}\right) - I_{i0} \quad (\Phi_f \leq \Phi_p < \Phi_s), \quad (3.2)$$

$$= I_{e0}(\Phi_p, B) \quad (\Phi_p > \Phi_s, I_p(\Phi_p = \Phi_f) = 0), \quad (3.3)$$

と表される. ここで, I_p はプローブ電流, I_{i0} はイオン飽和電流, I_{e0} は電子飽和電流, Φ_p はプローブ印加電圧, Φ_f は浮動電位, Φ_s はプラズマ電位, e は電子の電荷, k_B はボルツマン定数, T_e は電子温度である. I_{i0} は Φ_p に弱く依存するが, 通常は $I_{i0}(\Phi_p) \sim I_{i0}$ で一定と考え, I_{e0} は磁場に強く依存し $I_{e0}(\Phi_p, B) \sim I_{e0}(B)$ にである. もし $\Phi_p \ll \Phi_f$ ならば,

$$I_p = -I_{i0} \propto n_e \sqrt{T_e}.$$

温度が空間的に均一であればイオン飽和電流は密度に比例する. さらに $\tilde{T}_e \ll \tilde{n}_e$ を仮定するならば,

$$\tilde{I}_p \propto \tilde{n}_e$$

であり, イオン飽和電流揺動は密度揺動の良いインデックスである. ここで, 上付きの $\sim$ は揺動振幅を意味する. 浮動電位とプラズマ電位との間には,

$$\Phi_f = \Phi_s + \alpha \frac{T_e}{e}$$

の関係が成立する. ここで,

$$\alpha = \ln \left(\exp \left(\frac{1}{2} \right) \sqrt{2\pi \frac{m_e}{m_i}} \right)$$

であり, m_e は電子質量, m_i はイオン質量である. アルゴンガスの場合は, $\alpha \sim -5.2$ となる. もし $\alpha \tilde{T}_e \ll \tilde{\Phi}_s$ であれば,

$$\tilde{\Phi}_f \sim \tilde{\Phi}_s$$

となる. この場合, 浮動電位揺動を検出することによってプラズマ電位揺動を測定することができる[23].

3.4.2 マッハプローブ

プラズマ流れの空間分布計測はプラズマ研究において重要である. 音速以下のプラズマ流速を測定するマッハプローブは様々なプラズマ流速測定法の中でも簡便な方法として広く知られている. 図 4 にマッハプローブの概略図を示す. マッハプローブは, プラズマ流の上下流に対称的に電極を設置し, イオン飽和電流を計測する. プラズマに流れがある場合, 上流側のイオン飽和電流 I^+ と下流側のイオン飽和電流 I^- の値に差が生じる. その差からマッハ数を算出し, 流速を評価することができる[24]. また, マッハプローブからマッハ数を算出する際のモデルはイオンラーマー半径とプローブサイズの比として表される磁化の度合いに依存する.

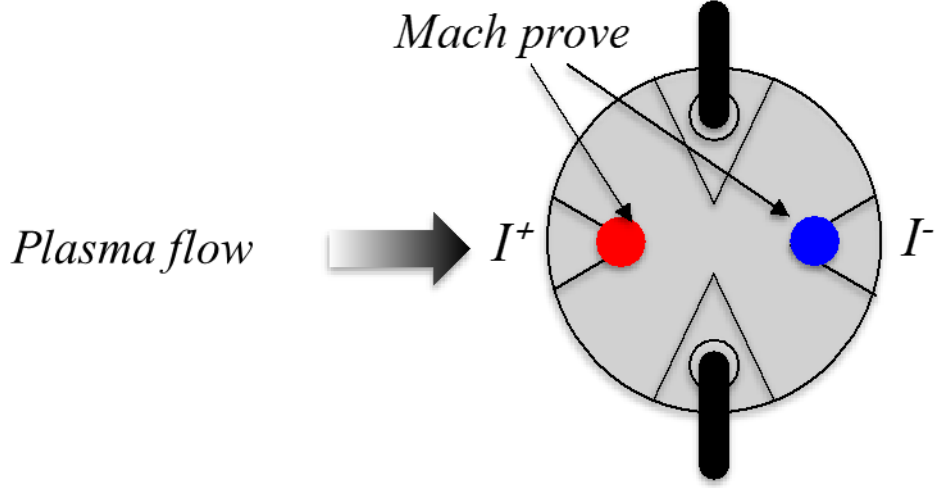


図 4: マッハプローブの概略図

本研究では，イオンジャイロ半径が大きい非磁化流体プラズマモデルを用いてマッハ数を

$$M = \frac{V_{flow}}{C_s} = \frac{T_e}{\sqrt{(T_e + T_i)2T_i}} \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \sim \sqrt{\frac{T_e}{2T_i}} \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (3.4)$$

によって決定する．マッハ数 M はイオン音波 C_s によって規格化した流速 V_{flow} を示す[25]．式(3.4)に基づいて流速の絶対値を推定するためには T_e と T_i の情報が必要とされる．直線装置の場合， T_i は低いと予測され計測することは難しい．これまで同様な直線装置で得られた結果から $T_i/T_e \sim 0.1$ であると仮定している．マッハプローブは対称性の破れから流速を求めるため，プローブ製造時の大きさの違いなどの非対称性は誤差の原因となる．本研究では再現性の良いプラズマを用いて，上流と下流の電極を入れ替えて計測することでマッハプローブを較正した．詳細は 3.5 節に示す．最終的に較正係数 α を用いて，マッハ数は

$$M = \sqrt{\frac{T_e}{2T_i}} \frac{I^+ - \alpha I^-}{I^+ + \alpha I^-}$$

から求めた. ここで α は本実験で一定とし, $\alpha = 1.18$ を用いた. また PANTA では温度勾配は密度勾配より小さいため, ここでは温度の径方向分布は一定であるとした.

3.4.3 64ch プローブ

本研究では揺動の周方向構造を観測するため 64ch 周方向プローブを用いた. 図 5 に, 64ch プローブの写真を示す. プローブは半径 $r_p = 40\text{mm}$ の円周に沿って 3.9mm 間隔でポロイダル(θ)方向に電極を 64 個整列したものであり, それぞれをラングミュアプローブとして使用する. 各電極は, 直径 0.8mm , 長さ 3mm のタングステン棒でできている[23]. 64 個の電極があるため, 最大測定可能なポロイダルモード数は $m=32$ である. ここで, ポロイダルモード数 m は, ポロイダル波数 k と $m = r_p k$ の関係にある. 本実験では, 64 個の電極を交互にイオン飽和電流計測と浮動電位計測に用いる. このため最大ポロイダルモード数はそれぞれ $m=16$ である. イオン飽和電流の測定のために電極に印加されるバイアス電圧を -90V に設定し, 1.5m 長の同軸ケーブルを介してイオン飽和電流を 20Ω の測定抵抗に導く. 浮動電位計測では電極は $1\text{M}\Omega$ の抵抗を介して真空容器に接続している. 更に, 実験では, 64ch プローブを基準に, マッハプローブの信号との相関からマッハプローブの位置を校正する.

[17]

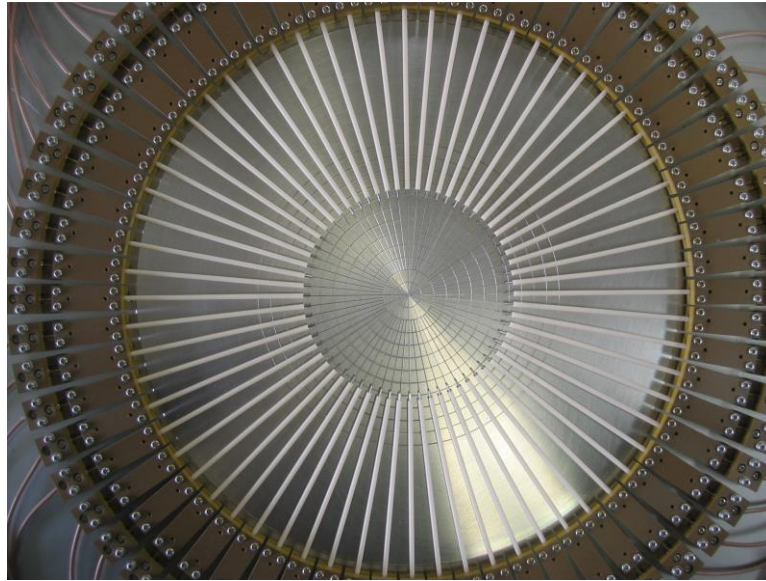


図 5:64ch プローブの写真

3.5 実験手順

本研究の実験手順を説明する. 中性ガス圧を 0.5mTorr, 0.75mTorr, 1mTorr, 2mTorr, 3mTorr の 5 ケースで変化させ, 入射ガス量を増加させることでプラズマ条件を調整する. そして高周波パワーを注入し PANTA プラズマを生成する.

放電(ショット)時にマッハプローブによる計測を行うが, 予備測定としてマッハプローブのイオン飽和電流を感知する 2 つ電極の較正を行う. 図 6 で示すように PANTA の放電ごとに, φ 方向にプローブを 15° ずつ回転させ, 2 つ電極のイオン飽和電流を計測する. すると図 7 に示すようなイオン飽和電流の回転角 φ に対する依存性が得られる. イオン飽和電流が最も大きくなる角度で電極は上流側を向いており, 最も小さくなる場合は下流側を向く. 電極間の表面積や酸化皮膜の状態等の個体差により, 2 本の曲線は完全には一致しない. この電極間の違いを較正する. 電極が同じ位置にいる場合イオン飽和電流密度は同じと考え, 計測されたイオン飽和電流値の違いを電極の実効表面積の違いとし, それぞれの電極の実効表面積の比を較正係数とする. [19]

本実験では、角度を調整し、 $\varphi=25^\circ$, $\varphi=205^\circ$ の位置に最大・最小があることがわかった。これは磁力線に平行な速度に加え周方向に流れが存在する事を示す。本実験では $r=2\text{cm}-6\text{cm}$ にて 0.5cm 間隔で移動させながら測定する。このときプローブを 180° 回転させ、二つの電極が上流及び下流となる場合のデータを取得した。1つの径方向測定位置につき 3 ショットを行うことで、スペクトル解析の際のアンサンブル数を増加させるとともにマシントラブルや放電失敗によるエラー値を回避する。但し本実験ではトラブルは確認されなかった。

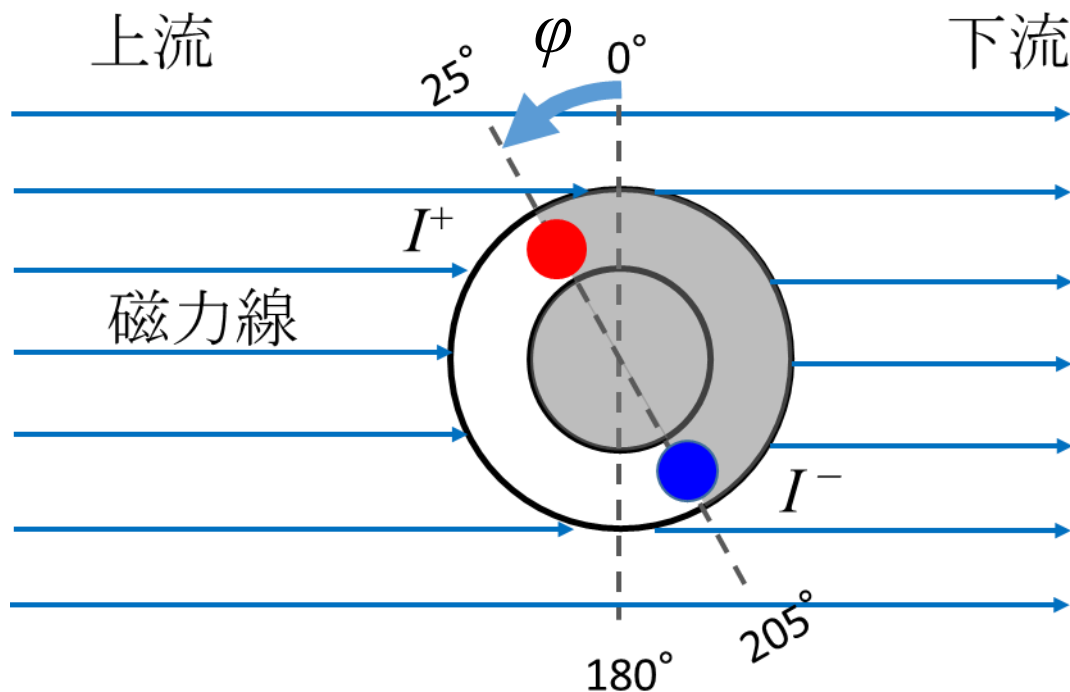


図 6: マッハプローブの回転方向(φ)

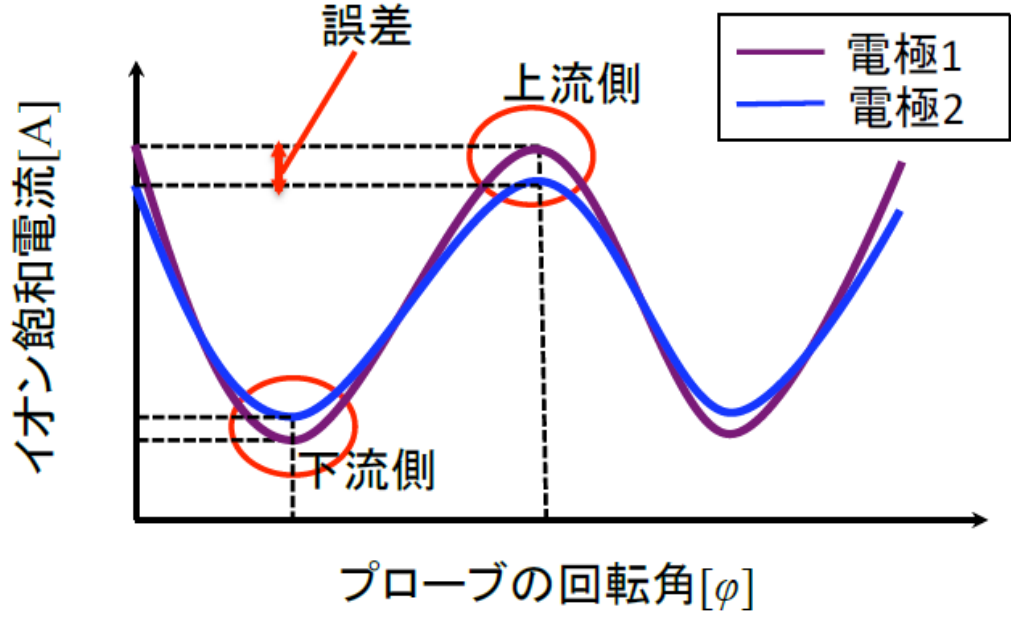


図 7: イオン飽和電流の回転角 φ に対する依存性

3.6 レイノルズ応力及び径方向粒子束の計算

レイノルズ応力 π_{rz} は、以下の式を用いて計算した. [6]

$$\pi_{rz} = \langle \tilde{V}_r \tilde{V}_z \rangle + \bar{V}_z \langle \tilde{V}_r \tilde{n}_e \rangle / \bar{n}_e + \langle \tilde{n}_e \tilde{V}_r \tilde{V}_z \rangle / \bar{n}_e \quad (3.5)$$

$\langle \rangle$ は、時間平均を示し、 $\bar{n}_e \equiv \langle n_e \rangle$ を示す. 変数 A の揺動成分を $\tilde{A} = A - \langle A \rangle$ とする. 第 1 項は対流成分、第 2 項は拡散成分、第 3 項は 3 体成分の総和である. また、軸方向流れの釣り合いの式を以下に示す.

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - m_i n_i \nabla \cdot \pi_{rz} - m_i n_i v_{in} V_z \quad (3.6)$$

ここで p は全体の圧力、 m_i はイオンの質量、 v_{in} は、イオン-中性粒子の衝突周波数を示す. また慣性項は無視できるほど小さく無視している. 本研究では圧力勾配の

項も小さく、イオン流速はレイノルズ応力による駆動力と中性粒子との衝突による摩擦力によって決定され则认为られる。

径方向粒子束 Γ_r は、次のように与えられる。

$$\Gamma_r = \langle \tilde{n}_e \tilde{v}_r \rangle = \tilde{v}_{r, \tilde{E} \times B} \cdot \tilde{n} = \tilde{E} \cdot \tilde{n} / B \quad (3.7)$$

ここで、 $\tilde{n}$ は電子密度揺動、 $\tilde{E}$ は周方向の電場揺動を示す。この式により径方向粒子束の時間的变化を觀察することができ、その異常輸送を検出することができる。この式では全揺動の影響を積分した全粒子束がもとまる。周波数成分の情報を得るには次式に示す Powers 氏らが解説する粒子輸送の周波数分解の式を用いる。[26]

$$\Gamma_r = \int_0^\infty S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega) d\omega \quad (3.8)$$

$S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega)$ は、周波数分解したクロススペクトルを示す。このクロススペクトルの対称性を用いて、粒子輸送の周波数成分は次のように表現することができる。

$$\Gamma_r = \frac{2}{B} |S_{\tilde{n}, \tilde{E}}(\omega)| \cos(\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}}) = \frac{2}{B} |F_{\tilde{n}}^*(\omega) F_{\tilde{E}}(\omega)| \cos(\arg[F_{\tilde{n}}(\omega) F_{\tilde{E}}(\omega)^*]) \cdot \gamma \quad (3.9)$$

ここで $\varphi_{\tilde{n}, \tilde{E}}$ は、密度構造と電場構造との間の位相差、 $F_{\tilde{n}}(\omega)$ 、 $F_{\tilde{E}}(\omega)$ は、密度・電場の時間変化の複素フーリエ係数、 γ は、密度構造と電場構造とのコヒーレンスを示す。これらの式を用いて径方向粒子束の向きと大きさを評価する。

第 4 章 実験結果

本章では実験で得られたデータをもとに解析を行った結果を示し、その考察を行った。入射ガス量を増加させることで、プラズマ中の中性ガスの流れを変化させ、中性ガス圧を 0.5mTorr, 0.75mTorr, 1mTorr, 2mTorr, 3mTorr の 5 ケースで実験を行い、そのときの圧力勾配や流速シア、径方向粒子束の変化を観察した。また、密度及び電位、流速、径方向粒子束の揺動スペクトルの変化を比較し、ドリフト波及び D'Angelo mode を同定した。同時に D'Angelo mode の駆動に重要なシア流の駆動力であるレイノルズ応力を評価した。

4.1 PANTA において形成される軸方向流れ構造

3 章で述べたように、中性粒子の注入圧力を調整し、5 つの条件でプラズマを生成した。図 8, 図 9 に時間平均した軸方向マッハ数と電子密度の径方向分布の変化を示す。このとき、電子密度はイオン飽和電流より $T_e = 3\text{eV}$ で径方向に一定として評価した。電子温度分布は径方向に緩やかな関数であるが、 n_e は $I_{is}/\sqrt{T_e}$ に比例するため T_e の密度分布形状に与える影響は小さい。

図 8 および図 9 中、黄色で示した領域すなわち径方向測定位置 $r = 2.5 \sim 3.5\text{cm}$ の領域で、強い密度勾配と軸方向流の反転を観測した。中心部で観測される強い軸方向流シアは密度勾配の急峻化を伴う。図 8 から大きな(負の)流速シアがプラズマ中心部 ($r \leq 3\text{ cm}$) で観察され、正の流速シアが周辺部 ($r > 3\text{ cm}$) で形成された。中性粒子圧依存性に注目すると、中性粒子圧を増加させると、軸方向流シアは変化する。1mTorr 未満で観測される流速シアは 1mTorr 以上で観測されるシアよりも小さい。すなわち、中性粒子圧が高いほどプラズマの流れ構造形成(分布の急峻化)を促進していることがわかる。

さらに、図 10 に浮遊電位の径方向分布を表す。浮遊電位でも密度、流速と同様に $r = 2.5\text{-}3.5\text{cm}$ の領域で大きな勾配が観察された。中性粒子圧が低いほど電位勾配が大きくなっている。

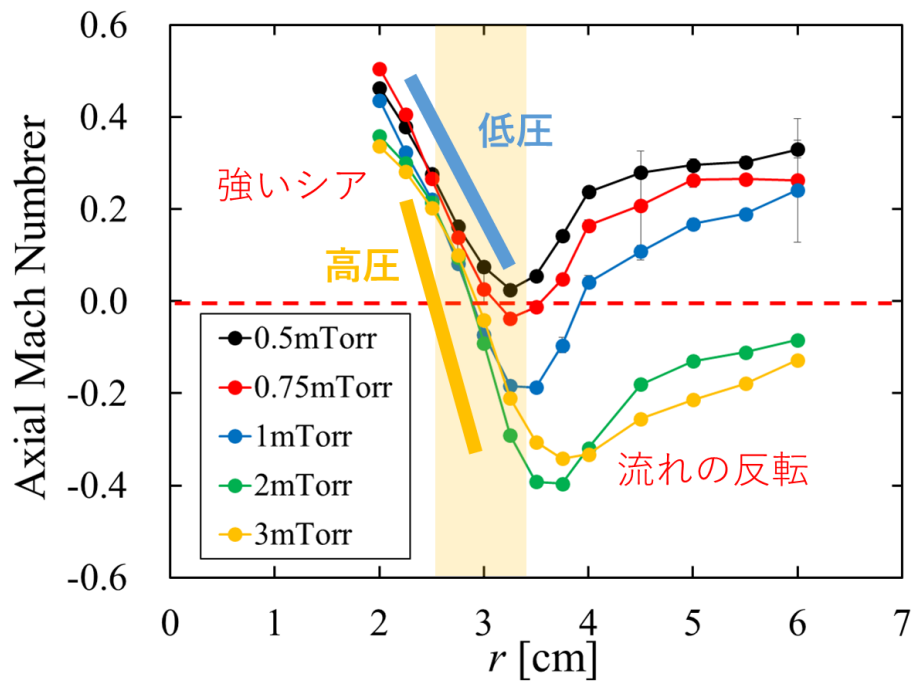


図 8: 軸方向マッハ数の径方向分布

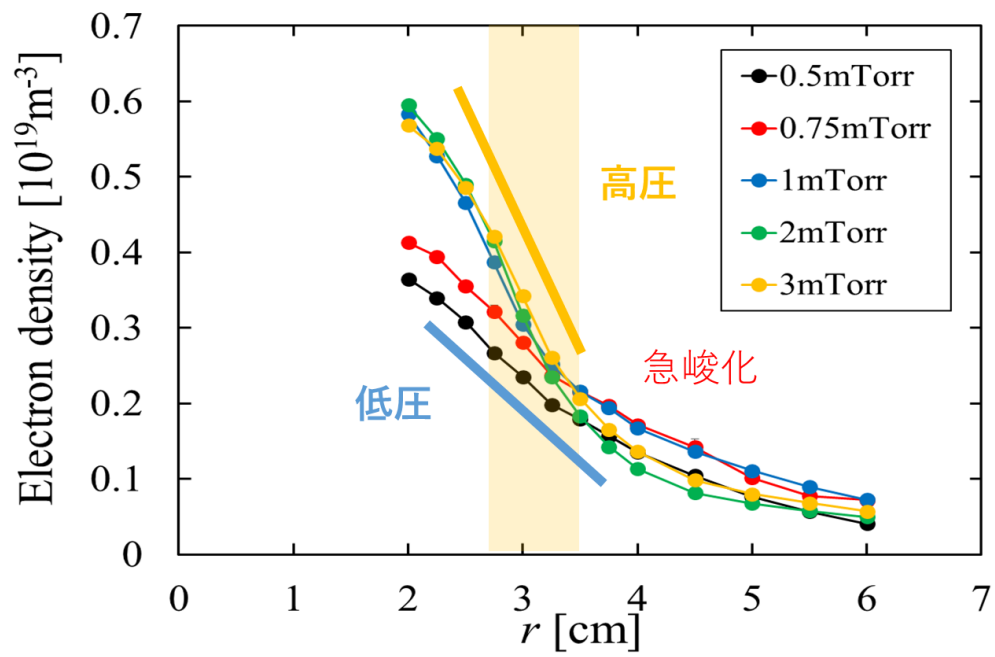


図 9: 電子密度の径方向分布

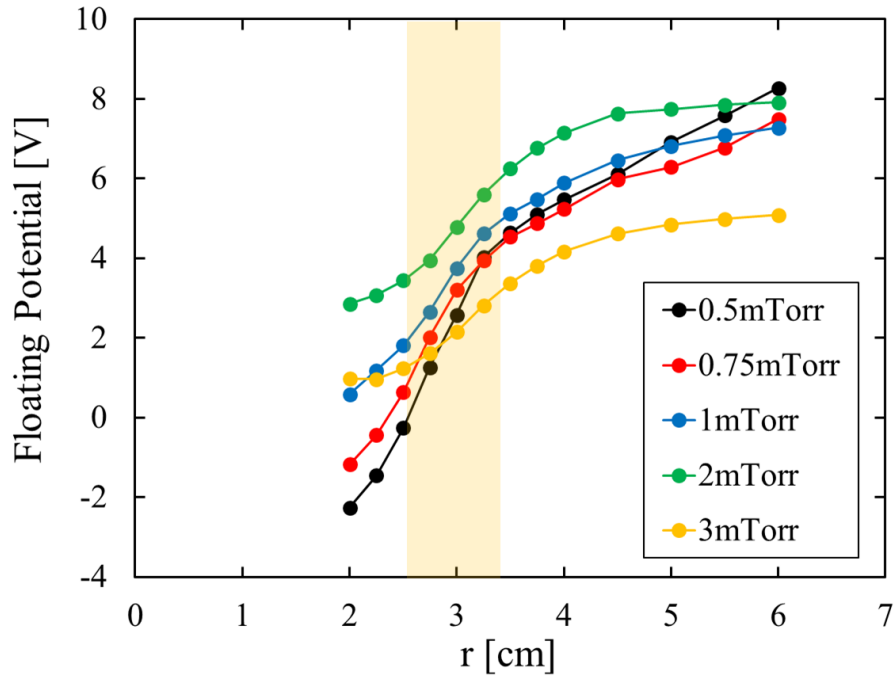


図 10: 浮動電位の径方向分布

4.2 乱流揺動の変化とその評価

軸方向流の駆動源のひとつにプラズマ乱流による運動量輸送がある。そこで各測定位置での乱流揺動の変化を観測し、その乱流構造の変化を評価した。まず図 8 より軸方向流シアの反転が観測された $r = 3 \text{ cm}$ 前後の $r = 2.75, 4.5 \text{ cm}$ における軸方向流速揺動のパワースペクトルの中性粒子圧依存性を図 11, 図 12 に示す。図 11, 図 12 からプラズマ中心部であるほどコヒーレントなモードが励起していることがわかる。図 11 の $r = 2.75$ では、0.5-1mTorr で 2-3kHz 帯に、2-3mTorr で 1-2kHz にそれぞれモードの励起が確認できる。また図 12 の $r = 4.5 \text{ cm}$ では、0.5- 0.75mTorr で 2-4kHz 帯に、1mTorr で 5kHz に、2-3mTorr で 1-2kHz, 3-4kHz 帯を中心にそれぞれモードの励起が確認できる。 $P_n = 1 \text{ mTorr}$ より低い中性粒子圧力の揺動スペクトルは、高圧のケースとそのモードの様相が異なっていることがわかった。これは図 8 で示した流速分布の中性粒子圧力依存性と関連していると考えられる。

また図 11, 図 12 から径方向位置によって流速揺動が異なることがわかる. そこで径方向位置別に乱流構造を分析するため, 図 11, 図 12 で顕著にコヒーレントなモードが広い周波数帯域に励起している $P_n=0.5 \text{ mTorr}$, 2mTorr について軸方向流速揺動のパワースペクトルの径方向位置依存性を図 13, 図 14 に示す. 図 13 の 0.5mTorr では, $2\text{-}3\text{kHz}$ 帯に $r = 2.0\text{-}4.5 \text{ cm}$ の範囲で, また図 14 の 2mTorr では, 1kHz , $2\text{-}3\text{kHz}$ 帯, 4kHz 付近にコヒーレントなモードが励起している. またそれぞれ $r = 4.0 \text{ cm}$ 付近を境にプラズマ中心部とその周辺部で径方向位置においても乱流構造が変化していることがわかった. 特に $r = 3.0$ ではモードの励起が顕著になっている. このことは, 流速シアの急峻化する径方向位置とモードが励起する径方向位置はほぼ一致しているため, 図 8 で示した流速分布の径方向依存性と相関していると考えられる.

図 11-14 の励起したモードの中に D'Angelo mode が存在する可能性があると推測される. そこで, コヒーレントなモードがよく表れている 0.5mTorr , 2mTorr を中心に乱流構造の分析を進めた.

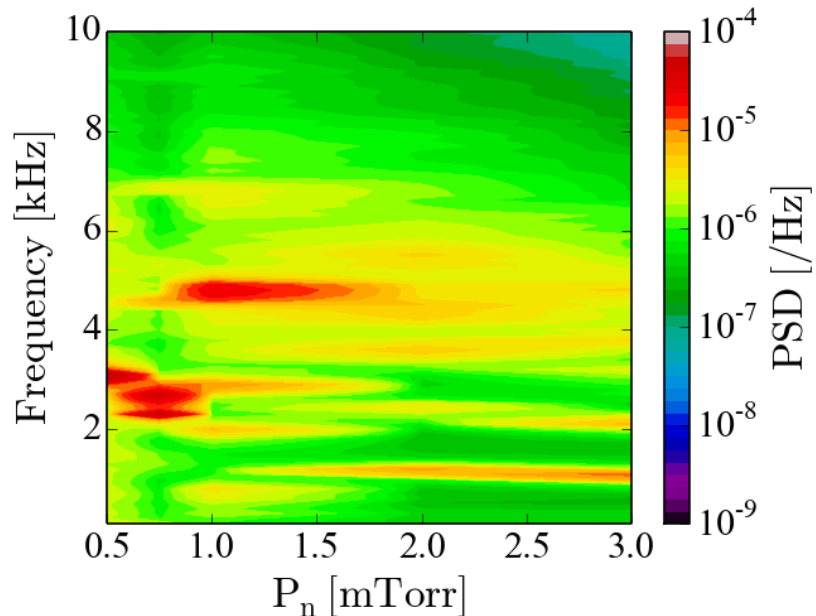


図 11: 軸方向流速スペクトルの中性粒子圧依存性 ($r = 2.75 \text{ cm}$)

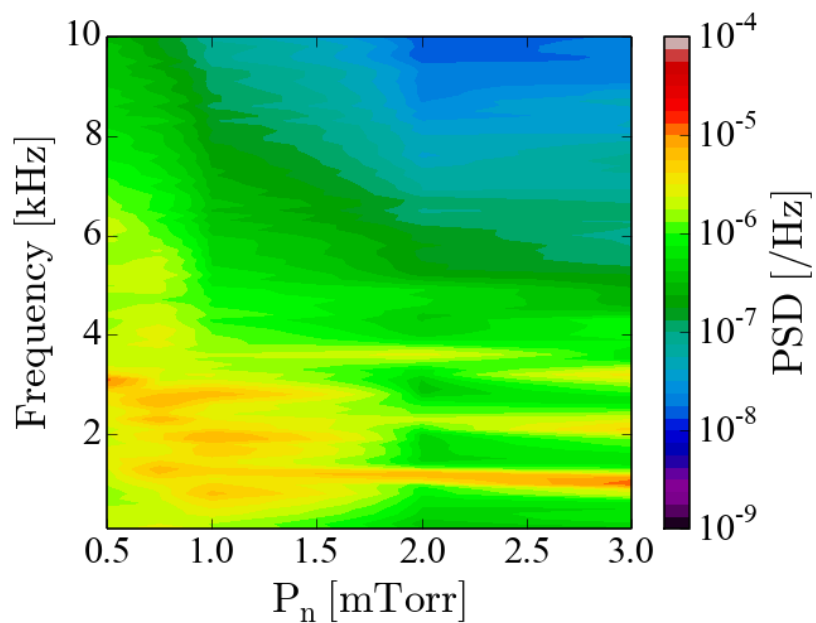


図 12: 軸方向流速スペクトルの中性粒子圧依存性($r = 4.5 \text{ cm}$)

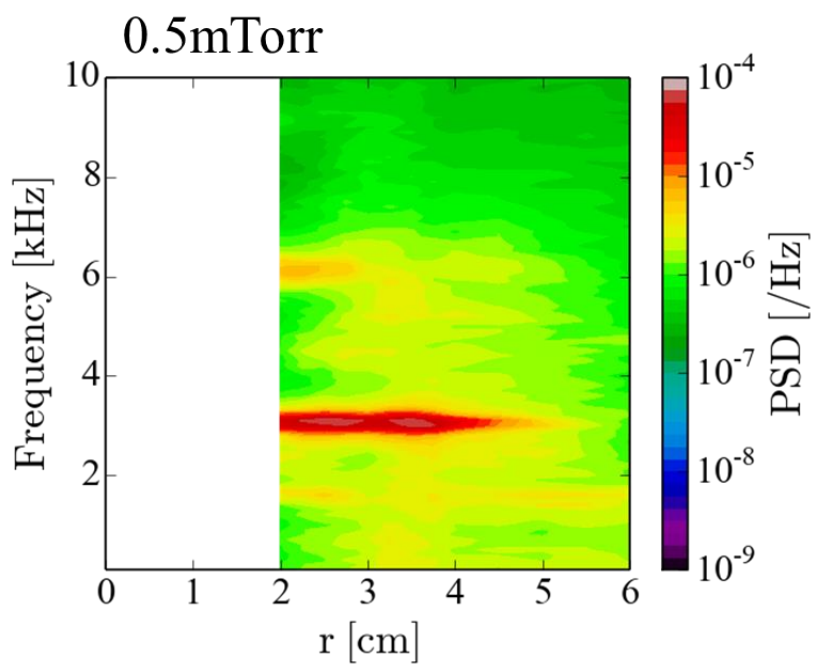


図 13: 軸方向流れ構造の径方向位置依存性($P_n = 0.5 \text{ mTorr}$)

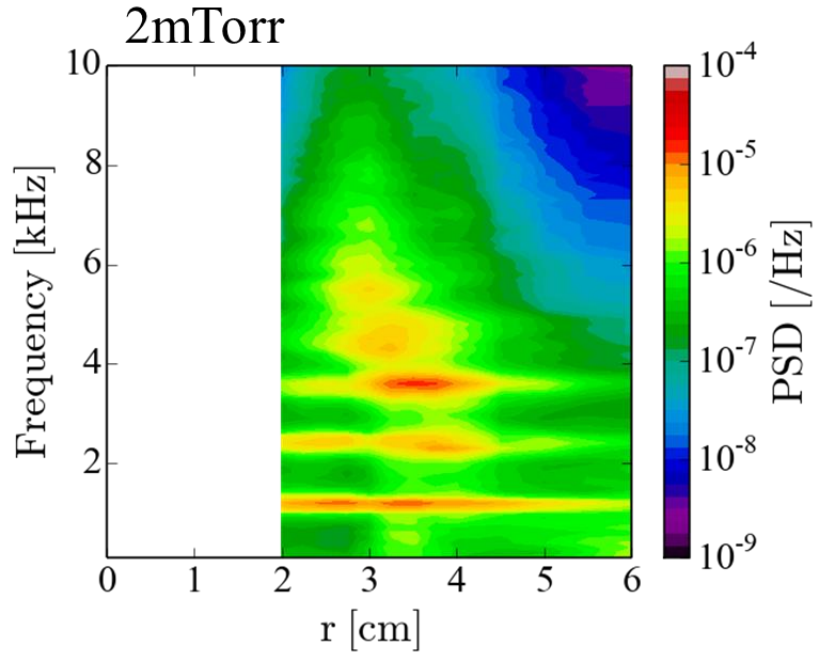


図 14: 軸方向流れ構造の径方向位置依存性($P_n = 2\text{mTorr}$)

4.3 揺動駆動径方向粒子束

径方向圧力勾配で励起されるドリフト波は圧力勾配を緩和するため外向きの粒子束を駆動する。一方、軸方向シアで励起される D'Angelo mode は内向きの粒子束を駆動できる。そこで径方向粒子束を評価することで検討した。径方向粒子束は式 (2.21) を用いて計算した。図 15 に周波数積分した径方向粒子束の径方向分布を示す。図 9 の密度分布と比較して密度勾配が大きい領域($r = 2.5\text{-}3.5\text{cm}$)で、周波数積分した全粒子束は内向きであった。これは密度ピーキングが観測された径方向位置($r = 2.5\text{-}3.5\text{cm}$)とほぼ一致している。このことから密度勾配のピーキングと粒子束のピーキングが定性的に対になっていることがわかる。また流速揺動でコヒーレントなモードの励起が確認された $P_n = 0.5\text{ mTorr}$, 2mTorr の周波数分解した径方向粒子束揺動の径方向分布を図 16, 図 17 に示す。図 16, 図 17 から周波数帯によって粒子束の向きは内向き, 外向き両者とも存在することがわかる。径方向内側の軸方向

流シアが観測された $r = 2.5\text{-}3.5\text{cm}$ で、内向きの粒子束が観測された。径方向外側では、外向きの粒子束が観測できる。中性粒子圧力が高くなると径方向内側で内向き、中性粒子圧力が低くなると径方向外側で外向きの粒子束が駆動している。これらから密度勾配のピーキングを伴う径方向粒子束は、乱流により駆動されている可能性があると考えられる。特に内向きの粒子束を伴っているため D'Angelo mode の寄与が大きいと考えられる。

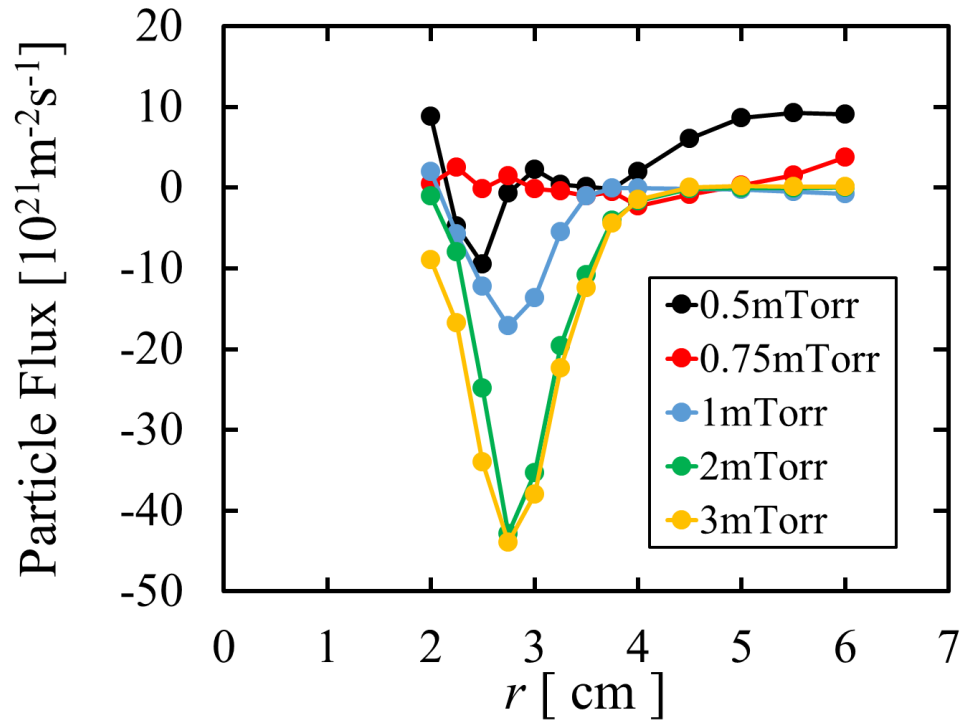


図 15: 周波数積分した径方向粒子束の径方向分布

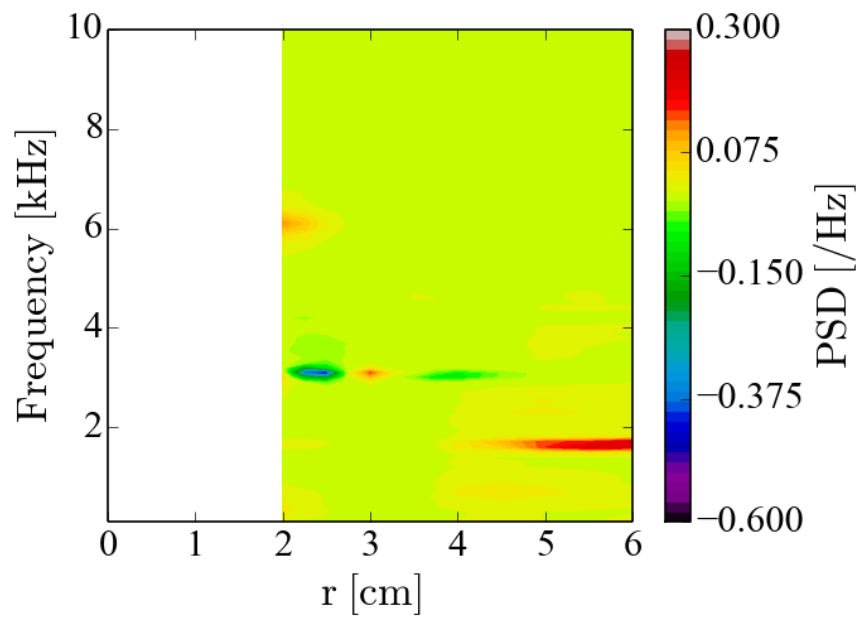


図 16: 0.5mTorr 径方向粒子束スペクトルの径方向分布

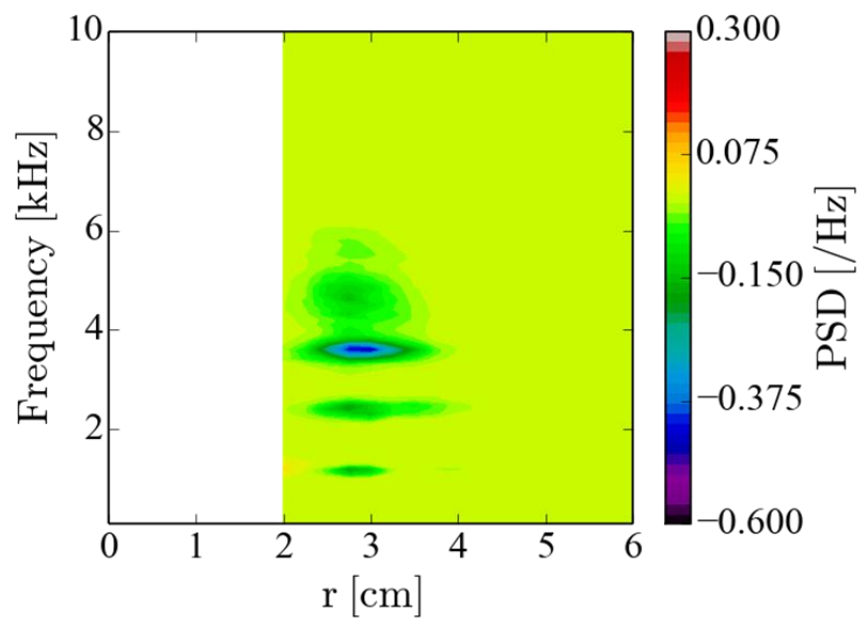


図 17: 2mTorr 径方向粒子束スペクトルの径方向分布

4.4 ドリフト波・D'Angelo mode の同定

モードの同定には電位揺動, 密度揺動, 流速揺動のレベル, 周方向モード数, 軸方向波数の観測が必要である. そこで電位($e\tilde{\phi}_f / \bar{T}_e$), 密度($\tilde{n}_e / \bar{n}_e$), 流速($\tilde{V}_z / \bar{C}_s$)揺動の各成分を計測した. ここでは図 11-14, 図 16-17 の評価から, いくつかのコヒーレントなモードが顕著に表れている低圧 0.5mTorr と高圧 2mTorr の密度・電位・流速揺動スペクトル(a)と径方向粒子束の揺動スペクトル(b)を図 18-21 に示す. 図 18-21(a)から, 外向きの粒子束を駆動する揺動(図 18(a) 1kHz および 6kHz, 図 19(a) 1kHz のモード)の流速揺動は密度揺動と同程度であるが, 電位揺動は密度揺動より大きいことがわかる. また内向きの粒子束を駆動する揺動(図 21(a) 4kHz のモード)の流速揺動は密度揺動より大きい, 電位揺動は密度揺動と同程度である. 続いて周方向プローブを用いてイオン飽和電流と電位のモード数を測定した. 中性粒子圧力の低圧 0.5mTorr, 高圧 2mTorr の径方向 $r = 4.0\text{cm}$ における粒子束揺動スペクトル(a), またイオン飽和電流(b)及び浮遊電位(c)のモード数を図 22, 図 23 に示す. ここで, 図 22 で $m=1$, 図 23 で $m=1-3$ で電子反磁性方向に伝搬することがわかる. また図 22 では, まれにイオン反磁性方向に伝搬するモードが混在している. ここでドリフトモード, D'Angelo mode, ケルビンヘルムホルムは電子反磁性方向に, フルートモードはイオン反磁性方向に伝搬する[10].

以上を基にモードの同定を行う. モードの同定条件を表 2 に示す[27]. 密度揺動で規格化した電位揺動と流速揺動を径方向粒子束の正(a), 負(b)で区別した関係を図 24 に示す. それぞれの色でハッチされた範囲は各モードとして同定された範囲を示す. 赤色の範囲がドリフト波, 青色の範囲は, D'Angelo mode, 緑色の範囲はフルートモードと考えられる範囲, 灰色の範囲はモードの同定が難しい非線形励起励起準モードおよびケルビンホルツマンモードと考えられる範囲をそれぞれ示す. 図から粒子束の内向き外向きでそれぞれ分布に傾向があることがわかる. 図 24(a)で外向きの粒子束を駆動する揺動の流速揺動は密度揺動と同程度であるが, 電位揺動は密度揺動より大きいことがわかる. このことから外向きの粒子束を駆動するモードはドリフト波およびケルビンヘルムホルツモードである可能性がある. 図 24(b)で内向きの

粒子束を駆動する揺動の流速揺動は密度揺動より大きい、電位揺動は密度揺動と同程度であることがわかる。そのため内向きの粒子束を駆動するモードは D'Angelo mode であると考えられる。また図に示す通り、ドリフト波および D'Angelo mode 以外のモードが多く共存していることがわかった。

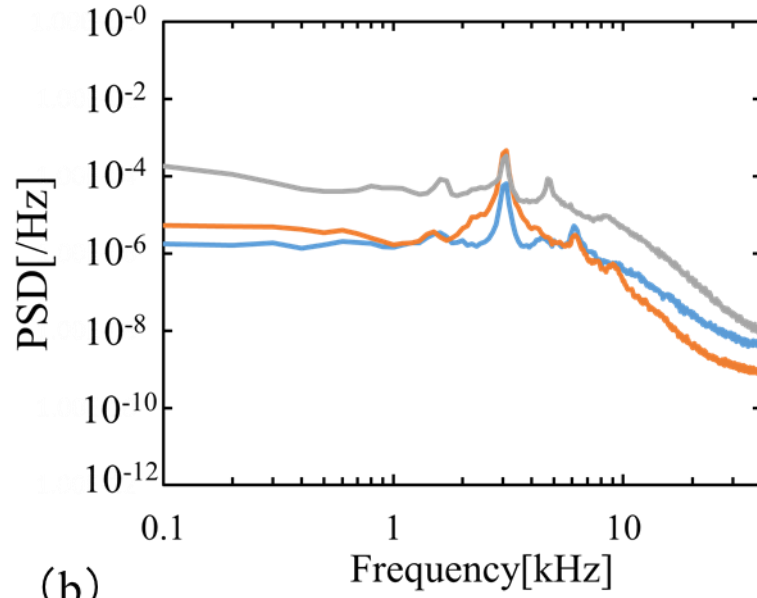
表 2:ドリフト波, D'Angelo mode の同定条件

モード（不安定性）の同定

ドリフト波	$(\tilde{n}_e/\bar{n}_e) \approx (e\tilde{\phi}_f/\bar{T}_e)$ $(\tilde{n}_e/\bar{n}_e) > (\tilde{V}_z/\bar{C}_s)$
D'Angelo mode	$(\tilde{n}_e/\bar{n}_e) \approx (e\tilde{\phi}_f/\bar{T}_e)$ $(\tilde{n}_e/\bar{n}_e) \leq (\tilde{V}_z/\bar{C}_s)$ D'Angelo modeは 内向き(負の)粒子束をもつ

(a) $P_n = 0.5\text{mTorr}$, $r = 2.5\text{cm}$

— $\tilde{V}_z/\bar{C}_s$ — $\tilde{n}_e/\bar{n}_e$ — $e\tilde{\phi}_f/\bar{T}_e$



(b)

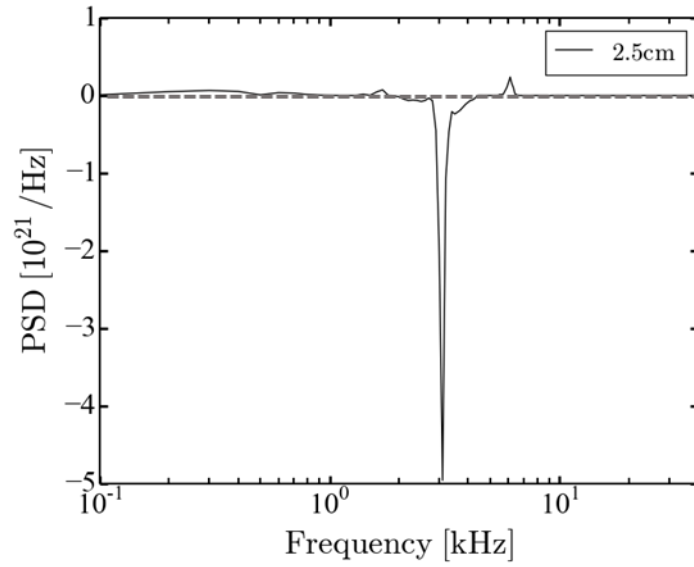
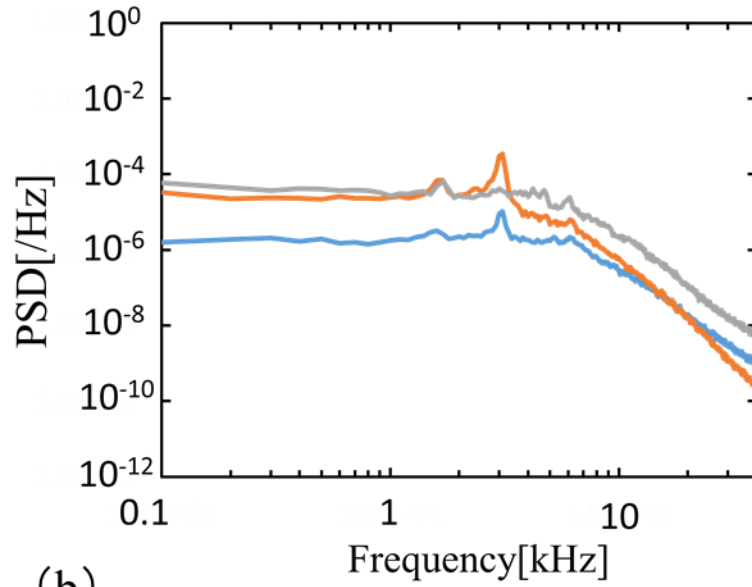


図 18: 密度・電位・流速揺動スペクトル比較(a)と径方向粒子束
スペクトル(b) 0.5mTorr ($r = 2.5\text{ cm}$)

(a) $P_n = 0.5\text{mTorr}$, $r = 4.5\text{cm}$

— $\tilde{V}_z/\bar{C}_s$ — $\tilde{n}_e/\bar{n}_e$ — $e\tilde{\phi}_f/\bar{T}_e$



(b)

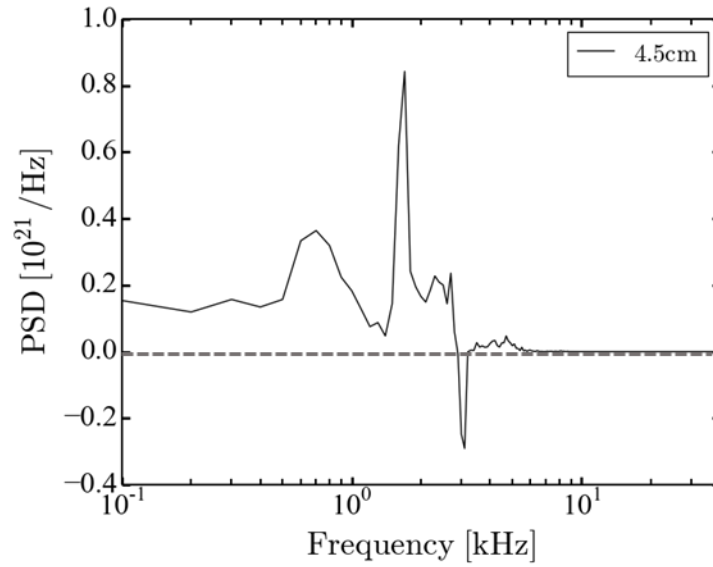
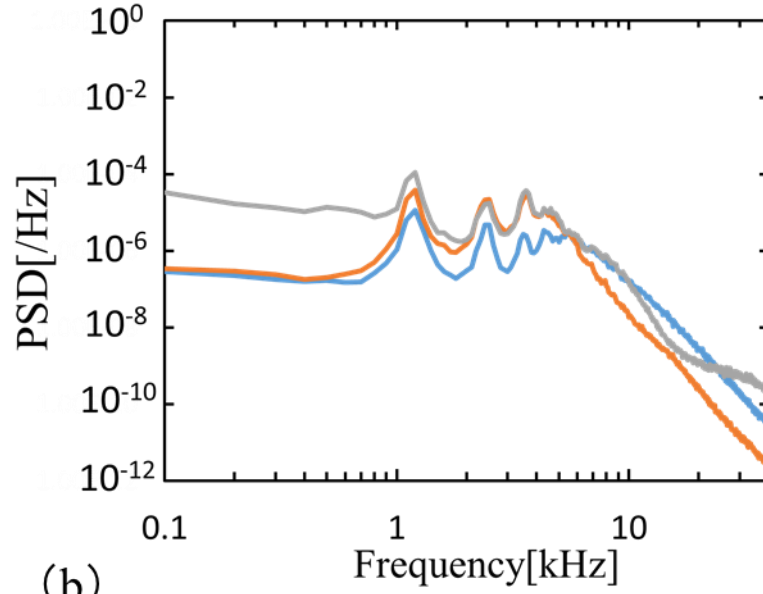


図 19: 密度・電位・流速揺動スペクトル比較(a)と径方向粒子束
スペクトル(b) 0.5mTorr ($r = 4.5 \text{ cm}$)

(a) $P_n = 2\text{mTorr}$, $r = 2.5\text{cm}$

— $\tilde{V}_z/\bar{C}_s$ — $\tilde{n}_e/\bar{n}_e$ — $e\tilde{\phi}_f/\bar{T}_e$



(b)

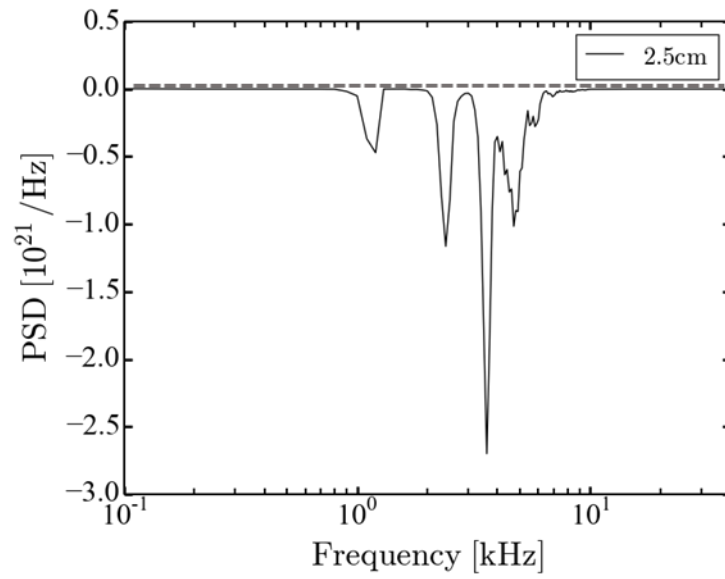


図 20: 密度・電位・流速揺動スペクトル比較(a)と径方向粒子束
スペクトル(b) 2mTorr ($r = 2.5\text{ cm}$)

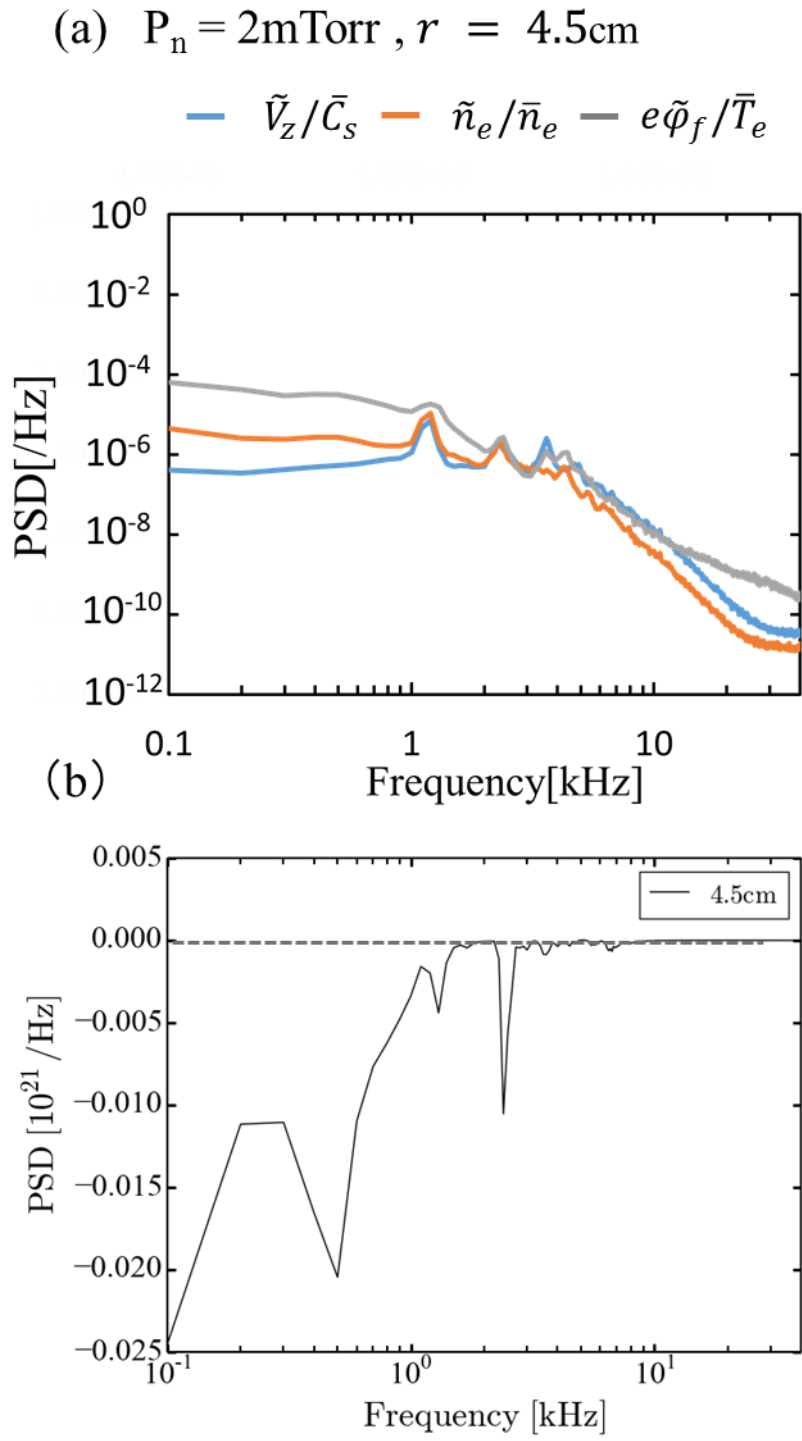


図 21: 密度・電位・流速揺動スペクトル比較(a)と径方向粒子束
スペクトル(b) 2mTorr ($r = 4.5\text{ cm}$)

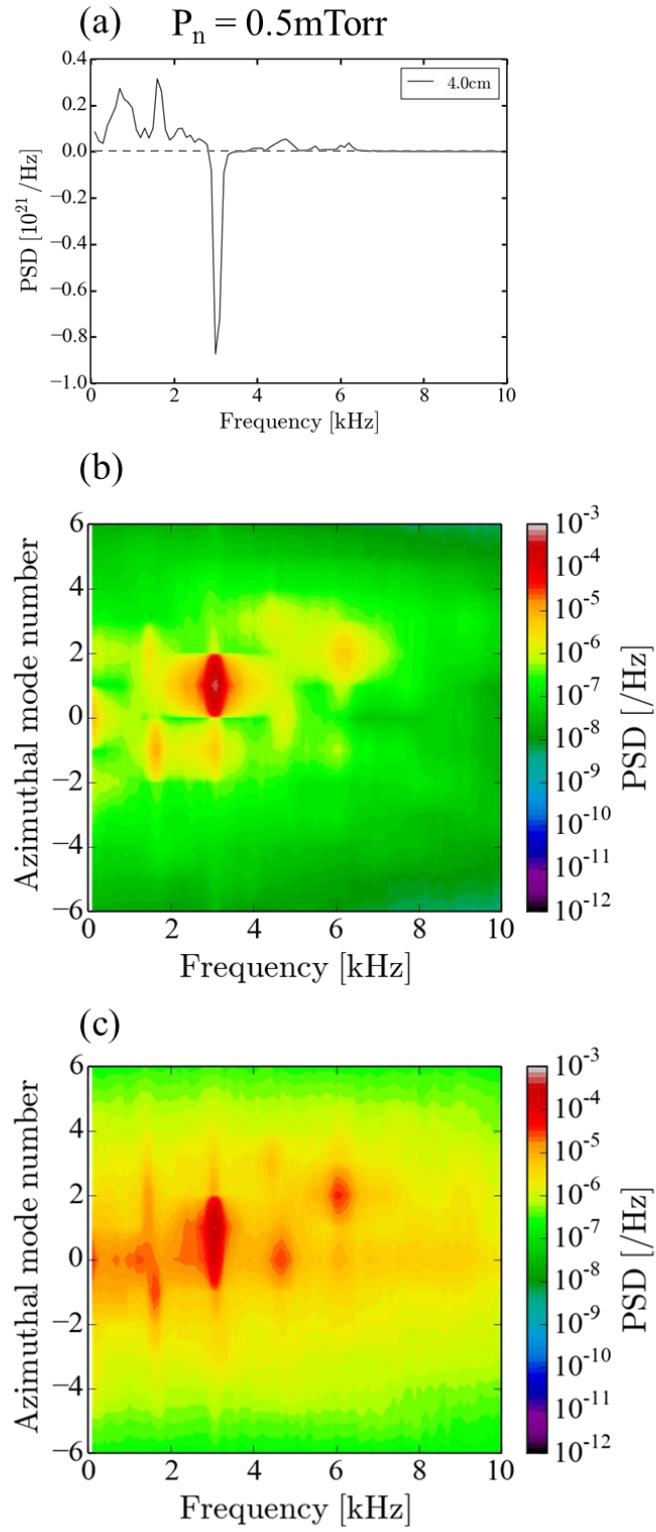


図 22: 径方向粒子束スペクトル($r = 4.0\text{cm}$)(a), イオン飽和電流(b) 及び浮遊電位(c)の 2 次元スペクトル($P_n = 0.5\text{mTorr}$)

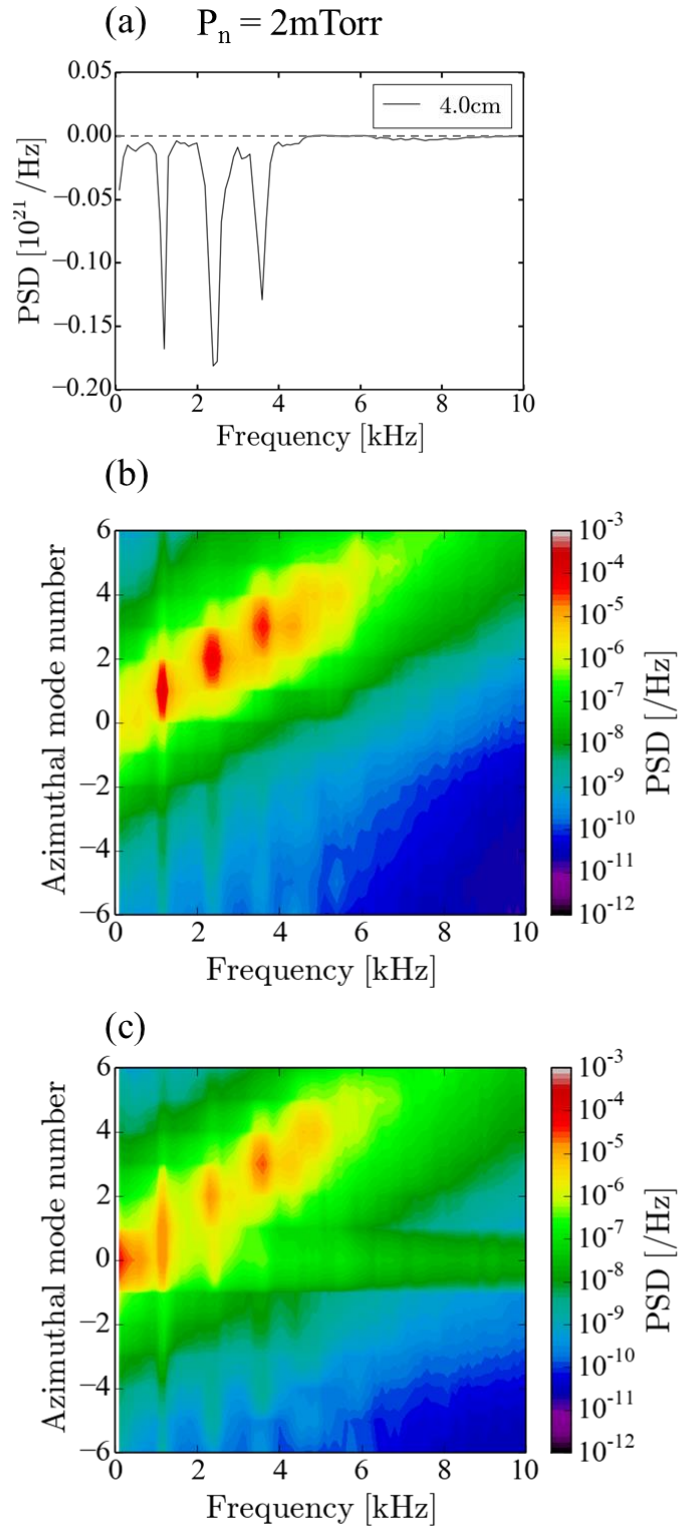


図 23: 径方向粒子束スペクトル(a)($r = 4.0\text{cm}$), イオン飽和電流(b) 及び浮遊電位(c)の 2 次元スペクトル($P_n = 2\text{mTorr}$)

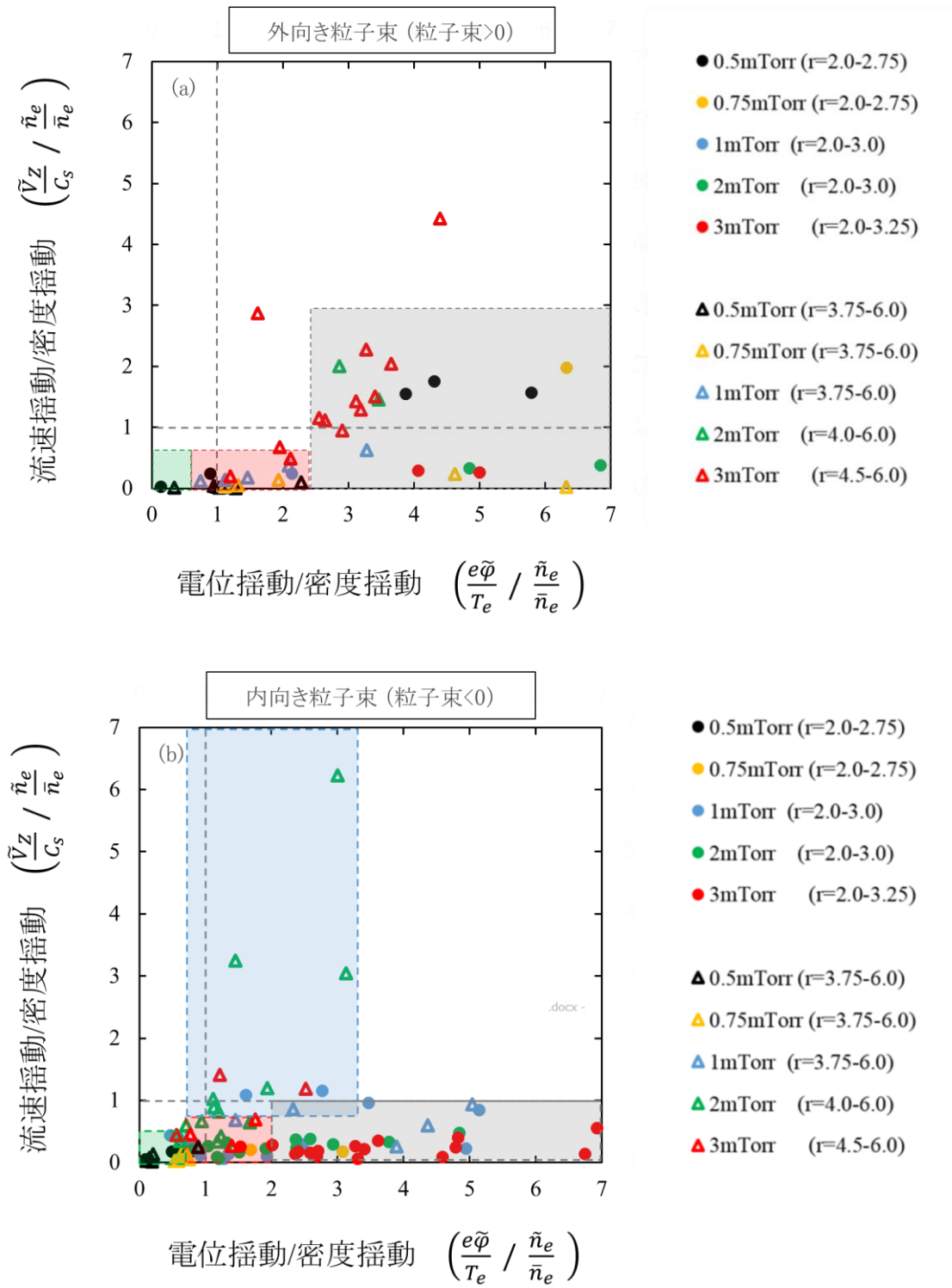


図 24: 駆動する粒子束が(a) 外向きと(b) 内向きの場合の
密度・電位・流速揺動レベルの関係

第 5 章レイノルズ応力の評価

PANTA で観測される軸方向流の形成について議論する.

5.1 レイノルズ応力の径方向分布

ドリフト波からレイノルズ応力を通じて軸方向流を急峻化する効果を検討するため, 図 25 に軸方向レイノルズ応力の径方向分布を示す. またレイノルズ力(レイノルズ応力の発散)が軸方向流を駆動する力となるため, 図 24 にレイノルズ力径方向分布を示す. なおレイノルズ応力の計算は, 式(2.23)を用いており, レイノルズ力は, 2 次の Savitzky-Golay 法を用いて平滑化微分を用いて求めた. 図 25 から中性粒子圧力が高くなると(>1mTorr), ほぼ同様の振る舞いとなり, 3.5 cm 近傍にピークを持つ. 低いほど(<1mTorr)周辺に向かってレイノルズ応力が大きくなる. 図 26 はレイノルズ力を示しており, 中心部で軸方向に流れを駆動しているが, 流速シアが観測された $r = 2.5 - 3.5$ cm では逆方向に力が働いている事が分かる. 周辺部では 0.5mTorr, 0.75mTorr では逆方向, 1mTorr 以上では順方向の力がかかっており, それぞれの流れを逆転させようとしている.

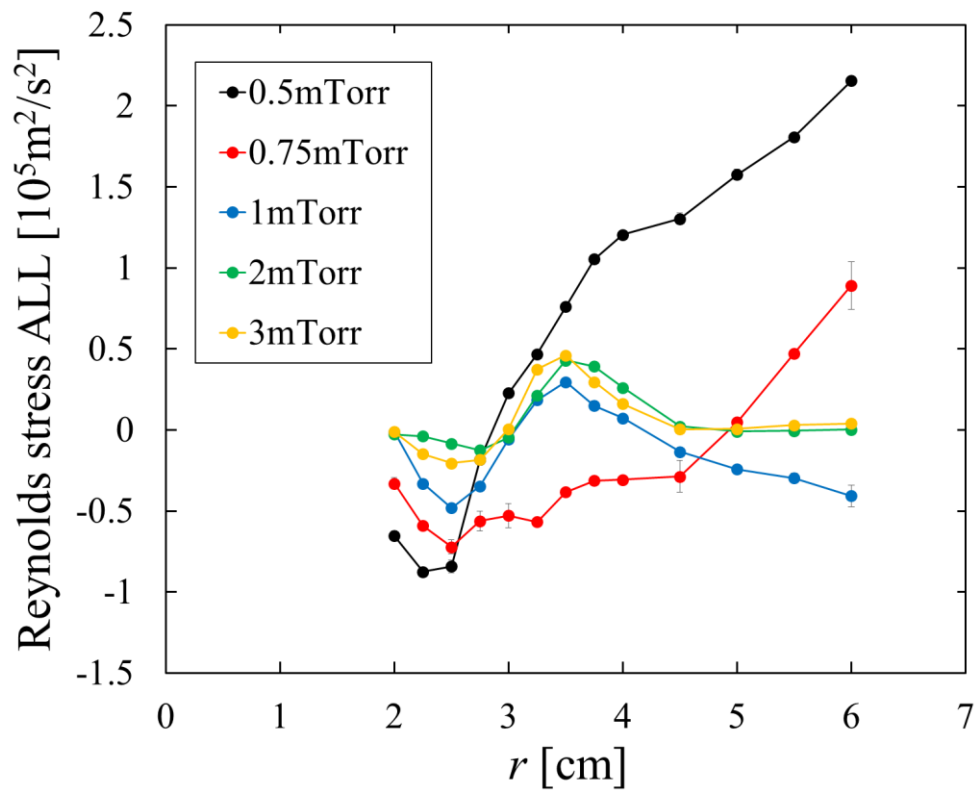


図 25:レイノルズ応力の径方向分布

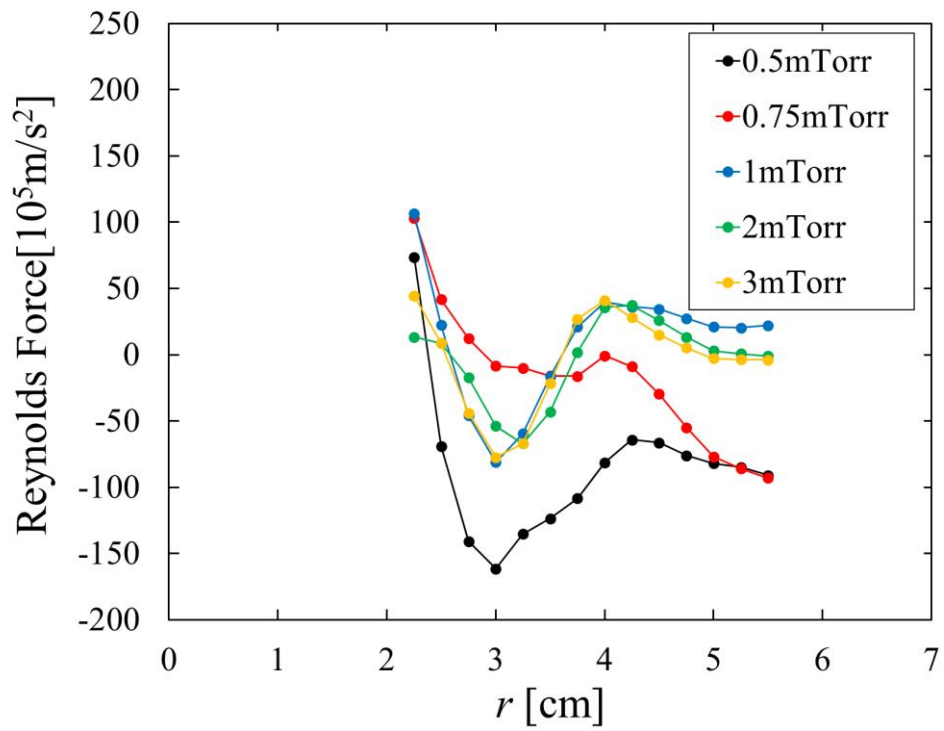


図 26:レイノルズ力の径方向分布

5.2 レイノルズ応力の拡散成分と対流成分

5.1 で示したレイノルズ応力は対流成分, 拡散成分, 3 体成分の 3 つの成分の総和である. そこで中性粒子圧力の変化で 3 つの成分の変化を評価する. 図 27 および図 28 に, 中性粒子圧力 0.5mTorr および 2mTorr の各成分とレイノルズ応力の径方向分布を示す. 図 27-28 から 3 体成分は小さく無視できる. 軸方向流シアが形成される径方向内側で, 中性粒子圧力が低い場合は拡散成分が, 高い場合は対流成分が支配的になることがわかる.

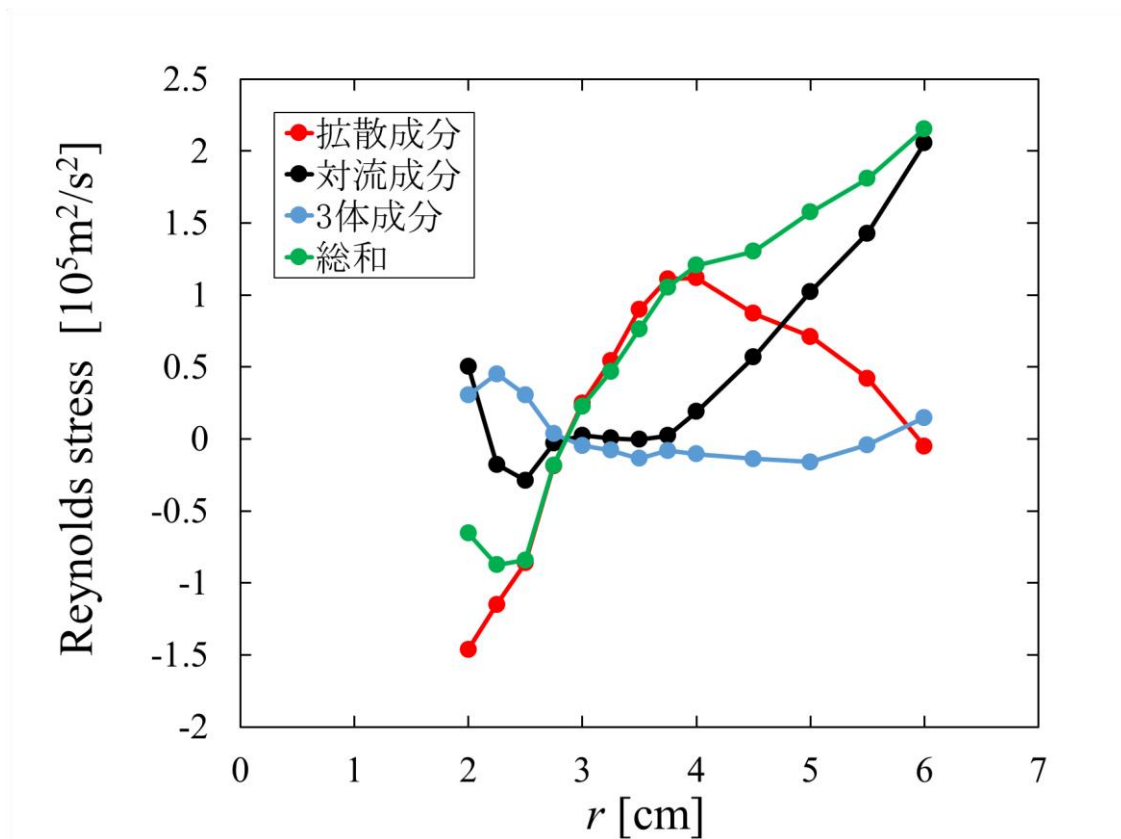


図 27: 0.5mTorr の場合のレイノルズ応力の対流成分, 拡散成分, 3 体成分, 及び全応力の径方向分布

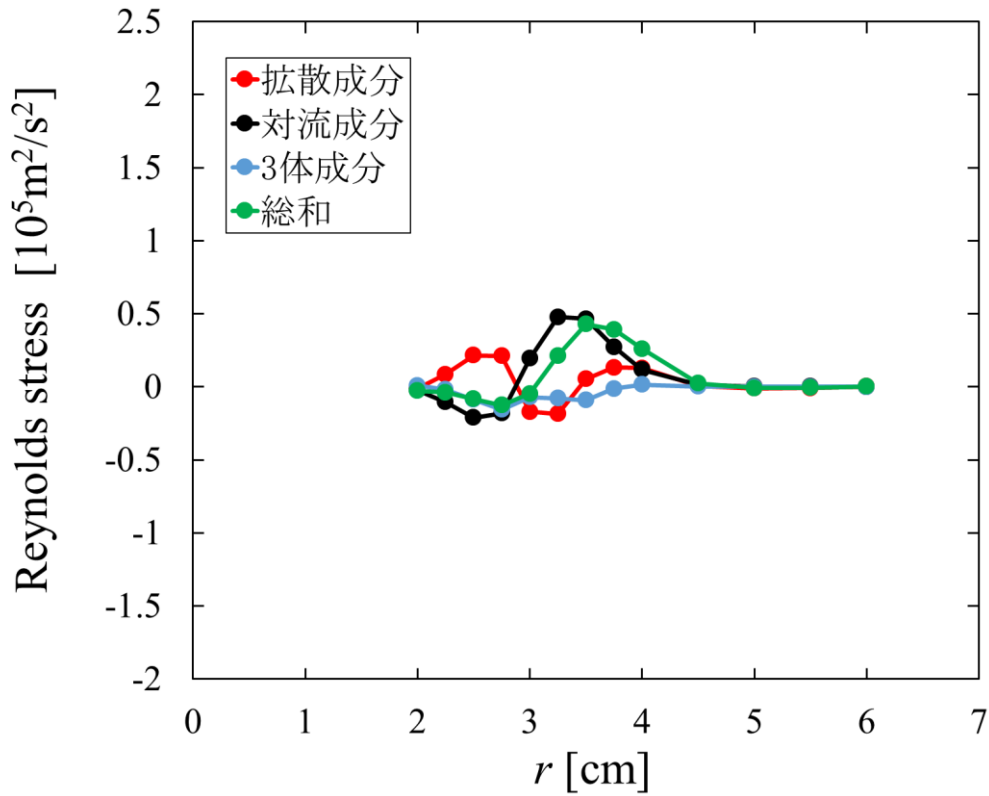


図 28: 2 mTorr の場合のレイノルズ応力の対流成分, 拡散成分, 3 体成分, 及び全応力の径方向分布

5.3 レイノルズ応力と軸方向流速

軸方向の流れの釣り合いの式は, 式(3.6) $0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - m_i n_i \nabla \cdot \pi_{rz} - m_i n_i v_{in} V_z$ である. これはレイノルズ応力と軸方向圧力勾配による力が中性ガスとの摩擦力と釣り合って軸方向流が決まる事を示す. 但し図 8 に示すように実際の流速分布は単調な関数では表せられない. 流速は中心部($r < 3.5$ cm)では負の強い勾配を持ち、周辺部($r > 3.5$ cm)では緩やかな正の勾配を持つ. ここではそれぞれの領域についてレイノルズ応力の寄与を評価する.

図 29 に中心部の強いシア領域における, 図 30 に周辺領域での軸方向マッハ数とレイノルズ力との関係をそれぞれ示す. 図 29 からシア流領域において, 0.5mTorr の場合を除いて軸方向流は上記の力のバランスでよく説明できる. レイノルズ力が 0 近傍でも軸方向に流れが駆動されているが, これは圧力勾配による駆動($-\frac{1}{m_i n_i v_{in}} \frac{\partial p}{\partial z} \sim$

0.03C_s, $v_{in} = 40$ kHz とした)で説明可能である. シアの領域 ($2.5 \text{ cm} < r < 3.5 \text{ cm}$)では, レイノルズ力が負となり, 逆方向へ流れが駆動される. 一方, 圧力が 0.5m Torr の場合は大きなオフセットの存在が示唆される. 周辺部に関しては, 図 30 に示すように 0.5mTorr 以外ではレイノルズ力が 0 近傍にも関わらず正, あるいは負のオフセットが観測される. 負のオフセットは圧力勾配項では説明できず, 正のオフセットも定量的に圧力勾配項では説明できない.

以上の観測結果から, 周辺領域には上記の式で考慮していない駆動力の寄与を示唆している. そのような効果に中性粒子の流れが考えられる. 中性粒子の流れを考慮すると, 力のバランスは $0 = -\frac{\partial p}{\partial z} - m_i n_i \nabla \cdot \pi_{rz} - m_i n_i v_{in}(V_z - V_n)$ となり, v_{in} が大きい場合、 $V_z = V_n$ となり, プラズマ流れは中性ガスの流れによって決まる. 中性粒子の流れは近年 LIF による測定が行われており, 径方向内向きの流れの形成等, 装置全体に及ぶ大きな循環が形成されていることが示唆されている[28]. このような中性粒子の流れの影響が, 電子密度が低く電離度の低い周辺部で大きくなる可能性がある. 0.5mTorr の場合は中心部で比較的電離度が高いため(~20 %)[29], 中性粒子の寄与は相対的に小さくなっており, $0 \sim \nabla \cdot \pi_{rz}$ で流れが決まっている可能性がある. この時, レイノルズ応力の対流項と拡散項とがバランスすると考えられる.

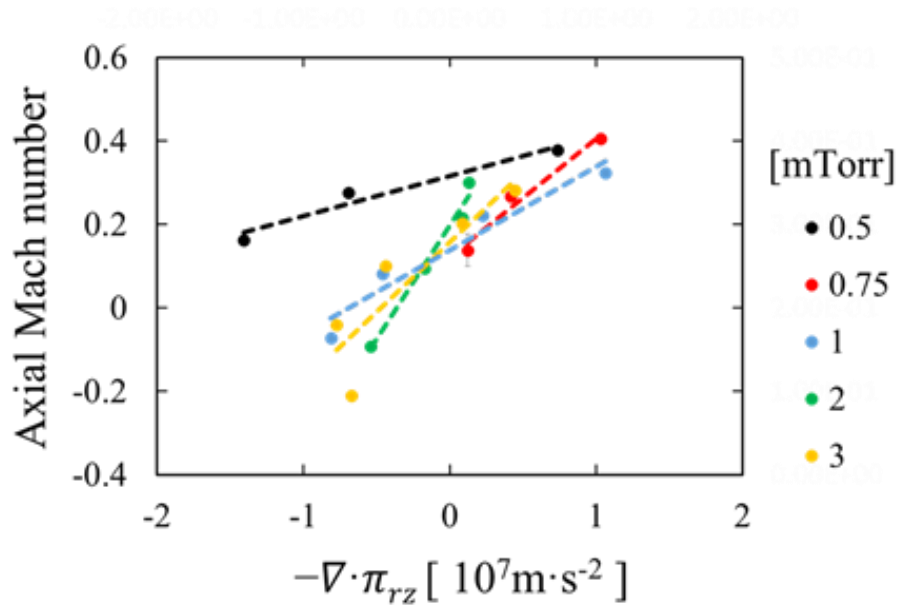


図 29: 中心部の強いシア領域における 軸方向マッハ数とレイノルズ力の関係性

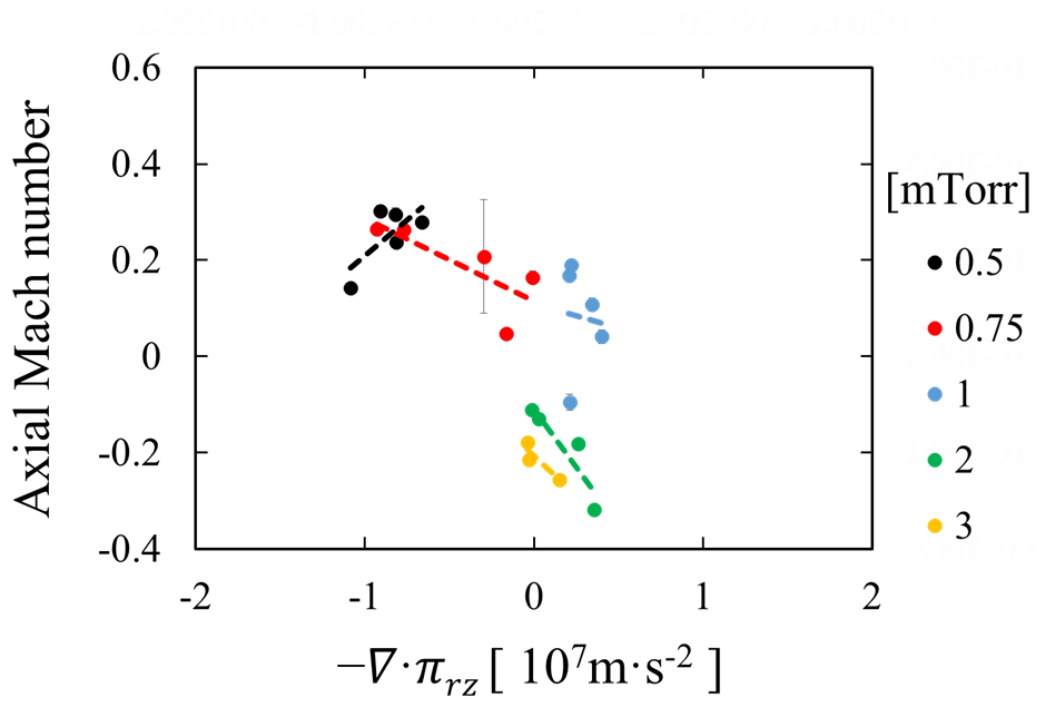


図 30: 周辺領域での軸方向マッハ数とレイノルズ力の関係性

5.4 軸方向流の自己組織化

中性粒子圧力が低い場合では (≤ 1 mTorr), $r < 2.5$ cm でレイノルズ応力による流れの駆動とシアの形成が観測される. また, 図 15 に見られるように内向きの粒子束も駆動されている. ここではシアの形成はレイノルズ応力の拡散的成分による. 図 31 にあるように 0.5mTorr, $r = 2$ cm で励起されている主な揺動(~ 3 kHz)はドリフト波であると考えられる. これより, 以前の実験と同様の, ドリフト波が流速シアを作り, 励起された D'Angelo mode が内向きの粒子束を駆動して圧力勾配を作ろうとしている, と考えられる.

中性粒子圧力が高い場合でも PANTA では中心部 ($r < 2.5$ cm) で順方向の流れが形成されている. 中性粒子圧力が低い場合に観測されたレイノルズ応力による順方向流の駆動は観測されなかったが, より内側の領域で流れの駆動が存在すると考えられる. また, 周辺部では逆方向の流れが形成され, $2.5\text{cm} < r < 3.5$ cm の領域で

大きなシアが形成されている. このシアによって D'Angelo mode が励起され, 内向きの粒子束が駆動されている. この内向きの粒子束は対流的運動量輸送を通じて, 周辺部の負の運動量を中心部へと移送しシア流構造を緩和しようとしている, と考えられる.

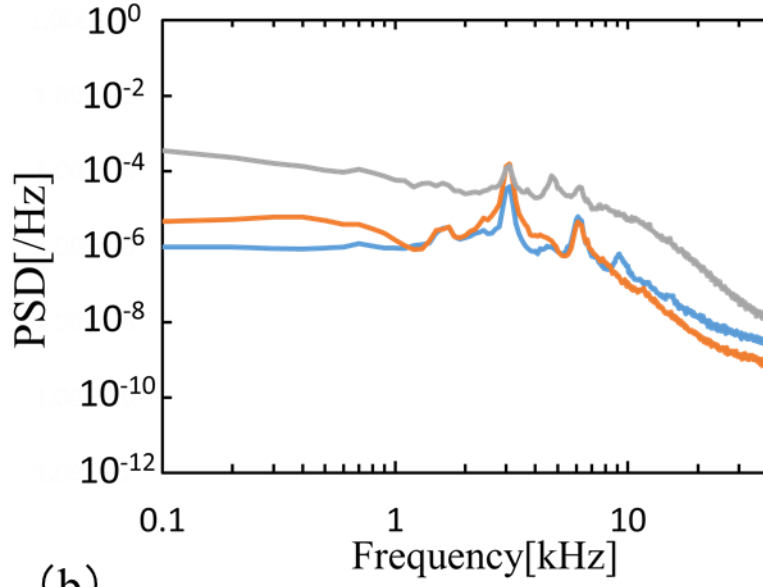
このように, 中性粒子圧力が低い場合は D'Angelo mode は自身でシア流を形成維持しようとするのに対し, 中性粒子圧力が高い場合は外部駆動のシア流を緩和しようとする.

低中性粒子圧力(<1mTorr)では中心及び周辺で順方向の流れが形成されている。 $2\text{ cm} < r < 2.5\text{ cm}$ の領域のレイノルズ応力は順方向に流れを駆動する. $2.5\text{ cm} < r < 3.5\text{ cm}$ の領域では内向きの粒子束が駆動されているが、拡散的運動量輸送の方が支配的であり, シアが形成される.

5.3 節でも述べたが, 周辺部ではレイノルズ応力以外の流れの駆動源が存在する可能性があり, 中性粒子の流れが重要であると考えている. PANTA では中性粒子の入射速度と排気速度を落とすと中心部の流速は上がる傾向が観測されており[19], 中性粒子が軸方向流形成に重要な役割を担っている可能性が指摘されている.

(a) $P_n = 0.5\text{mTorr}$, $r = 2.0\text{cm}$

— $\tilde{V}_z/\bar{C}_s$ — $\tilde{n}_e/\bar{n}_e$ — $e\tilde{\phi}_f/\bar{T}_e$



(b)

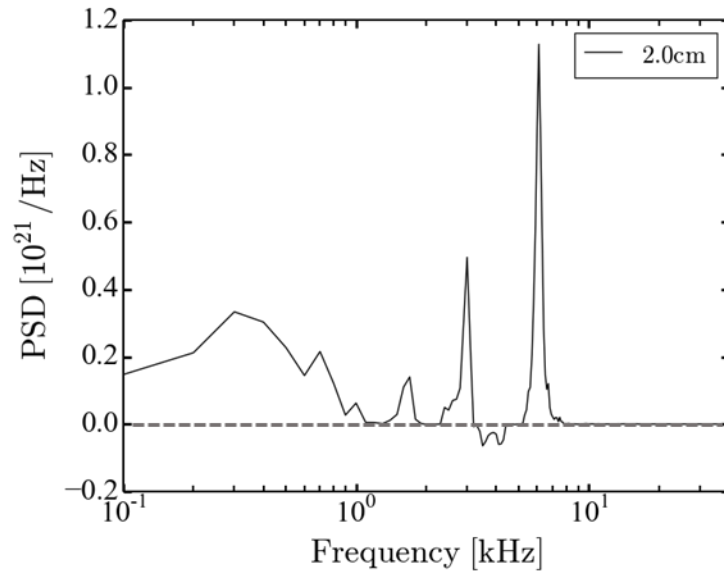


図 31: 密度・電位・流速揺動スペクトル比較(a)と径方向粒子束
スペクトル(b) 0.5mTorr ($r = 2.0\text{ cm}$)

第 6 章 総括

本研究では、軸方向プラズマ流れの構造形成における中性粒子圧力の効果と発生する D'Angelo mode の効果を解明するため、直線プラズマ乱流実験装置 PANTA を用いて、注入する中性粒子圧力を変化させ、様々なプラズマ条件下で実験を行った。その際、4 つのラングミュアプローブを用いて軸方向のイオン流速、浮動電位、電子密度を計測した。そして得られた時系列データを時間平均することで、軸方向のプラズママッハ数、電子密度、浮動電位、径方向粒子束及びレイノルズ応力の径方向分布を観測した。また、それぞれの勾配やシアの形成に効果があると考えられている密度及び電位、流速、径方向粒子束の揺動スペクトルの変化を比較・検討を行い、ドリフト波及び D'Angelo mode を同定した。また D'Angelo mode の駆動に重要な軸方向流シアの駆動力であるレイノルズ応力を評価した。以下にまとめる。

- (1) PANTA にて強い密度勾配を伴う軸方向流シアの形成をプラズマ中心部($r = 2.5\text{-}3.5\text{cm}$)で観測した。中性粒子圧力を高くすると密度勾配および軸方向流シアは急峻化する。
- (2) 中性粒子圧力を高くすると D'Angelo mode が励起され、内向き粒子束を駆動することを明らかにした。中性粒子圧力を低くするとドリフト波およびケルビンヘルムホルムと考えられるモードが励起され、外向きの粒子束を駆動する。
- (3) 粒子束、密度、軸方向流速、レイノルズ力の径方向分布を評価し、比較検討した。比較から内向き粒子束が駆動する $r=2.5\text{-}3.5\text{cm}$ においてそれぞれの勾配の急峻化が観測された。また軸方向流速とレイノルズ力の関係は、シア流領域において軸方向の流れの釣り合いの式(3.6)で説明できる。そのため D'Angelo mode はレイノルズ応力を通じて中心部での軸方向流れの駆動に寄与する事を示した。

実験室プラズマの詳細計測により流れを駆動する力の直接計測が可能となり、理論との比較が進展してきた。直線乱流プラズマ装置では核融合プラズマや地球磁気圏で観測される軸方向プラズマ流れと類似の流れ場が形成されており、直線乱流プラズマ実験から得られる知見は核融合プラズマ、天体プラズマにおけるプラズマの磁力線方向加速の普遍性の理解に大きく貢献する。

謝辞

指導教官である稲垣滋教授には、本研究におきまして平日休日、昼夜問わず丁寧なご指導をいただきました。また学生生活においても優しくお声がけ頂き、大変お世話になりました。そして様々な場面で研究者としてだけでなく社会人として大切なことを教えて頂きました。教授には心より感謝申し上げます。

渡辺英雄准教授は、お計らいにより関西電力、電力中央研究所、夏の学校など多くの研修に参加させて頂きました。大変貴重な体験をすることが出来ました。心より感謝申し上げます。

小菅佑輔准教授には、ゼミを通しての指導や学生生活の中で気さくにお声がけ頂きました。心より感謝申し上げます。

佐々木真助教授には、お忙しい中、ゼミを通しての指導や学会予稿の添削など多くのアドバイスを頂きました。また学生生活の中で、バーベキューや飲み会など親切に接して頂き、楽しい時間を過ごすことが出来ました。心より感謝申し上げます。

博士2年の金史良さんには、平日休日問わず、研究に関する質問や相談を受けて頂きました。また実験においても準備から立ち合いまでお忙しい中親身になって接して頂きました。また飲み会にも気さくにお誘い頂き、大変充実した生活を過ごすことが出来ました。心より感謝申し上げます。

博士1年の狭間田一誠さんには、研究に関する質問した際、どんなに忙しくともご丁寧にお応え頂きました。またバーベキューなどの活動の際、後片付けを率先して行ってくださいました。私自身大変頼りにさせて頂きました。心より感謝申し上げます。

秘書の塚本順子さんと山脇茜さんには、研修に行くことが多かった私を様々な事務手続きや優しいお声がけで支え続けてくださいました。大変有り難く感じております。心より感謝申し上げます。

荒木邦明技官は、実験装置や薬品の管理、試料作製を通じて気さくにお声がけ頂き、様々なご指導を頂きました。心より感謝申し上げます。

技術職員の牟田口嵩史さんならびに島袋瞬さん、技術補佐の森脇啓子さんには、夜遅くまで研究に関するあらゆる機材を通してサポート頂きました。心より感謝申し上げます。

先輩の田熊啓人さん、都留拓也さんには、公私に渡り大変お世話になりました。研究活動や就職活動などで行き詰まりを感じた際にも、親身になって話を聞き、その道を示して頂きました。心より感謝申し上げます。

後輩の合屋佑介君、税田淑貴君、入江拓也君には、研究活動から私生活に至るまで、陰ながらサポートして頂きました。心より感謝申し上げます。

研究室同期の佐久間幸城君、他の研究室同期の福田郁未君、徳満優君、大野友嗣君には、学業、学生生活、就職活動等多岐にわたり、様々な場面で支えて頂き、充実した時間を過ごすことができました。心より感謝申し上げます。

最後に、大学院修士課程中はもちろん、今まで自分の人生を陰から全力で支えて続けて下さった父恵、母雅子に心より感謝申し上げます。

参考文献

- [1] C.Y. Tu and E. Marsch, Space Sci. Rev. 73, 1, (1995).
- [2] 上田良夫・井上多加志・栗原研一,『連載講座よくわかる核融合炉のしくみ 第1回 核融合炉の概要―』, 日本原子力学会誌 Vol.46 No.12,(2004).
- [3] 宮本健郎,『核融合のためのプラズマ物理』, pp.136-138, サイエンス・カルチャー出版(2012).
- [4] J. E. Rice et. al.,Nucl. Fusion **44**, 379 ,(2004).
- [5] PRASAD L. POLAVARAPU, CHIRALITY 15:S143–S149 ,(2003).
- [6] 歌島昌由,第 50 回宇宙科学技術連合講演会, 3G08 ,(2006).
- [7] S.Inagaki, A Concept of Cross-Ferroic Plasma Turbulence. SCIENTIFIC REPORTS 6 22189 ,(2016).
- [8] 伊藤公孝・伊藤早苗,『小特集ゾーナルフロー研究の現状と展望, ゾーナルフロー理論の進展』, Journal of Plasma and Fusion Research, (2005).
- [9] D'Angelo, The Physics of Fluids 8, 1748 ,(1965).
- [10] Francis F. Chen,『プラズマ物理入門』(内田岱二郎訳), pp.168-175, 丸善出版
- [11] W. Horton, Rev. Mod. Phys. 71 735 ,(1999).
- [12] 佐伯紘一,ドリフト波の渦, 静岡大学理学部,(2001).
- [13] 居田克巳,『プラズマフロー速度シアの揺動・構造形成への効果』, 核融合研究所,(2004).
- [14] D.A.Roberts・M.L.Goldstein, W.H. Matthaeus and S.Ghosh, J.Geophys.Res.97, 17115,(1992).
- [15] 畠山力三・金子俊郎,『開放端系プラズマにおけるフロー速度シアの制御と効果』, 東北大学工学研究科,(2004).
- [16] J. E. Rice, et al., Journal of Physics, 123 012003 ,(2008).
- [17] Shaing. K. C., Physical Review Letter. 86 640, (2001).
- [18] Y.Sawanaga, Kyushu-Univ. Master Thesis ,(2008) .
- [19] 田熊啓人, 九州大学, PANTA における軸方向プラズマ流れの形成,(2017).

- [20] 篠原俊二郎, 九州大学大学院総合理工学府, 総合ヘリコン波による高密度プラズマ生成の最近の話題, (2002).
- [21] K. P. Shamrai and S. Shinohara, Phys. Plasmas. 8, 4659, (2001).
- [22] 雨宮宏・他, プローブ計測の基礎から応用まで, 中央大学大学院理工学部, (2005).
- [23] T. Mitsuzono, Observation of Three-Dimensional Flow Structure in PANTA. Master's thesis, Kyushu Univ, (2014).
- [24] I. H. Hutchinson, et al., Phys. Plasmas. 9, 5, (2002).
- [25] S. Kado, et al., Contrib. Plasma Phys. 44, pp.7-8, (2004).
- [26] S Oldenburger, Dynamics of particle flux in a cylindrical magnetized plasma, Plasma Phys. Control. Fusion 54, (2012).
- [27] Nathan DUPERTUIS, Plasma and Fusion Research Volume 12, 1201008, (2017).
- [28] M Aramaki et al, J. Phys.: Conf. Ser. 227 012008, (2010).
- [29] Tomita et. al., Plasma and Fusion Research 12, 1401018, (2017).