

核融合プラズマにおける揺動間位相差の時空間ダイナミクス

日大生産工 (学部) ○井嶋 舜
日大生産工 佐々木 真

1. まえがき

将来の持続可能なエネルギー源として期待される核融合発電を実現するためには、高温プラズマを磁場内に安定して閉じ込め、その内部で起こる粒子および熱の損失を最小限に抑えることが必須の課題である。この損失の要因は、プラズマ中に発生する乱流であり、この乱流輸送を物理的に理解し、制御することが求められている。

核融合における従来の研究では、この乱流輸送の抑制メカニズムは、主に乱流自身が非線形効果を通じて生成するゾーナルフローという大規模な流れの構造によって説明されてきた。ゾーナルフローが持つ強いシア（流れの速度勾配）が、輸送を引き起こす乱流渦を物理的に引き伸ばして変形させ、結果として乱流の振幅を低下させることが、輸送抑制の主たる原因であると考えられてきた。

一方で、物理的に輸送量は、密度揺らぎのようなスカラー量と電場揺らぎによる速度の積（相関）で決定される。したがって、輸送の大きさは揺らぎの振幅だけでなく、両者の空間的な位相のずれ、すなわちクロスフェーズ（位相差）にも依存する。ゾーナルフローのシアが乱流渦を変形させる過程は、振幅だけでなくこのクロスフェーズにも影響を及ぼすことが理論的に指摘されており^{1,2)}、その詳細な時空間ダイナミクスを捉えるための直接的な非線形シミュレーションによる検証が待たれている。

本研究ではドリフト波・ゾーナルフロー相互作用に焦点を当て、密度揺動・電位揺動間の位相差の時空間ダイナミクスを数値シミュレーションによって明らかにすることを目的とする。

2. 手法

シミュレーションの物理モデルとして、2次元平面上の規格化された電位揺らぎと密度揺らぎの時間発展を記述する、以下の連立偏微分方程式系、すなわち修正長谷川・若谷 (Modified Hasegawa Wakatani, MHW) モデルを採用した。

$$\frac{\partial n}{\partial t} + [\phi, n] = \alpha(\phi - n) - \kappa \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\nabla^2 \phi)}{\partial t} + [\phi, \nabla^2 \phi] = \alpha(\phi - n) + \mu \nabla^4 \phi \quad (2)$$

ここで、 n , ϕ は、それぞれ密度揺動、電位揺動であり、 κ は密度勾配長の逆数に対応する。 x 方向は密度勾配方向を、 z 方向は磁場方向、 y 方向は電子反磁性ドリフト方向に対応する。このモデル³⁾は、背景の密度勾配によって駆動されるドリフト波の線形成長から、非線形効果による乱流状態への遷移、さらには自己組織化構造の形成までを自己完結的に扱うことができる。特に、本モデルは電位と密度の揺らぎの結合の強さを決定する断熱性パラメータを含んでおり、このパラメータを変化させることで、プラズマの応答特性が乱流の定常状態に与える影響を系統的に調査することが可能となる。

本研究において、輸送量とクロスフェーズは、以下の式によって計算されている。

$$\Gamma(x, t) = \left\langle n \left(-\frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right\rangle_y \quad (3)$$

$$\sin \phi(x, t) = \frac{\Gamma(x, t)}{\sqrt{\langle n^2 \rangle_y} \sqrt{\left\langle \left(-\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)^2 \right\rangle_y}} \quad (4)$$

プラズマ中の乱流場は、様々な波数を持つ平面波の重ね合わせとして、表現することができる。このとき、粒子輸送フラックスは、下記の式であらわされる。

$$\Gamma x = -\sum_k k y \text{Im}(n_k \phi_k^*) \quad (5)$$

上記の式は、粒子輸送が各波数モードにおける密度と電位の相関によって生じることを示している。また、密度と電位の関係は、振幅と位相差を用いると次のように示される。

$$n_k = (C_k e^{i\phi_k}) \phi_k \quad (6)$$

この定義式を輸送フラックスの式(5)に代入すると、以下の通りになる。

$$\Gamma x = -\sum_k k y \text{Im} \left((C_k |\phi_k|^2 e^{i\phi_k}) \right) \quad (7)$$

上記の式を、オイラーの公式に従って、変形すると以下の通りになる。

$$\Gamma x = \sum_k k y (C_k |\phi_k|^2) \sin(\theta_k) \quad (8)$$

したがって、粒子輸送フラックスは、各波数におけるクロスフェーズのサイン成分に比例することが分かった。よって、今後の議論において $\sin(\theta)$ は、クロスフェーズの代理指標として扱う。

3. 結果

本概要では、断熱係数 $\alpha=3.0$ のケースについての結果を示す。Fig.1に乱流飽和状態における電位揺動と密度揺動の二次元パターンを示す。電位揺動、密度揺動ともにx方向に縞模様が見られ、この縞模様はゾーナルフローに対応する。ゾーナルフローは、乱流に比べ周波数が小さいため、準定常的にこのパターンが維持される。揺動成分を見ると、乱流渦は+y方向に伝播し、これは電子反磁性ドリフト方向に対応する。

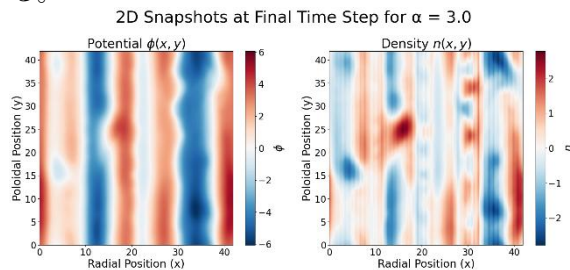


Fig.1: 断熱係数3.0の電位と密度の二次元パターン (左図) 電位揺動、(右図) 密度揺動

次に、粒子輸送やクロスフェーズの挙動について述べる。Fig.2にゾーナル密度、ゾーナルフロー、粒子フラックス、乱流強度、クロスフェーズの時間平均のx方向分布を示す。ゾーナル密度と、ゾーナルフローは基本波長が同程度であり、ゾーナル密度には短波長成分が比較的多く含まれることがわかる。乱流強度や粒子フラックスを見ると、帯状流と同様の波長が見られ、波動運動論で予測される乱流の捕捉機構⁴⁾と矛盾しない結果が得られている。従来の研究において、単純に乱流強度が輸送フラックスを決めるのであれば、Fig.1の4段目の強度と3段目の輸送フラックスの波の形は一致するはずである。しかし、そうになっていない、そこで着目したのが、5段目の $\sin \theta$ である。乱流強度の値が大きいときに、 $\sin \theta$ の値は小さくなっている。このとき、輸送フラックスの値も小さくなっている。このことから、輸送フラックスは $\sin \theta$ の値によって制御されているということがわかる。

そして、もう一つ着目すべき点が存在する。それは、ゾーナルフローと $\sin \theta$ との関係である。Fig.1より、ゾーナルフローが山から谷に、谷から山になっている位置では、 $\sin \theta$ も山に

なっているという点である。このことから、ゾーナルフローと $\sin \theta$ は、空間的に関係しているということが予測できる。

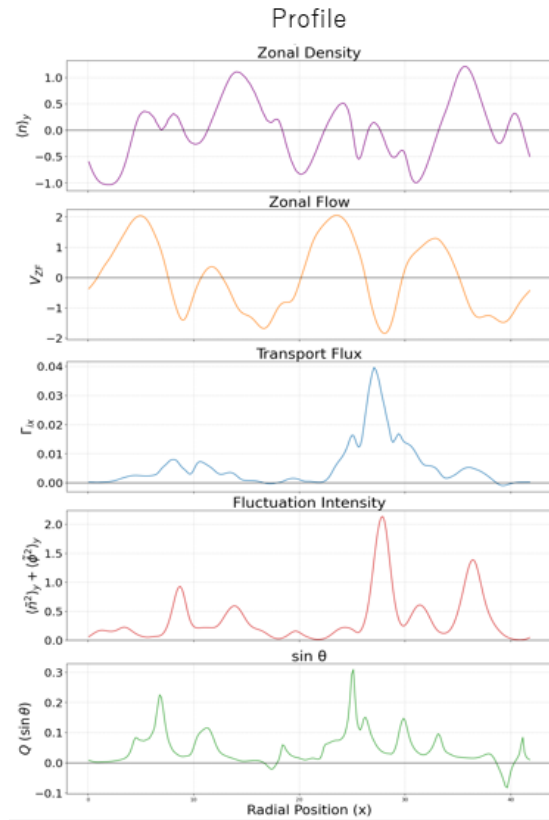


Fig.2: 輸送関連物理量の時間平均x方向分布。上から順にゾーナル密度、ゾーナルフロー、粒子フラックス、乱流強度、クロスフェーズを示す。

4. まとめ

本研究では、長谷川若谷方程式の直接数値シミュレーションを実施し、粒子フラックスの時間空間強度から密度揺動、電位揺動のクロスフェーズの評価を行った。断熱係数の大きな場合において、時間平均したクロスフェーズは、帯状流と同等の波長をもつ空間変調を伴うことを示した。今後は、断熱係数の詳細なスキャンを行い、系統的なクロスフェーズの挙動を明らかにする。

参考文献

- 1) M.Leconte,R.Singh, Plasma Physics and Controlled Fusion, 61, 0905004, (2019)
- 2) M. Leconte, T. Kobayashi, Physics of Plasmas, 28, 014503, (2021)
- 3) A. Hasegawa and M.Wakatani, Physical Review Letters, 50, 682, (1983)
- 4) M. Sasaki, et. al., Phys. Plasmas 28, 112304 (2021)