

磁場閉じ込めプラズマにおける 外部粒子ソース変調に対する乱流の非線形応答

日大生産工（学部） ○鈴木 真人 日大生産工 佐々木 真

1. 研究背景

磁場閉じ込めプラズマにおいて、外部ソースを加えることで密度や温度勾配の変化を待つことなく、乱流が即座に応答することが実験によって明らかになっている¹⁾。また、この応答時間の違いによって、熱流束と温度勾配の関係には加熱時と非加熱時で異なる経路をたどるヒステリシスが観測される。これは乱流強度と温度勾配の関係においても確認されている。これらについて外部ソースが乱流自体に直接作用し、新たな熱力学的力として機能する可能性が指摘されている²⁾。従来の乱流モデルではこの効果を導入した非線形シミュレーションは報告されておらず、実験観測の再現が可能かは明らかではない³⁾。

本研究では従来の乱流モデルに外部ソース揺らぎに関する項を加えたモデルを使用し、外部ソースが乱流に直接、影響を与えることをシミュレーションによって検証する。

2. 外部ソース揺らぎを考慮したモデル

Fig.1 の黒線で示すように従来研究では粒子ソースが密度勾配を作り、乱流を駆動するというモデルで研究が進められている。しかしながら、中性ガスを導入し、プラズマ中で荷電分離するというプロセスによってプラズマの粒子が補給されるため、補給粒子はプラズマの密度揺らぎの効果を持つ可能性がある。すなわち、Fig.1 の赤線のプロセスによって外部ソースと乱流の直接結合が存在する。このプロセスを次のようにモデル化する。

$$S_{\Omega} = \bar{S}_{\Omega} + \sigma_{\Omega} \tilde{\Omega} \quad (1)$$

$$S_n = \bar{S}_n + \sigma_n \tilde{n} \quad (2)$$

σ_{Ω} と σ_n は両ソースにおける揺らぎと直接補給に対応する。この効果を抵抗性ドリフト波乱流の長谷川・若谷モデルに導入すると次のようになる。

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \hat{z} \times \nabla \phi \cdot \nabla \right\} \Omega = \alpha (\tilde{\phi} - \tilde{n}) + \sigma_{\Omega} \tilde{\Omega} \quad (3)$$

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \hat{z} \times \nabla \phi \cdot \nabla \right\} n = \alpha (\tilde{\phi} - \tilde{n}) + \sigma_n \tilde{n} \quad (4)$$

各記号の詳細については文献3)を参照のこと。

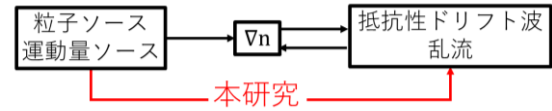


Fig.1 本研究が考えるプロセスの概略図（黒線）従来研究のプロセス、（赤線）本研究のプロセス

密度勾配によってドリフト波が励起され、その非線形過程によってゾーナルフローと呼ばれる巨視的流れが駆動される。本研究では外部ソースに対するゾーナルフローの挙動に焦点を当てる。

3. シミュレーション結果

密度限界付近では断熱係数 α が1を切ることが指摘されている⁴⁾ため、その大小によって非線形プロセスがどのように変化するかをシミュレーションによって求めた。

Fig.2 に外部ソース揺らぎ係数 $\sigma_n = 0$ の場合の異なる断熱係数 $\alpha (= 0.5, 5.0)$ の乱流エネルギー I_{turb} とゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} の時間発展を示す。

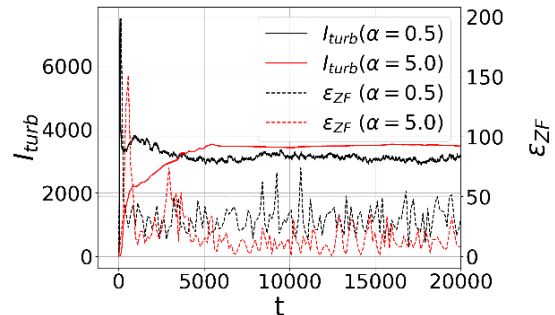


Fig.2 異なる値の断熱係数 $\alpha (= 0.5, 5.0)$ における乱流エネルギー I_{turb} （実線）とゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} （破線）の時間発展

Fig.2 より断熱係数 α の値に関わらず、乱流エネルギー I_{turb} とゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} は一定の時間が経過すると動的定常状態に

Nonlinear Response of Turbulence to Modulation of an External Particle Source
in a Magnetically Confined Plasma

Manato SUZUKI and Makoto SASAKI

飽和する。また、動的定常状態において乱流エネルギー I_{turb} は断熱係数 $\alpha = 5.0$ の場合の方が $\alpha = 0.5$ の場合よりも大きかったのに対し、ゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} では $\alpha = 0.5$ の場合の方が大きくなっている。

Fig.3 に動的定常状態に飽和した $t = 20000$ での異なる値の断熱係数 α と外部ソース揺らぎ係数 σ_n における静電ポテンシャル ϕ の2次元スナップショットを示す。

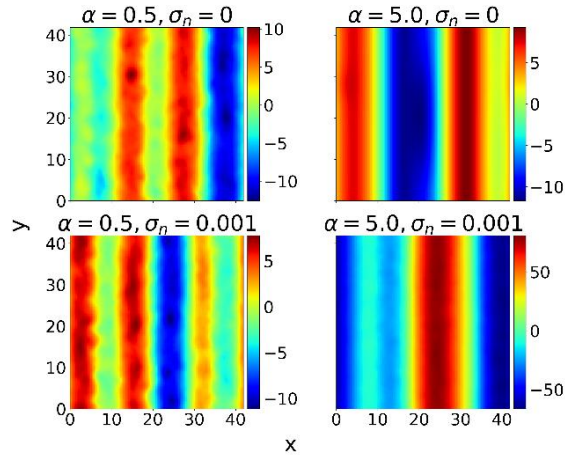


Fig.3 $t = 20000$ での異なる値の断熱係数 α と外部ソース揺らぎ係数 σ_n における静電ポテンシャル ϕ の2次元スナップショット (左上) $\alpha = 0.5, \sigma_n = 0$ 、(右上) $\alpha = 5.0, \sigma_n = 0$ 、(左下) $\alpha = 0.5, \sigma_n = 0.001$ 、(右下) $\alpha = 5.0, \sigma_n = 0.001$

Fig.3 において断熱係数 $\alpha = 0.5$ の場合は $\alpha = 5.0$ の場合と比較して、 y 方向に様な構造を持つ強いゾーナルフローが形成されていることがわかる。また、外部ソース揺らぎ係数 $\sigma_n = 0$ の場合と $\sigma_n = 0.001$ の場合を比較すると波長が違えることが確認できる。

Fig.4 に動的定常状態に飽和した $t = 20000$ での異なる値の断熱係数 α における乱流エネルギー I_{turb} とゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} の外部ソース揺らぎ係数 σ_n 依存性を示す。

Fig.4 より断熱係数 α の値に関わらず、外部ソース揺らぎ係数 σ_n の増加に伴い、乱流エネルギー I_{turb} とゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} は共に増大する。加えて、 σ_n がある値を超えると、両者のエネルギーは α の値によらずほぼ一致する。

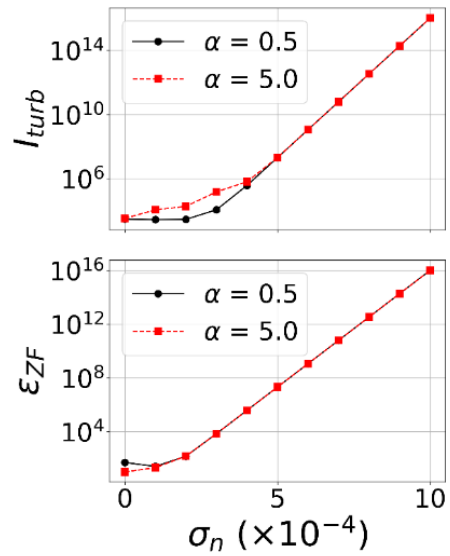


Fig.4 $t = 20000$ での異なる値の断熱係数 α (実線: $\alpha = 0.5$ 、破線: $\alpha = 5.0$) における乱流エネルギー I_{turb} (上図)とゾーナルフローエネルギー ϵ_{ZF} (下図)の外部ソース揺らぎ係数 σ_n 依存性

4. まとめ

本研究では、抵抗性ドリフト波乱流を記述する長谷川・若谷方程式に外部ソース揺らぎの効果を導入した簡約モデルを用い、外部ソースが乱流に与える直接的な影響をシミュレーションによって求めた。

断熱係数の大小で動的定常状態が変化し、断熱係数が大きい場合は乱流エネルギーが、小さい場合はゾーナルフローエネルギーが卓越することを確認した。このことは静電ポテンシャルについても確認できた。さらに、外部ソース揺らぎ係数を増やすと断熱係数の値に関わらず両エネルギーは共に増大し、外部ソース揺らぎ係数がある値を超えると断熱係数が異なってもエネルギーはほぼ一致することを示した。

参考文献

- 1) Inagaki, S., et al., Nuclear Fusion, 53.11 (2013): 113006.
- 2) Itoh, Sanae-I., and Kimitaka Itoh. Scientific reports, 2.1 (2012): 860.
- 3) Kosuga, Y., et al., Proceedings of the 12th Asia Pacific Physics Conference (APPC12), (2014).
- 4) Wang, L., et al., Physics of Plasmas, 26.9 (2019)