



講座 今更聞けない!? 磁場閉じ込めプラズマの微視的不安定性

3. イオンおよび電子温度勾配不安定性

3. Ion and Electron Temperature Gradient Modes

沼波政倫^{1,2)}, 仲田資季^{1,3,4)}

NUNAMI Masanori and NAKATA Motoki

¹⁾核融合科学研究所, ²⁾名古屋大学大学院理学研究科, ³⁾総合研究大学院大学, ⁴⁾JST さきがけ

(原稿受付: 2023年5月1日)

磁場閉じ込め核融合プラズマに発生する主要な微視的不安定性である, イオン温度勾配不安定性と電子温度勾配不安定性に関する基礎的事項を紹介する. 不安定性の成長率を与える分散関係式とともに不安定化メカニズムを解説し, 近年の関連研究のひとつである多種イオン混合効果についても概観する.

Keywords:

gyrokinetics, micro instability, ITG mode, ETG mode, impurit

3.1 はじめに

磁場中に閉じ込められるプラズマ, すなわち, システムサイズに対して小さな Larmor 半径で運動する荷電粒子系では, 粒子間の衝突過程や微視的揺動によって磁場を横切る方向に熱や粒子が拡散していく. これらをプラズマの輸送と呼び, 磁場閉じ込め核融合研究における黎明期から今日に至る最重要課題の一つとして多くの研究者の研究対象となってきた. トーラス磁場による高温プラズマ閉じ込め系では, 巨視的な MHD 不安定性や Coulomb 衝突に基づく古典および新古典輸送によってプラズマは輸送されるが, 殆ど全ての磁場閉じ込めプラズマ実験で観測される粒子・熱輸送は, これらの理論予測を遥かに超えている. これらの輸送は, 歴史的に長年, 異常輸送と呼ばれてきたが[1], 今日ではプラズマ中の様々な微視的不安定性が作り出す乱流に起因するものと考えられ, 数多くの理論および実験的研究がなされている. ここでは, イオンおよび電子の急峻な温度勾配が駆動源となる微視的不安定性であるイオン温度勾配 (Ion Temperature Gradient: ITG) モードと電子温度勾配 (Electron Temperature Gradient: ETG) モードについて議論する. これらは, 非線形過程を経て乱流状態に至ることが多く, トーラスプラズマのコア領域における異常輸送の主要原因と考えられ, 非常に多くの議論がなされてきた不安定性である[2]. 特に, 磁場閉じ込め核融合で目標とするプラズマでは, プラズマの炉心から装置壁にかけて, 5桁以上に渡る極めて大きな温度差が生じる. このような温度勾配が存在するプラズマ中で生じる不安定性は, 磁場閉じ込め核融合炉の開発研究において避けては通れない重要課題の一つである. 以下では ITG モード (ETG モード) の物理的発生機構を説明し, 線形解析によって得られる分散関係をトロイダル系, スラブ系につ

いて述べた後, 最近の多種イオン混合プラズマに関する研究について論じる.

3.2 線形分散関係

ITG モードと ETG モードは, ともに温度勾配が駆動する不安定性であるが, イオンと電子の質量差から来るスケールの違いや, そのスケール差による相互作用, ゴーナルフロー生成への影響など, 非線形過程を通じた乱流状態には大きな差異が生じることがわかっている[3]. しかし, 不安定性の発生メカニズムそのものは 3.3 節に述べるように本質的には等価であり, ここでは特に ITG モードを例に議論を進めることにする. 今, Coulomb 衝突や磁場の揺動成分の効果を無視した電子と水素イオンから成るプラズマを考えよう. まず, 第 2 章の第 2 節で示したように, 位相空間上のイオン分布関数 F_i を Maxwell 平衡成分 F_{Mi} と摂動成分に分け, 粒子位置座標での揺動分布関数を第 2 章(6)式に従って, $f_i^{(p)}(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t) = -(e\phi(\mathbf{x}, t)/T_i)F_{Mi} + h_i(\mathbf{X}, \varepsilon, \mu, t)$ のように断熱応答部分と非断熱応答部分に分割する.

揺動が磁力線垂直方向にイオンジャイロ半径程度の波長と周波数を持つ場合, 次式のような静電近似された線形ジャイロ運動論的方程式[4, 5]が得られる. (第 2 章(13)式参照.)

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{\parallel} \mathbf{b} \cdot \nabla + i\omega_{Di} \right) h_{ik_{\perp}} \\ & = \left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_{*i} \right) \frac{e\phi_{k_{\perp}}}{T_i} J_0 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_i} \right) F_{Mi} \end{aligned} \quad (1)$$

有限ジャイロ半径効果は, 右辺の 0 次ベッセル関数 $J_0(k_{\perp} v_{\perp} / \Omega_i)$ により取り込まれている. また, $\omega_{Ds} = \mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{v}_{Ds}$, $\omega_{*s} = \mathbf{k}_{\perp} \cdot \mathbf{v}_{*s}$ は, 第 2 章の第 3 節で説明した磁場ドリフト

National Institute for Fusion Science, Toki, GIFU 509-5292, Japan

corresponding author's e-mail: nunami.masanori@nifs.ac.jp

速度 v_{Ds} , および反磁性ドリフト速度 v_{*s}^T を用いて表した非一様磁場中の曲率ドリフトによる周波数, および温度・密度勾配による反磁性ドリフト周波数である.

一方, 電子はイオンに比べ非常に速く磁力線方向に運動できるので, 静電ポテンシャル揺動 ϕ に対して断熱的に応答する仮定すると, $n_{ek_{\perp}}/n_0 = e\phi_{k_{\perp}}/T_e$ とできる (断熱電子近似). (1)式において時間に対する Fourier 変換を施し, 磁力線に沿って積分して, 上記の断熱電子近似および準中性条件 $n_{ek_{\perp}} = n_{ik_{\perp}} = \int dv (-e\phi_{k_{\perp}}/T_i) F_{Mi} + \langle h_{ik_{\perp}} \rangle_i$ を考慮すると, 静電ポテンシャルに対する積分方程式が得られる. これにより, ITG モードの周波数 $\omega = \omega_r + i\gamma$ が決定される. 局所近似の下であるポロイダル角に注目し, 磁力線方向の波数 k_{\parallel} を仮定して(1)式の空間微分演算子 $\mathbf{b} \cdot \nabla$ を ik_{\parallel} とすると, ITG モードの分散関係を与える式が得られる.

$$1 + \frac{T_i}{T_e} - \frac{1}{n_0} \int d^3v \frac{(\omega - \omega_{*i}^T) J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_i} \right) F_{Mi}}{\omega - \omega_{Di} - k_{\parallel} v_{\parallel}} = 0 \quad (2)$$

また, 右辺の非積分関数の分母に注目すると, 粒子と波の共鳴条件 $\omega - \omega_{Di} - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0$ が与えられる. この共鳴条件において, 磁力線方向の移流項 $k_{\parallel} v_{\parallel}$ と ∇B -曲率ドリフト周波数 ω_{Di} との相対的な大小関係に従って, 下記で説明するスラブ ITG モードとトロイダル ITG モードに分けることができる[6]. 長波長 ($k_{\perp} \rho \ll 1$) および流体近似 ($|\omega/k_{\parallel}| \gg v_{ti}$) を仮定して, 高次の有限 Larmor 半径効果や波・粒子共鳴相互作用の運動論的效果を無視すると, 分散関係の流体近似版が得られる.

$$1 + \frac{T_e}{T_i} \frac{\omega_{*i}}{\omega} + \left(-\frac{k_{\parallel}^2 c_s^2}{\omega^2} + k_{\perp}^2 \rho_s^2 - \frac{T_e}{T_i} \frac{\hat{\omega}_{Di}}{\omega} \right) \times \left(1 - \frac{\omega_{*pi}}{\omega} \right) = 0 \quad (3)$$

ここで, $c_s = \sqrt{T_e/m_i}$ は音速, $\rho_s = c_s/\Omega_i$, $\Omega_i = eB/(m_i c)$, $\hat{\omega}_{Di} = 2cT_i/(eB) \mathbf{k}_{\perp} \cdot \hat{\mathbf{b}} \times (\hat{\mathbf{b}} \cdot \nabla \hat{\mathbf{b}})$, $\omega_{*pi} = \omega_{*i} (1 + \eta_i)$, $\omega_{*i} = cT_i/(eB) \mathbf{k}_{\perp} \cdot \hat{\mathbf{b}} \times \nabla \ln n_i$, $\eta_i = d(\ln T_i)/d(\ln n_i)$ である. スラブ ITG モード 一様磁場 ($\mathbf{B} = \text{const.}$) を持つスラブ (平板) 配位のプラズマを考えよう. この場合, 磁場強度の空間的な変動や曲率を考えずに済むので, ∇B -曲率ドリフトの効果は無視できる. (3)式において, $\omega_{Di} = 0$ とし, さらに密度勾配も無視すると, スラブ ITG モードに対する分散関係の流体近似版を得る.

$$\omega = (k_{\parallel}^2 |c_s^2 \omega_{*pi}|)^{\frac{1}{3}} \frac{-1 + i\sqrt{3}}{2} \quad (4)$$

これは沿磁力線方向の流れ u_{\parallel} を生じさせる.

トロイダル ITG モード 一方, トロイダル配位においては, イオンの ∇B -曲率ドリフトとイオン温度勾配により, トロイダル ITG モードが駆動される. スラブ配位とは逆に, (3)式において沿磁力線波数を無視すると,

$$\omega^2 = -\frac{T_e}{T_i} \frac{\hat{\omega}_{Di} \omega_{*pi}}{1 + k_{\perp}^2 \rho_s^2} \quad (5)$$

のようにトロイダル ITG モードの分散関係が得られる. これらの分散関係式のより詳しい導出が本誌記事[7]にあるので, そちらも参照されたい.

なお, ETG モードに対しては, 電子 Larmor 半径スケールの波長を考えるとイオン有限 Larmor 半径効果による平均化が働き ($J_0(k_{\perp} v_{\perp}/\Omega_i) \rightarrow 0$), イオン密度揺動としては断熱応答と同じ形の成分のみが残る ($n_{ik_{\perp}}/n_0 = -e\phi_{k_{\perp}}/T_i$). そのため, ETG モードの分散関係式は, ITG モードの式 (2) と比べて電子・イオン温度比の役割が逆数となっているのみの等価な式となる.

3.3 温度勾配モードの物理描像

ここでは, 温度勾配不安定性の物理描像を簡単に説明する. ITG モードと ETG モードは最初に述べたように, その発生メカニズムは本質的に等価である. ただし, 粒子密度揺動によって生じる静電ポテンシャルの正負や電場, 伝播方向の他, 電子スケールとイオンスケールにまたがるマルチスケール乱流等を議論する際の粒子種の質量比については注意しておく必要がある. それではまず, スラブ ITG モード ($k_{\parallel} v_{\parallel} \gg \omega_{Di}$) の物理描像を説明しよう (図 1). 初期条件として温度の揺らぎ δT_i が空間非一様に成長しているとする. すると, δT_i の粗密に従って, 沿磁力線方向の流れが生じる.

そして, 密度揺らぎ δn_i が圧縮効果によって局所的に成長および減衰し, 断熱電子近似の下での準中性条件 ($\delta n_i/n_0 = e\delta\phi/T_e$) を通じて, 静電ポテンシャル揺らぎ $\delta\phi$ が成長する. その結果, 荷電分離を打ち消すための電場が局所的に逆方向に発生し, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトがつくる平衡イオン温度の対流により初期の温度揺らぎをさらに増幅し, 不安定性が成長する.

一方, トロイダル ITG モード ($k_{\parallel} v_{\parallel} \ll \omega_{Di}$) の描像にも触れておく (図 2). スラブ配位の場合と同様に, 非一様な温度のゆらぎ δT_i を考える. イオンのドリフト速度は $v_{Di} \propto (v_{\perp}^2/2) + v_{\parallel}^2 \sim \delta T_i$ に従って温度揺らぎに応じた粗密が生じる. その結果, 磁力線垂直方向の圧縮効果により密度ゆらぎが成長し, 静電ポテンシャル揺らぎが増幅して $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフトによる温度ゆらぎの再増幅を促し, 不安定性が成長していく. ここで注目すべきは, (5)式より, トロイダル ITG モードが不安定になるのは $\hat{\omega}_{Di} \omega_{*pi} > 0$,

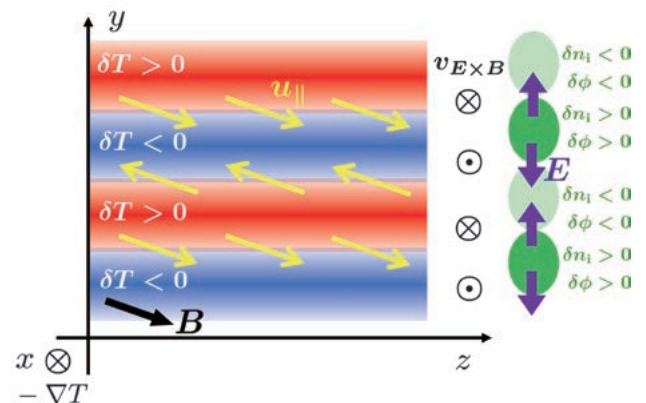


図 1 スラブ ITG モードの物理機構.

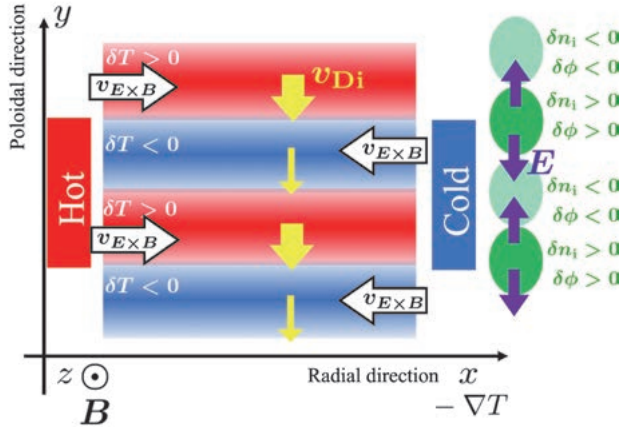


図2 トロイダル ITG モードの物理機構.

すなわち $\nabla T_i \cdot \nabla B > 0$ の場合である点である。この領域は、トーラスの外側部分 ($-\pi/2 < \theta < \pi/2$) に対応するため、トロイダル ITG モードはトーラス外側で大きく成長するバルーニング構造を持つことがわかる。通常、スラブ ITG モードに比べてトロイダル ITG モードの方が成長率が大きく、トーラスプラズマにおける異常輸送や乱流には後者が強く影響していると考えられている。

3.4 多種イオン混合効果

実際の実験室プラズマや核融合燃焼プラズマは単一のイオン種から成るものではなく、多くの場合、電荷数や質量数の異なる複数イオン種が混合した状態が維持される。いささか自明な例ではあるが、核融合燃焼プラズマでは燃料粒子である水素同位体イオンに加え、反応生成物としてのヘリウムイオン、プラズマ対向壁に由来する金属イオン、さらには、プラズマの状態制御のために外部から入射する軽不純物イオンなどがしばしば混じり合っている。ここでは、そのような微視的不安定性に対する多種イオン混合効果を概観しておこう。

文献[8]に倣い、静電近似と無衝突近似における粒子種 s に対するジャイロ運動論的 Vlasov-Poisson 方程式系から得られる線形分散関係式は、

$$k_{\perp}^2 + \lambda_D^{-2} = \sum_s \lambda_{Ds}^{-2} \int d\mathbf{v} \mathcal{L}_s^{-1}(\omega - \omega_{*s}^T) J_0^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{|\Omega_s|} \right) \frac{F_{Ms}}{n_s} \quad (6)$$

となる。ただし、 $\mathcal{L}_s := \omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - \omega_{Ds}$ 、 $\lambda_D^{-2} := \sum_s \lambda_{Ds}^{-2} = \sum_s 4\pi n_s e_s^2 / T_s$ はそれぞれ、線形移流演算子とデバイ長の逆数の 2 乗である。(6)式では、ETG モードなどの電子スケールの不安定で重要となる有限 Debye 長の効果 (k_{\perp}^2 の項) が含まれているが、これを無視した場合は準中性条件に帰着する。今、電子 ($s=e$) については簡単のため断熱応答近似 $h_{e k_{\perp}} = 0$ を課し、さらに 3.2 節と同様に、流体極限 (ただし磁力線方向移流の圧縮性は高次オーダーとして無視) として $|k_{\parallel} v_{\parallel} / \omega| \ll 1$ 、 $|\omega_{Ds} / \omega| \ll 1$ 、 $|\omega_{*s}^T / \omega| \ll 1$ 、および $|\omega_{Ds} - \omega_{*s}^T| \ll |\omega_{*s}^T|$ を考えると、(6)式は以下の流体近似されたトロイダル ITG 不安定性の分散関係式

$$\omega^2 = \frac{-\omega_{*pi} \hat{\omega}_{Di} \sum_{s \neq e} f_{Cs} Z_s^{-1} \frac{T_s}{T_i} \Gamma_{0s} (L_{ps}^{-1} / L_{pi}^{-1})}{k_{\perp}^2 \lambda_{Die}^2 + \frac{T_i}{T_e} + \sum_{s \neq e} f_{Cs} Z_s \frac{T_i}{T_s} (1 - \Gamma_{0s})} \quad (7)$$

に帰着する。ただし、 $\lambda_{Die}^2 := T_i / 4\pi n_e e^2$ 、および、 $\Gamma_{0s} := I_0(k_{\perp}^2 \rho_{ts}^2) \exp(-k_{\perp}^2 \rho_{ts}^2)$ はそれぞれ、主イオン温度 T_i で評価したデバイ長の 2 乗、および、有限ジャイロ半径効果を表す因子であり、 I_0 は 0 次の修正 Bessel 関数である。また、 $\rho_{ts} = v_{ts} / |\Omega_s|$ は熱速度 $v_{ts} = (T_s / m_s)^{1/2}$ で評価したジャイロ半径であり、 $L_{ps}^{-1} := L_{ns}^{-1} + L_{Ts}^{-1}$ である。電荷数と電荷密度分率はそれぞれ Z_s と $f_{Cs} := n_s Z_s / n_e$ で表され、このとき平衡成分に対する準中性条件は $\sum_{s \neq e} f_{Cs} = 1$ に対応する。簡単化のため、磁気ドリフト周波数 ω_{Ds} および反磁性ドリフト周波数 ω_{*s}^T に含まれる速度依存性は熱速度を用いて近似的に、 $\omega_{Ds} \approx \hat{\omega}_{Ds}$ 、 $\omega_{*s}^T \approx \omega_{*ps}$ として評価した。

(7)式において、複数の多種イオン混合効果が現れることに着目しよう。ひとつは分子に現れる $f_{Cs} Z_s^{-1} (T_s / T_i)$ に関する項であり、これは電子に対するイオン密度比とイオン種間の温度比に比例する。単一の水素イオン種の場合には $s=i=H$ として、 $f_{Ci} Z_i^{-1} = n_i / n_e = 1$ 、 $T_i / T_i = 1$ となる。一方、多種イオン混合系の場合、ITG モードを不安定化させるのに十分な温度・密度勾配を伴う主イオン (ここでは水素イオン $i=H$ としよう) の密度が、 $Z_s > 1$ の不純物イオンの混在によって希釈 (dilution) され、減少する。これは、不安定性の熱的駆動力としての圧力勾配が多種イオン混合によって実効的に減少することに対応している。

もうひとつの多種イオン混合効果は (7) 式の分母における $f_{Cs} Z_s (T_s / T_i)^{-1} (1 - \Gamma_{0s})$ に関する項であり、これは実効電荷数 $Z_{em} := \sum_s f_{Cs} Z_s$ に概ね比例した因子を伴う有限ジャイロ半径効果による安定化に対応する。この時、 Γ_{0s} の因子を決める磁力線垂直方向波数の 2 乗とジャイロ半径の積についても、 $k_{\perp}^2 \rho_{ts}^2 = k_{\perp}^2 \rho_{ts}^2 A_s (T_s / T_i) Z_s^{-2}$ といったように、多種イオン混合効果が現れる。

さらに、高温のヘリウム灰といった、バルクの主イオンに対して十分に熱緩和していない非熱的なイオンが混在する場合には、 (T_s / T_i) の因子によって ITG 不安定性に影響を及ぼす。ここでは (7) 式に基づいて定性的な特徴を見てきたが、実際のジャイロ運動論計算では流体近似などで無視された箇所においても多種イオン混合効果が含まれていることにも注意しよう。

トロイダル ETG 不安定性に関する分散関係式も (7) 式を導く際と同様にして、以下のように得られる。

$$\omega^2 = \frac{-\omega_{*pe} \hat{\omega}_{De} \Gamma_{0e}}{k_{\perp}^2 \lambda_{De}^2 + 1 - \Gamma_{0e} + \frac{T_e}{T_i} + \sum_{s \neq e} f_{Cs} Z_s \frac{T_i}{T_s}} \quad (8)$$

ここで、ETG モードの空間スケールがイオンのジャイロ半径よりも十分小さいことに基づく近似 $J_0(k_{\perp} v_{\perp} / \Omega_{s \neq e}) \rightarrow 0$ によって、すべてのイオン種は断熱応答として近似される。(7)式で示された ITG 不安定性とは異なり、ETG 不安定性に対する多種イオン混合効果は、(8)式の分母に

現れる実効電荷 $Z_{\text{eff}} \propto f_c Z_s$ に関するものが支配的であることが分かる。なお、不安定モードの実周波数については、いくつかの近似の下で導出された(7)式や(8)式では評価できないことに注意しよう。

ITGおよびETG不安定性の成長率分布に対する多種イオン混合効果の一例を図3に示す[8]。これらは水素(H)、ヘリウム(He)、アルゴン(Ar)が混合したトカマクプラズマに対して、ジャイロ運動論コードGKV[9]によって計算された結果である。ただし、ここでの数値計算においては(7)式や(8)式を導出する際とは異なり、流体近似や断熱応答近似は用いていない点と有限の衝突効果を考慮している点に注意が必要である。イオン種の混合度合いや非熱的な温度比の効果によってITG・ETGモードともに成長率分布に影響を受け、単一イオン種の場合の結果とは異なることが見て取れる。なかでもETG不安定性が実効電荷の増大によって著しく安定化される、あるいは、非熱的なヘリウム灰 ($T_{\text{He}}/T_{\text{H}} = 10$) の混在によって不安定化される様子が特徴的である。この時、不安定モードの実周波数の変化は、成長率の変化に対して十分小さいことも確認されている。これらの理論的考察のみならず、実際のトカマク実験においても、Hモード放電のプラズマに対して外部からアルゴンガスやネオンガスの入射を行うことで、密度増加に伴う閉じ込め劣化が抑制されるなどの特性が観測されている[10, 11]。

燃焼プラズマの閉じ込め性能の定量予測や制御の観点からも、以上のような多種イオン混合効果は重要な役割を果たすと考えられる。

3.5 まとめと展望

本章ではトラスプラズマにおける主要な微視的不安定性であるイオン温度勾配不安定性と電子温度勾配不安定性について、不安定化の基本メカニズムや成長率を決める分散関係式などの導出について概観してきた。後半

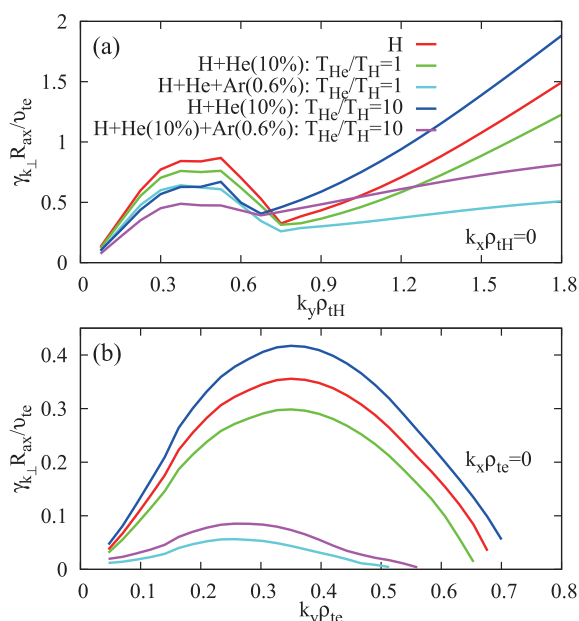


図3 (a)ITG および(b)ETG モード成長率に対する多種イオン混合効果。

では、今後の燃焼プラズマにおいて予期されるような、複数のイオン種が混在したプラズマにおける不安定性特性について簡単に紹介した。紙面の制約からここでは詳しく紹介することはできなかったが、トカマク系やヘリカル系に共通して、多種イオン混合効果が微視的不安定性を通して乱流輸送特性にも強く影響を及ぼすことが、最近の大規模なジャイロ運動論的乱流シミュレーション研究からも明らかにされている[12, 13]。

微視的不安定性はHortonによる1999年のレビュー論文[2]においても詳しく紹介されているように、今日においてはその基本的なメカニズムが良く理解されている。しかしながら、本章でも見てきたように、不安定性の成長率や実周波数は多くのプラズマパラメータに複雑に依存しており、その定量的な評価にはジャイロ運動論方程式に基づく数値計算や高次の効果を考慮した解析計算が欠かせない。特に、ヘリカル系やステラレータ系といった非軸対称トラスプラズマにおける微視的不安定性の成長率特性や臨界勾配条件に関しては、近年においても新たな知見や計算手法が見出されており、精力的に研究が展開されている(例えば文献[14]や文献[15]など)。さらに、ITG不安定性の成長や乱流輸送が抑制された新たな3次元磁場配位を探索するためのモデリングといった関連研究も継続的に取り組まれている(例えば文献[16]や[17]など)。本章に目を通す読者の方々にとって微視的不安定性の理解が僅かでも深まり、そして微視的不安定性に関連した幅広い研究トピックの展望を感じ取ってもらえれば幸いである。

参考文献

- [1] P.C. Liewer, Nucl. Fusion **25**, 543 (1985).
- [2] W. Horton, Rev. Mod. Phys. **71**, 735 (1999).
- [3] F. Jenko *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 1904 (2000).
- [4] P.H. Rutherford and E.A. Frieman, Phys. Fluids **11**, 569 (1968).
- [5] J.B. Taylor and R.J. Hastie, Plasma Phys. **10**, 479 (1968).
- [6] J.Y. Kim *et al.*, Phys. Plasmas B **4**, 152 (1992).
- [7] 洲鎌英雄, 矢木雅敏: プラズマ・核融合学会誌 **6**, 1007 (2000).
- [8] M. Nakata, Plasma Fusion Res. **17**, 1203078 (2022).
- [9] T.-H. Watanabe and H. Sugama, Nucl. Fusion **46**, 24 (2006).
- [10] H. Urano *et al.*, Nucl. Fusion **55**, 033010 (2015).
- [11] H. Lan *et al.*, Nuclear Fusion **60**, 056013 (2020).
- [12] M. Nunami *et al.*, Phys. Plasmas **27**, 052501 (2020).
- [13] M. Nakata and M. Honda, Plasma Fusion Res. **17**, 1403083 (2022).
- [14] A. Zocco *et al.*, J. Plasma Phys. **84**, 715840101 (2018).
- [15] G.T. Roberg-Clark *et al.*, J. Plasma Phys. **87**, 905870306 (2021).
- [16] H.E. Mynick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 1 (2010).
- [17] M. Nakata and S. Matsuoka, Plasma Fusion Res. **17**, 1203077 (2022).



ぬ なみ まさ のり
沼波 政 倫

自然科学研究機構 核融合科学研究所 研究部 教授。計算機シミュレーションや数理モデリングに基づいたプラズマ乱流輸送研究に従事しています。この業界に飛び込んで早や19年あまりが経ちましたが、やはり相応の筋力低下は否めないようです。初心を思い出すべく再開した筋トレとともに、最近では理論物理への原点回帰も画策しています。



なか た もと き
仲田 資 季

自然科学研究機構 核融合科学研究所 メタ階層ダイナミクスユニット 准教授。2011年 総合研究大学院大学 博士（理学）。プラズマ乱流における流動形成や輸送過程に関する研究に取り組んでいる。少し前から生物リズムやロコモーションに関する共同研究をはじめ、生き物を相手にする研究の感動や大変さに触れながら勉強中。