

プラズマ周辺部における粒子輸送モデルの検討 II  
Particle transport in plasma peripheral region II

矢木 雅敏  
YAGI Masatoshi  
量研 六ヶ所  
QST, Rokkasho

プラズマ周辺部における粒子輸送の研究は原型炉における燃料供給の観点から重要な研究課題と位置づけられる。前回の発表では、プラズマ周辺部に密度ハンプが形成される状況を考え、反転密度勾配が駆動するドリフト波が粒子ピンチ効果を作り出すことを示した[1]。磁力線方向の電子の熱伝導がこの不安定性を駆動する源であり、ion mixing modeと同様、通過電子の非断熱応答が重要となる[2]。一方で、 $\eta_e < 0$ の場合、slab ITG modeとの結合は不要で電子の温度勾配がドリフト波を駆動する。分散式は  $\omega = \omega_{*e} - ik(3\eta_e/2 - 1)\omega_{*e}^2/\omega_\chi$  と与えられる。ここで  $\omega_\chi = k_\parallel^2 v_e^2 / \nu_e$  および  $k = 1 + \alpha_T$  である。今回、このモードを無衝突領域に拡張するため、モデルの一般化を検討した。以下の検討においては、オーム則において(1)  $0 = -\nabla_\parallel(\tilde{n}_e T_e + n\tilde{T}_e - en\tilde{\phi}) - \alpha_T n \nabla_\parallel \tilde{T}_e$  を仮定する。

無衝突散逸として電子の逆ランダウ減衰を考える。この場合、 $\omega_\chi = (2\sqrt{2}/\sqrt{\pi})v_e k_\parallel^2 / |k_\parallel|$  とモデル化できる。衝突領域と結合させる表式では、 $\omega_\chi = k_\parallel^2 v_e^2 / (v_e + \sqrt{\pi}|k_\parallel|v_e/2\sqrt{2})$  と一般化できる。

次に電子の逆ランダウ減衰が起こらない場合を検討する。この場合、電子温度の発展方程式において磁力線方向の熱フラックスを一般化し、 $q_{e\parallel} = 2.5(p_e/m_e)(k_\parallel T_e / (\omega + i\nu_{e1}))$  とする[3]。ここで、 $\nu_{e1} = 2\sqrt{2}\nu_e/5$  である。簡単化のため  $\eta_i = 0$  とおくとドリフト波の成長率として

$$\gamma = k_1 \nu_{e1} \omega_{*e}^2 (-1.5\eta_e + k_1) / (\omega_\chi \nu_{e1} - k_1 \omega_{*e}^2)$$
 を得る。ここで  $k_1 = 6.1$  である。 $\eta_e < 0$  および  $\omega_\chi \nu_{e1} > k_1 \omega_{*e}^2$  に対して  $\gamma > 0$  である。 $\omega_\chi \nu_{e1} = k_\parallel^2 v_e^2$  に注意すると分母は衝突周波数に依存しない。従って  $\nu_{e1} \rightarrow 0$  に対し  $\gamma \rightarrow 0$  となる。

これまでの議論では、オーム則において慣性項および衝突項を無視していた。この効果が成長率にどの程度影響を与えるか評価する。オーム則は(2)  $k_\parallel u_\parallel = -(k_\parallel^2 v_e^2 / (\omega + i\nu_e))(\phi - kT_e -$

$n)$  と与えられる。(1)からは  $n = \phi - kT_e$  が得られるが、これは(2)で右辺をゼロと置くことで得られる。今の場合、連続の式  $\omega n = \omega_{*e} \phi + k_\parallel u_\parallel$  に(2)式を代入し、 $\omega_{*e} \ll \nu_e$  を仮定すると(3)

$$n = (1 + i\hat{\omega}_\chi) / (\Omega + i\hat{\omega}_\chi) \phi - ik\hat{\omega}_\chi / (\Omega + i\hat{\omega}_\chi) T_e$$

が得られる。ここで  $\hat{\omega}_\chi = k_\parallel^2 v_e^2 / \nu_e \omega_{*e}$  および  $\Omega = \omega / \omega_{*e}$  である。熱フラックスの項に含まれる衝突周波数  $\nu_{e1}$  とは数値係数が異なるが、以下では簡単化のため  $\nu_{e1} = \nu_e$  を仮定する。 $n \approx \phi$  を仮定すれば

$$T_e = (1.5\eta_e - 1 + \Omega) / (1.5\Omega + i\hat{\omega}_\chi / (1 - i\Omega/\hat{\nu}_e)) \phi$$

$n = (1 + i\delta)\phi$  とおくと(3)に上式を代入し

$$\delta = -k \frac{\hat{\omega}_\chi}{\Omega + i\hat{\omega}_\chi} \frac{1.5\eta_e - 1 + \Omega}{1.5\Omega + i\hat{\omega}_\chi / (1 - \frac{i\Omega}{\hat{\nu}_e})}$$

が得られる。 $\Omega \approx 1, \omega_{*e} \ll \nu_e \ll k_\parallel^2 v_e^2 / \omega_{*e}$  ではもとの成長率が得られる。 $\gamma \approx -\delta \omega_{*e}$  で成長率を見積もると

$$\gamma \approx k \frac{\hat{\omega}_\chi}{1 + i\hat{\omega}_\chi} \frac{1.5\eta_e}{1.5 + i\hat{\omega}_\chi}$$

が得られる。 $\nu_e \rightarrow 0$  で  $\gamma \rightarrow 0$  となることが確認できた。文献[3]では新古典粘性効果を導入しITG modeに対する影響を調べているが、それが反転密度勾配駆動ドリフト波の駆動源になり得るのかどうかあわせて検討を行う予定である。

[1] 矢木雅敏、第36回プラズマ・核融合学会、春日井、(2019) 01P32.

[2] B. Coppi and C. Spight, Phys. Rev. Lett. 48, (1978) 551.

[3] M. Yagi, et al., Phys. Fluids B 5 (1993) 1179.