

球状トーラスにおける2流体と1流体の平衡モデル間の比較 Comparison between Two-fluid and Single-fluid Equilibrium Models in Spherical Torus

神吉隆司¹⁾, 永田正義²⁾
Takashi KANKI¹⁾, Masayoshi NAGATA²⁾

¹⁾海上保安大, ²⁾兵庫県立大院工
¹⁾Japan Coast Guard Academy, ²⁾University of Hyogo

2流体平衡から1流体平衡への遷移(簡約化)の問題について, これまで取り扱ってきた. ポイントは2つである. ①イオン面変数 $Y = \psi + \epsilon R u_{i\phi}$ (ψ : 電子面変数(ポロイダル磁束関数), $u_{i\phi}$: トロイダルイオン流速)で, 2流体パラメータの極限 $\epsilon \rightarrow 0$ によって, $Y \rightarrow \psi$ を得る. ②1流体モデルでは電場に関する項が比較的大きいため, 電場 \mathbf{E} と静電ポテンシャル V_E の規格化について, それぞれ $E_R = u_R B_R$, $V_{ER} = u_R B_R L_R$ (u_R : アルヴェン速度, B_R : 磁場強度, L_R : プラズマのサイズ)を用いる. この規格化により, 例えば, イオンの2流体の運動方程式は $(\mathbf{u}_i \cdot \nabla \mathbf{u}_i) \mathbf{u}_i = -\nabla p_i / n + 1/\epsilon (\mathbf{E} + \mathbf{u}_i \times \mathbf{B})$ (\mathbf{u}_i : イオン流速, p_i : イオン圧力, n : 数密度, \mathbf{B} : 磁場)として表され, $\epsilon \rightarrow 0$ によって, 簡単に1流体のオームの法則が得られる. さらに, 円柱座標 (R, ϕ, Z) を用いて, イオン流体と電子流体の軸対称平衡方程式系は, それぞれ

$$\Phi'_i(Y) R^2 \nabla \cdot \left[\frac{\Phi'_i(Y)}{n} \frac{\nabla Y}{R^2} \right] = \frac{R}{\epsilon} [B_\phi \Phi'_i(Y) - m u_{i\phi}] \quad (1)$$

$$+ n R^2 \left[\frac{1}{\epsilon} H'_i(Y) - T_i S'_i(Y) \right],$$

$$R^2 \nabla \cdot \left[\frac{\nabla \psi}{R^2} \right] = \frac{R}{\epsilon} [B_\phi \Phi'_e(\psi) - m u_{i\phi}] \quad (2)$$

$$- n R^2 \left[\frac{1}{\epsilon} H'_e(\psi) - T_e S'_e(\psi) \right],$$

として表され, イオン流体と電子流体のBernoulliの式は, それぞれ $\epsilon h_i + \epsilon u_i^2 / 2 + V_E = H_i(Y)$, $\epsilon h_e - V_E = H_e(\psi)$ として表される. ここで, Φ_α , H_α , T_α , S_α , h_α は, それぞれポロイダル流速に対する流れ関数, 一般化エンタルピー, 温度, エントロピー, エンタルピーを表す. 上記の2流体平衡方程式系は, $\epsilon \rightarrow 0$ によって, 静電ポテンシャルと一般化エンタルピーの関係

$V_E = -H_e(\psi) = H_i(\psi)$ の取り扱いに注意を払うことによって, 1流体平衡方程式系へ遷移させることができる[1].

本講演ではHISTでのダブル・パルス同軸ヘリシティ入射(CHI)実験で観測されている流速分布を2流体平衡計算によって再現することによって, 2流体と1流体の平衡モデル間の比較を行う. 式(2)より, 電子系から見た $u_{i\phi}$ は

$$u_{i\phi} = \frac{\Phi'_e(\psi)}{n} B_\phi - R \left(\epsilon \frac{\nabla p_e}{n} - \nabla V_E \right) \cdot \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|^2} \quad (3)$$

$$- \epsilon \frac{R}{n} \nabla \cdot \left[\frac{\nabla \psi}{R^2} \right]$$

として表される. 上式において第1, 3項は1流体モデルによって生じる項であり, それぞれ磁場に平行な流速 $u_{e\parallel}$, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ドリフト流速 $u_{E \times B}$, また, 第2, 4項は2流体モデルによって生じる項であり, それぞれ反磁性ドリフト流速 $u_{e, dia}$, Hall効果 u_{Hall} を表す. 図1は $u_{i\phi}$ と式(3)の各項の径方向分布を示している. すべての項が比較的大きく, 2流体効果を見落とすと, 実験で観測されている $u_{i\phi}$ を説明することはできない. $u_{e\parallel}$ と u_{Hall} が支配的であるが, 符号が互いに異なり, ほぼ同じような径方向分布を有するため, 相殺される. $u_{i\phi}$ は $u_{E \times B}$ とほぼ同じ径方向分布になっており, $u_{e, dia}$ は外側のエッジで大きくなる.

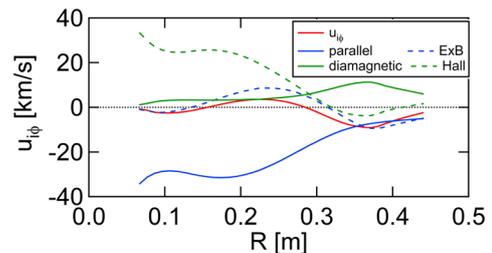


図1 トロイダルイオン流速と電子系から見たその成分の径方向分布

参考文献

[1] 神吉隆司, 永田正義, 第35回プラズマ・核融合学会年会, 3P82.