

## 小特集 ゾーナルフロー研究の現状と展望

# 4. 運動論によるゾーナルフローの解析

## 4.1 ジャイロ運動論に基づくゾーナルフローの理論とシミュレーション

洲鎌 英雄

(核融合科学研究所・総合研究大学院大学)

### Kinetic Analysis of Zonal Flows Theory and Simulation of Zonal Flows Based on Gyrokinetics

SUGAMA Hideo

National Institute for Fusion Science, Graduate University for Advanced Studies Toki 509-5292, Japan

(Received 7 October 2005)

The collisionless time evolution of zonal flows is described based on gyrokinetic theory. The validity of theoretical predictions regarding geodesic acoustic modes and residual zonal flows is verified by gyrokinetic Vlasov simulation.

#### Keywords:

gyrokinetic equation, geodesic acoustic mode, residual zonal flow

#### 4.1.1 はじめに

測地的音波モード (Geodesic Acoustic Mode, GAM) や残存ゾーナルフロー (Residual Zonal Flow) の理論等の様々な予測は、流体モデルあるいは運動論モデルの基礎方程式に基づいて導かれたものである [1]。例えば、GAM 振動は最初に流体モデルに基づき予言され [2]、後にドリフト運動論に基づく周波数・減衰率の解析がなされ [3-5]、また、残存ゾーナルフローの理論解析 [6] はジャイロ運動論 (ドリフト運動論に比べ短波長揺動が扱える) [7] に基づきなされている。一方、実験においては通常、理論で用いた基礎方程式では記述できない効果が含まれていたり、あるいは理論が予測する物理量の測定が困難であったりするため、理論予測と実験結果が一致するかどうかを直接比較するのが容易ではないことが多い。それに比べ、数値シミュレーションは理論で仮定された理想的な条件の下で基礎方程式の解を導き必要な物理変数の値を提示してくれるため、理論予測の検証にも威力を発揮し、逆に理論解析結果との比較によりシミュレーションの信頼性を高め、実験結果のより正確な解析・予測へと応用していくことが可能となる。本節では、ジャイロ運動論に基づき、GAM 振動や残存ゾーナルフローの理論を紹介し、その予測とジャイロ運動論的シミュレーション [8, 9] の結果との比較を行う。

#### 4.1.2 ゾーナルフローの無衝突時間発展過程

ここでは、無衝突トロイダルプラズマにおける  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ゾーナルフローの時間発展過程を考える (衝突の効果については後に触れる)。バルーニング表現 (あるいはアイコ

ナル近似) [10] を用いると、トーラス小半径方向に波数ベクトル  $\mathbf{k}_\perp = k_r \nabla r$  ( $r$ : 磁気面座標系の小半径方向成分) を持つゾーナルフロー成分に対するジャイロ運動論的方程式 [7, 11] は無衝突・静電近似において、

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v_\parallel \mathbf{b} \cdot \nabla + i\omega_D \right) \delta f_{k_\perp}^{(g)} = - (v_\parallel \mathbf{b} \cdot \nabla + i\omega_D) \left( F_0 J_0(k_\perp \rho) \frac{e\phi_\perp}{T} \right) + S_{k_\perp} F_0. \quad (1)$$

で与えられる。ここで、運動エネルギー  $w \equiv \frac{1}{2} m v^2$  および磁気モーメント  $\mu \equiv m v_\perp^2 / (2B)$  を速度空間の独立変数として用いており、 $\delta f_{k_\perp}^{(g)}$  はジャイロ中心分布関数 (粒子分布関数とは分極部分だけ異なる) の摂動部であり、 $F_0$  は局所マクスウェル平衡分布関数、 $J_0(k_\perp \rho)$  は 0 次のベッセル関数、 $\rho = v_\perp / \Omega$  はジャイロ半径、 $\Omega = eB / (mc)$  はジャイロ周波数、 $\omega_D \equiv k_r v_{dr}$  はジャイロ中心ドリフト周波数、 $v_{dr} = v_d \cdot \nabla r$  はジャイロ中心ドリフト速度の小半径方向成分、 $S_{k_\perp} F_0 = (c/B) \sum_{k'_\perp + k''_\perp = k_\perp} [\mathbf{b} \cdot (\mathbf{k}'_\perp \times \mathbf{k}''_\perp)] J_0(k'_\perp \rho) \phi_{k'_\perp} \delta f_{k''_\perp}^{(g)}$  は非線形対流項を表す。簡単のため、(1) において、粒子種を表す添字は省いてある。(1) の左辺の  $i\omega_D \delta f_{k_\perp}^{(g)}$  は、通常の線形化ドリフト運動論的方程式では高次オーダーの微少項として無視されるが、有限軌道幅効果を含んでおり、ジャイロ運動論的方程式では  $k_\perp \rho \sim 1$  のオーダーリングを用いるため、他の項と同じオーダーの項として残される。

$\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  ゾーナルフローを引き起こす静電ポテンシャル  $\phi_{k_\perp}$  を決定するため、準中性条件

$$\int d^3v J_{ik_\perp}^{(g)} - n_0 \frac{e\phi_{k_\perp}}{T_i} [1 - \Gamma_0(b)] = \int d^3v \delta f_{ek_\perp}, \quad (2)$$

を用いる。上式において、イオン、電子を表す添字  $i, e$  が陽に書かれており、また、 $k_\perp \rho_e \rightarrow 0$  としている。ここで、 $b \equiv k_\perp^2 T_i / (m_i \Omega_i)$  および  $\Gamma_0(b) \equiv I_0(b) e^{-b}$  であり、 $I_0$  は 0 次の変形ベッセル関数を表す。(2)の左辺、右辺は、それぞれ、イオン、電子の密度揺動であり、左辺の静電ポテンシャル  $\phi_{k_\perp}$  に比例する項は、分極によるイオン密度を表す。

初期の分布関数  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t=0)$  と非線形ソース項  $S_{ak_\perp}(t')$  ( $a=i, e$ ) の過去 ( $0 < t' < t$ ) の履歴が与えられると、ジャイロ運動論的方程式(1)と準中性条件(2)を解くことにより、時刻  $t(>0)$  における分布関数  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t)$  が原理的に求められる。[初期の静電ポテンシャル  $\phi_{k_\perp}(t=0)$  は(2)を用いて初期分布関数  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t=0)$  から直ちに決定されることに注意しよう。] 用いた基本方程式系の性質から、定常磁場中において、初期条件  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t=0)$  と非線形ソース項  $S_{a'k_\perp}(t')$  に対する  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t)$  の応答は、

$$\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t) = \sum_{a=i,e} \left[ U_{aa'}(t) \delta f_{a'k_\perp}^{(g)}(0) + \int_0^t dt' U_{aa'}(t-t') F_{a'0} S_{a'k_\perp}(t') \right] \quad (3)$$

の形で書けることが示される。ここで注目すべきことは、 $\delta f_{a'k_\perp}^{(g)}(0)$  を  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t)$  に結びつける線形演算子(プロパゲーター)  $U_{aa'}(t)$  ( $a, a' = i, e$ ) が求められれば、 $F_{a'0} S_{a'k_\perp}(t')$  に対する  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t)$  の応答を表す時間積分中に現れる積分核は、時間変数  $t$  を  $t-t'$  に置き換えた  $U_{aa'}(t-t')$  により直ちに与えられるということである。言い換えれば、線形初期値問題を解けば、非線形ソース項に対する応答も求まるということである。静電ポテンシャル  $\phi_{k_\perp}(t)$  の  $\delta f_{ak_\perp}^{(g)}(t=0)$  と  $S_{a'k_\perp}(t')$  に対する依存性は(3)を(2)に代入することにより以下のように表される。

$$\frac{e\phi_{k_\perp}(t)}{T_i} = \frac{1}{n_0 [1 - \Gamma_0(b)]} \sum_{a=i,e} \left[ N_a(t) \delta f_{ak_\perp}^{(g)}(0) + \int_0^t dt' N_a(t-t') F_{a0} S_{ak_\perp}(t') \right] \quad (4)$$

ここで、演算子  $N_a(t) \equiv \int d^3v U_{ia}(t) - \int d^3v U_{ea}(t)$  を定義した。

以下、磁場強度が  $B = B_0(1 - \varepsilon \cos \theta)$  ( $\theta$  はポロイダル角、 $\varepsilon \equiv r/R_0 \ll 1$ ) で与えられるトカマク配位におけるイオン温度勾配(ITG)乱流[12,13]を想定し、 $k_r a_i \ll 1$  ( $a_i \equiv \sqrt{T_i/m_i/\Omega_i}$ )の波数領域にあるゾーナルフローを取り扱う。ここでは、準中性条件や非線形ソース項に対する電子からの寄与の部分  $\delta n_e$  や  $S_{ek_\perp}(t')$  はイオンからの寄与に比べ高次の微量とみなされ無視される。初期に磁気面上で一定値を取る静電ポテンシャル  $\phi_{k_\perp}(t=0) = \langle \phi_{k_\perp}(t=0) \rangle$  ( $\langle \dots \rangle$  は磁気面平均を表す)が加えられ、また初期のイオンジャイロ中心分布は、準中性条件を満足するように、 $\delta f_{ik_\perp}^{(g)}(t=0) = (k_r^2 a_i^2) (e\phi_{k_\perp}(t=0)/T_i) F_{i0}$  で与えられると仮定する。この場合、(1)と(2)を解析的に解くこ

とにより、ゾーナルフローポテンシャルの無衝突時間発展は、

$$\begin{aligned} & \frac{e}{T_i} \langle \phi_{k_\perp}(t) \rangle \\ &= \mathcal{K}(t) \frac{e}{T_i} \langle \phi_{k_\perp}(0) \rangle + \frac{1}{n_0 (k_r^2 a_i^2)} \int_0^t dt' \mathcal{K}(t-t') \\ & \times \left\langle \int d^3v F_{i0} S_{ik_\perp}(t') [1 + i(k_r q/\varepsilon) \{ (v_\parallel/\Omega_i) - \overline{(v_\parallel/\Omega_i)} \}] \right\rangle, \end{aligned} \quad (5)$$

によって表される。上式において、 $q$  は安全係数、 $\overline{\dots} \equiv \oint (dl/v_\parallel) \dots \oint (dl/v_\parallel)$  (捕捉粒子に対しては閉軌道一周、非捕捉粒子に対してはポロイダル方向一周の積分を取る)は軌道平均を表す。また、応答関数  $\mathcal{K}(t)$  は、

$$\mathcal{K}(t) = \cos(\omega_G t) \exp(\gamma t) (1 - \mathcal{K}_{RH}) + \mathcal{K}_{RH} \quad (6)$$

により与えられる[14]。ここで、GAM振動の周波数を  $\omega_G$ 、減衰率を  $|\gamma| = -\gamma (>0)$  で表している。磁力線方向の位相速度がイオン熱速度より速い場合 [ $\hat{\omega}_G^2 \equiv (R_0 q \omega_G / v_{T_i})^2 \gg 1$ ], GAM振動の周波数・減衰率は解析的に求めることができ、以下のような表式によって与えられる[14]。

$$\begin{aligned} \omega_G^2 &= \left( \frac{7+4\tau_e}{4} \right) q^2 \left( \frac{v_{T_i}}{R_0 q} \right)^2 \left[ 1 + \frac{2(23+16\tau_e+4\tau_e^2)}{q^2(7+4\tau_e)^2} \right], \quad (7) \\ \gamma &= -\frac{\sqrt{\pi}}{2} q^2 \left( \frac{v_{T_i}}{R_0 q} \right) \left[ 1 + \frac{2(23/4+4\tau_e+\tau_e^2)}{q^2(7/2+2\tau_e)^2} \right]^{-1} \\ & \times \left[ \exp(-\hat{\omega}_G^2) \{ \hat{\omega}_G^4 + (1+2\tau_e) \hat{\omega}_G^2 \} + \frac{1}{4} \left( \frac{k_r v_{T_i} q}{\Omega_i} \right)^2 \right. \\ & \left. \times \exp(-\hat{\omega}_G^2/4) \left\{ \frac{\hat{\omega}_G^6}{64} + \left( 1 + \frac{3}{8} \tau_e \right) \left( \frac{\hat{\omega}_G^4}{8} + \frac{3\hat{\omega}_G^2}{4} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

ここで、 $\tau_e \equiv T_e/T_i$  であり、(8)の右辺において、 $(k_r v_{T_i} q/\Omega_i)^2$  に比例する項は非捕捉イオン軌道の有限幅効果による減衰率の増加を表す。

GAM振動の減衰後の長時間極限(ただし、無衝突近似の範囲内)で、 $\mathcal{K}(t)$  は、RosenbluthとHinton[6]によって導かれた有限の値

$$\mathcal{K}_{RH} = \frac{1}{1 + 1.6q^2/\varepsilon^{1/2}} \quad (9)$$

に漸近する。上式の右辺の分母に現れる  $1.6q^2/\varepsilon^{1/2}$  は捕捉イオンのバナナ軌道による新古典分極の効果とジャイロ運動による古典分極の効果の比に対応する[6]。(4)と同様に、(5)において、初期摂動に対する応答関数は、非線形乱流ソース項に対する応答の積分核をも表すことに注意しよう。(5)の右辺第2項で表されるように、乱流ソース項によるゾーナルフローの生成効率、したがって、乱流・異常輸送の抑制は、応答関数  $\mathcal{K}(t)$  に影響される。また、(6)が示すように、ジャイロ運動論から、初期摂動として与えられたゾーナルフローは無衝突過程において完全には

減衰せず、残存ゾナルフロー (Residual Zonal Flow) として異常輸送を低減する効果をもたらすことが予想され、RosenbluthとHintonは、ジャイロ流体モデルに基づく乱流シミュレーションによって予測された異常輸送係数がジャイロ運動論的シミュレーションによる予測よりも大きくなる理由は、この残存ゾナルフローの効果がジャイロ流体モデルに含まれていないためであると主張した[6].

#### 4.1.3 シミュレーション結果との比較

前節で示された理論解析結果を検証するために、本節ではトロイダルフラックスチューブにおけるジャイロ運動論的プラズマシミュレーション[8, 15]の結果を紹介しよう。ここでは、前節同様、磁場強度が $B = B_0(1 - \epsilon \cos \theta)$  ( $\epsilon \equiv r/R_0 \ll 1$ ) で与えられるトカマク配位を想定し、イオンジャイロ運動論的方程式(1)を線形化したものと準中性条件(2)を直接数値シミュレーションにより解くことによって、(5)中に現れる応答関数 $\mathcal{K}(t)$ を求め、(6)–(9)で示された理論解析の予測と比較する。指定された波数ベクトル $\mathbf{k}_\perp = k_r \nabla r$ とマクスウェル速度分布を取る摂動イオンジャイロ中心分布関数(磁気面上では一様分布)を初期条件として加え、また摂動電子密度は $n_{ek_\perp} = (n_0 e / T_e) (\phi_{k_\perp} - \langle \phi_{k_\perp} \rangle)$  で与え、イオンと電子は等温 ( $T_e = T_i$ ) とする。この場合、シミュレーションから得られる $\langle \phi_{k_\perp}(t) \rangle / \langle \phi_{k_\perp}(0) \rangle$  が応答関数 $\mathcal{K}(t)$ を与えることになる。

Fig. 1は、 $\epsilon = 0.1$ ,  $q = 1.5$ ,  $k_r a_i = 0.131$ の場合におけるゾナルフローポテンシャルの応答関数 $\mathcal{K}(t)$ を表す。横軸の時間 $t$ の単位として、 $R_0/v_{ti}$  ( $v_{ti} = \sqrt{T_i/m_i}$ ) を用いてある。白丸はシミュレーション結果を、太い曲線は(6)–(9)から導かれた理論予測を、細い曲線は有限軌道幅

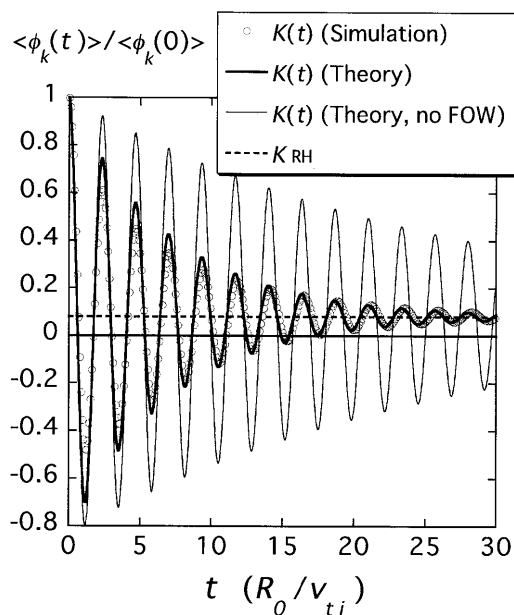


Fig. 1 Response function  $\mathcal{K}(t)$  for the zonal-flow potential. Circular symbols represent simulation results while a thick (thin) solid curve is theoretically obtained with (without) finite-orbit-width effects. A dashed line corresponds to  $\mathcal{K}_{RH}$  in (9). Here,  $\epsilon = 0.1$ ,  $q = 1.5$ ,  $T_i = T_e$ , and  $k_r a_i = 0.131$  ( $a_i \equiv \sqrt{T_i/m_i}/\Omega_i$ ).

(FOW) 効果を見捨てた理論予測 [(8)で $k_r = 0$ と置いて得られる $\gamma$ を用いたもの] を、水平方向の破線は(9)で与えられる $\mathcal{K}_{RH}$ を表す。シミュレーションにより、GAM振動が無衝突減衰した後、応答関数 $\mathcal{K}(t)$ が $\mathcal{K}_{RH}$ に収束していくのが確認できる。シミュレーション結果と有限軌道幅効果を取り入れた理論曲線の良い一致が見られ、また有限軌道幅効果を考慮しないとGAM振動の無衝突減衰率が過小評価されることがわかる。

ジャイロ運動論的プラズマシミュレーションによって、位相空間上の分布関数の複雑な構造を直接求めることができる。Fig. 2(a)は、 $\epsilon = 0.18$ ,  $q = 1.4$ ,  $k_r a_i = 0.1715$ ,  $\theta = 0$  (トーラスの外側に対応)、 $v_{ti} t / R_0 = 9.0$  (この時刻では、既にGAM振動はかなり減衰している) においてシミュレーションから得られたイオンジャイロ中心摂動分布関数 $\delta f_{ik_\perp}^{(g)}$ の $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ -速度空間上の構造を表している。ただし、 $\delta f_{ik_\perp}^{(g)}$ は $e\phi_{k_\perp}(0)/T_i$ で規格化し、その実数部をプロットしている。Fig. 2において、捕捉イオンの速度空間領域は、 $|v_{\parallel}/v_{\perp}| < \sqrt{2\epsilon/(1-\epsilon)} \approx 0.66$ で表される。捕捉領域と非捕捉領域の分布関数の構造に、際だった違いがあることがわかる。非捕捉イオンの無衝突運動により $v_{\parallel}$ 方向に振動するballistic modeの構造が、 $v_{\perp}$ -軸に平行な縞模様となって非捕捉領域に現れ、これが位相混合によるGAM振動の無衝突減衰に寄与する。一方、捕捉領域に現れるコヒーレントな構造はイオンのバナナ運動による新古典分極に関わっている。また、分布関数は解析的に

$$\delta f_{ik_\perp}^{(g)}(t) = \frac{e\phi_{k_\perp}(0)}{T_i} F_{i0} \left( k_r^2 a_i^2 - \mathcal{K}_{RH} \left[ i(k_r q / \epsilon) \{ (v_{\parallel} / \Omega_i) - \overline{(v_{\parallel} / \Omega_i)} \} + \frac{1}{2} (k_r q / \epsilon)^2 \{ (v_{\parallel} / \Omega_i) - \overline{(v_{\parallel} / \Omega_i)} \}^2 \right] \right) \quad (10)$$

によって与えることができ[6, 15], Fig. 2(a)の条件に対応する(10)の結果がFig. 2(b)に示されている。ただし、(10)の解は、GAM振動周期より長い時間にわたって平均したものに相当するため、Fig. 2(a)に見られるようなballistic modeの構造を表すことはできない。このことを除くと、捕捉・非捕捉イオン分布の違いや非捕捉イオン分布の特徴的な構造等に、(10)の解析的予測とシミュレーション結果の間の良い一致が確認できる。

#### 4.1.4 終わりに

本節では、ジャイロ運動論に基づき、トカマクにおける $E \times B$ ゾナルフローの無衝突時間発展の理論解析結果を紹介した。初期条件や非線形乱流ソース項に対するゾナルフローポテンシャルの応答関数 $\mathcal{K}(t)$ が解析的に導かれ、GAM振動の周波数・成長率や $\mathcal{K}(t)$ の収束値 $\mathcal{K}_{RH}$ の解析的表式が示された。またジャイロ運動論的プラズマシミュレーションにより、ゾナルフロー応答関数やイオンジャイロ中心摂動分布関数が直接求められ、理論解析の予測と良く一致することが確かめられた。

GAM振動やゾナルフローの時間発展シミュレーションとしては、他に、流体モデルに基づくもの[16, 17]や $\delta f$

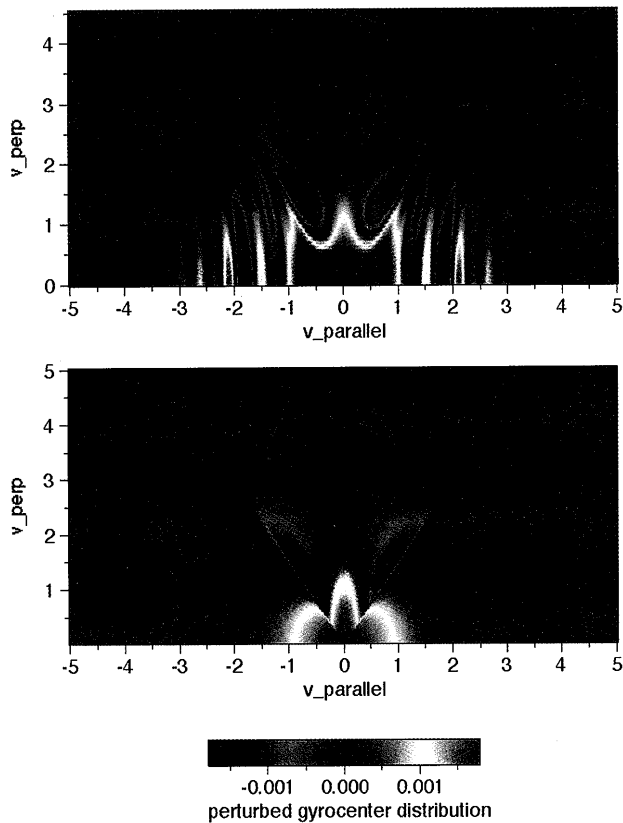


Fig. 2 Structures of the real part of the perturbed ion gyrocenter distribution function  $\delta f_{k\perp}^{(g)}$  on the  $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ -space obtained from the gyrokinetic Vlasov simulation (a) and from the analytical solution in (10) with rapid oscillations dropped (b). Here,  $\epsilon = 0.18$ ,  $q=1.4$ ,  $T_i = T_e$ ,  $k_r a_i = 0.1715$ , and  $\theta=0$ .

法を用いたジャイロ運動論的シミュレーション[8, 9, 18]が精力的に行われており、ここで想定したITG乱流よりも短波長領域の電子温度勾配(ETG)乱流によるゾーナルフローの生成に関する理論・シミュレーション研究もなされている[19, 20]。また、(5), (6), (7), (8)に対応する $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ゾーナルフローの無衝突時間発展、応答関数、GAM振動周波数・減衰率に対する表式は、ヘリカル系磁場配位に対しても導かれており、その有効性が、フラックスチューブを用いたジャイロ運動論的プラズマシミュレーションにより確認されている[21, 22]。また、ドリフト運動論とび法を用いたヘリカル系プラズマの新古典輸送グローバルシミュレーションによるGAM振動の研究も行われている[23]。

本節で紹介した理論解析では無衝突の場合を考えてきたが、イオン-イオン衝突の新古典粘性効果により、長時間極限における $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ ゾーナルフローの初期値に対する比 $\phi_{k\perp}(t)/\phi_{k\perp}(0)$ は、トカマクの場合 $\mathcal{K}_{RH}$  [(9)参照]からさらに減少し、新古典輸送理論とコンシステントな極限值 $\lim_{t \rightarrow \infty} \mathcal{K} = B_p^2/B^2$  ( $B_p$ はポロイダル磁場)へと収束していく[24]。この極限値は、初期条件、トロイダル角運動量保存および衝突(新古典粘性)によるポロイダル $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ フローの減衰から導かれる。しかし、無衝突時間スケールで維持される残存ゾーナルフローの大きさは、異常輸送抑制に強く影響すると予想される[6]。長時間、大きな値のゾーナル

フロー応答関数 $\mathcal{K}(t)$ を維持することができるように最適化した磁場配位では、乱流から高レベルのゾーナルフローを生成することにより乱流振幅・異常輸送の低減がもたらされることが期待できる[21, 22]。

## 謝辞

本解説記事の執筆にあたって有益なコメントをいただいた核融合科学研究所の渡邊智彦助教授に感謝いたします。本稿の作成は文部科学省科学研究費[基盤研究(C): 16560727, 基盤研究(B): 17360445]および核融合科学研究所共同研究[NIFS04KDAD003, NIFS04KNXN023, NIFS04KLDD003]の援助を得て行われました。

## 参考文献

- [1] P.H. Diamond, S.-I. Itoh, K. Itoh and T.S. Hahm, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47**, R35 (2005).
- [2] N. Winsor, J.L. Johnson and J.J. Dawson, *Phys. Fluids* **11**, 2248 (1968).
- [3] V.B. Lebedev, P.N. Yushmanov, P.H. Diamond, S.V. Novakovskii and A.I. Smolyakov, *Phys. Plasmas* **3**, 3023 (1996).
- [4] S.V. Novakovskii, C.S. Liu, R.Z. Sagdeev and M.N. Rosenbluth, *Phys. Plasmas* **4**, 4272 (1997).
- [5] T. Watari, Y. Hamada, A. Fujisawa, K. Toi and K. Itoh, *Phys. Plasmas* **12**, 062304 (2005).
- [6] M.N. Rosenbluth and F. L. Hinton, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 724 (1998).
- [7] H. Sugama, *J. Plasma Fusion Res.* **79**, 107 (2003).
- [8] T.-H. Watanabe and H. Sugama, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 534 (2005); Y. Idomura, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 581 (2005); T.-H. Watanabe, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 686 (2005); T.-H. Watanabe, H. Sugama and Y. Idomura, *J. Plasma Fusion Res.* **81**, 698 (2005).
- [9] A.M. Dimits *et al.*, *Phys. Plasmas* **7**, 969 (2000).
- [10] R.D. Hazeltine and J.D. Meiss, *Plasma Confinement* (Addison-Wesley, Redwood City, California, 1992) p.298.
- [11] E.A. Frieman and L. Chen, *Phys. Fluids* **25**, 502 (1982).
- [12] H. Sugama and M. Yagi, *J. Plasma Fusion Res.* **76**, 1007 (2000).
- [13] W. Horton, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 735 (1999).
- [14] H. Sugama and T.-H. Watanabe, *19th International Conference on Numerical Simulation of Plasmas and 7th Asia Pacific Plasma Theory Conference* (Nara, Japan, 2005) A6-2; H. Sugama and T.-H. Watanabe, "Collisionless damping of geodesic acoustic modes", *submitted to J. Plasma Phys.*
- [15] T.-H. Watanabe and H. Sugama, *20th IAEA Fusion Energy Conference* (Vilamoura, Portugal, 2004) TH/8-3Rb; T.-H. Watanabe and H. Sugama, "Velocity-space structures of distribution function in toroidal ion temperature gradient turbulence", *to be published in Nucl. Fusion*.
- [16] N. Miyato, J.Q. Li and Y. Kishimoto, *Nucl. Fusion* **45**, 425 (2005).
- [17] K. Hallatschek, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 065001 (2004).
- [18] Y. Idomura, S. Tokuda and Y. Kishimoto, *Nucl. Fusion* **43**, 234 (2003).
- [19] E.J. Kim, C. Holland and P. H. Diamond, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 075003 (2003).

- [20] Y. Idomura, S. Tokuda and Y. Kishimoto, *20th IAEA Fusion Energy Conference* (Vilamoura, Portugal, 2004) TH/8-1.
- [21] H. Sugama and T.-H. Watanabe, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 115001 (2005).
- [22] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Research Report NIFS-819 (2005); "Collisionless damping of zonal flows in helical systems", *to be published in Phys. Plasmas*.
- [23] S. Satake, M. Okamoto, N. Nakajima, H. Sugama, M. Yokoyama and C.D. Beidler, *Nucl. Fusion* **45**, 1362 (2005).
- [24] F.L. Hinton and M.N. Rosenbluth, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41**, A653 (1999).