

理論的観点から見たプラズマ輸送に対する同位体効果
Isotope Effects on Plasma Confinement from Theoretical Viewpoints

洲鎌英雄
Hideo SUGAMA

核融合科学研究所
National Institute for Fusion Science

核融合プラズマ研究において、水素プラズマと重水素プラズマの放電実験において見出されるプラズマ閉じ込め特性の違い、即ち、同位体効果の物理機構を明らかにすることは、長年の重要テーマの一つであり、数年後の開始が予定されている大型ヘリカル装置 (LHD) の重水素実験によって、同位体効果の機構解明が大きく進展することが期待されている。本講演では、プラズマ閉じ込めに対する同位体効果として、プラズマ中の荷電粒子の持つ質量に対する熱拡散係数の依存性について、理論的観点から論じてみよう。

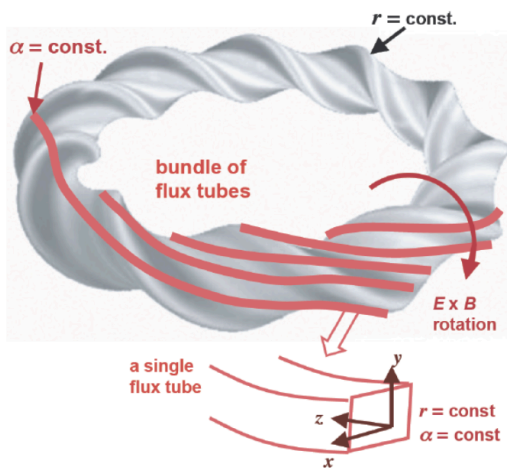
理論的には、プラズマ輸送過程は、荷電粒子間のクーロン衝突に起因する古典および新古典輸送と、プラズマ中の微視的な揺動が引き起こす乱流（もしくは異常）輸送に分類される。ステップ長さ l 、ステップ時間 τ を持つ単純なランダムウォークの描像において、拡散係数は $\chi \sim l^2 / \tau$ で与えられる。磁場閉じ込めプラズマにおいて、質量 m_a 、電荷 e_a を持つ粒子種 a が持つジャイロ半径を ρ_a 、衝突周波数 ν_a で表し、 $l \sim \rho_a$ と $\tau \sim 1 / \nu_a$ を用いると、磁場を横切る熱の拡散係数は、 $\chi_a^{cl} \sim \rho_a^2 \nu_a$ で与えられる。 $\rho_a \propto m_a^{1/2}$ および $\nu_a \propto m_a^{-1/2}$ を考慮すると、 $\chi_a^{cl} \propto m_a^{1/2}$ となり、質量が大きいほど古典拡散係数は増大する。安全係数 q 、逆アスペクト比 $\epsilon = r / R$ のトカマク磁場配位において、バナナ捕捉粒子が引き起こす新古典輸送過程では、バナナ軌道幅 $l \sim q \rho_a / \epsilon^{1/2}$ 、実効衝突周波数 $1 / \tau \sim \nu_a / \epsilon$ およびバナナ粒子の割合 $\epsilon^{1/2}$ を使うと、新古典熱拡散係数は、 $\chi_a^{ncl} \sim \epsilon^{1/2} l^2 / \tau \sim q^2 \rho_a^2 \nu_a / \epsilon^{3/2}$ となり、質量依存性として再び $\chi_a^{ncl} \propto m_a^{1/2}$ を得る。

軸対称性を持たないヘリカル磁場配位における新古典輸送過程では、リップル磁場に捕捉された粒子の軌道が大きな影響を及ぼし、衝突周波数や径方向電場 (E_r) に対してトカマクとは異なる依存性を拡散係数に与える原因となる。また、リップル捕捉粒子による新古典輸送は、両極性粒子拡散条件を通して、 E_r を決定するという軸対称磁場配位にはない物理機構を与える。リップル捕捉粒子の径方向ドリフト速度を v_{dr} 、実効衝突周波数を $1 / \tau \sim \nu_a^{eff} \sim \nu_a / \epsilon_h$ 、 $E \times B$ ドリフトによる捕捉粒子のポロイダル回転周波数 $\omega_E = c E_r / r B$ で表す。実効衝突時間 τ の間に動く捕捉粒子の小半径方向の軌道幅を l とすると、 $\omega_E < \nu_a^{eff}$ の場合は、 $l \sim v_{dr} / \nu_a^{eff}$ となり、一方、 $\omega_E > \nu_a^{eff}$ の場合は、 $l \sim v_{dr} / \omega_E$ となる。従って、 v_{dr} が質量依存性を持たないことを考慮して、新古典リップル拡散係数 $\chi_a^{ripple} \sim \epsilon_h^{1/2} l^2 / \tau$ を評価すると、 $\omega_E < \nu_a^{eff}$ の場合は、 $\chi_a^{ripple} \sim \epsilon_h^{1/2} v_{dr}^2 / \nu_a^{eff} \propto m_a^{1/2}$ であるのに対して、 $\omega_E > \nu_a^{eff}$ の場合は、 $\chi_a^{ripple} \sim \epsilon_h^{1/2} v_{dr}^2 \nu_a^{eff} / \omega_E^2 \propto m_a^{-1/2}$ となり、質量の増大と共に拡散係数が減少するという結果を得る。このような逆の質量依存性は、電場 E_r によって捕捉粒子の軌道幅 l が縮小することにより現れたことに注意しよう。また、質量に関する χ_a^{ripple} のスケールリングが $\chi_a^{ripple} \propto m_a^{-1/2}$ から $\chi_a^{ripple} \propto m_a^{-1/2}$ へ変わるために必要な電場 (E_r)_c は、境界条件 $\omega_E \sim \nu_a^{eff}$ から与えられ、(E_r)_c $\propto m_a^{-1/2}$ となり、質量の増加とともに、(E_r)_c は減少することがわかる。

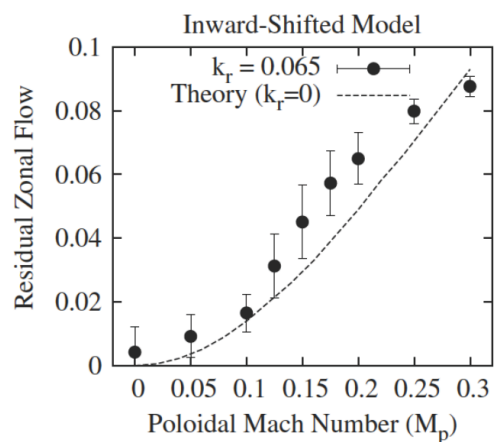
微視的不安定性による乱流輸送を取り扱うジャイロ運動論[1]では、磁力線垂直方向の乱流揺動の特徴的な波長 λ および周波数 ω として、それぞれ、ジャイロ半径 ρ_a および v_{Ta} / L (v_{Ta} : 熱速度、 L : 平衡量の勾配スケール長) を使い、典型的な乱流拡散係数として、いわゆるジャイロ-ボーム-スケールリング $\chi_a^{GB} \sim \lambda^2 \omega \sim \rho_a^2 v_{Ta} / L \sim (\rho_a / L) (c T_a / e_a B)$ が与えられ、 $\chi_a^{GB} \propto m_a^{1/2}$ が導かれる。単純な例として、波長領域 $\lambda \sim \rho_i$ で不安定なイオン温度勾配 (ITG) モードによる乱流イオン熱拡散係数 χ^{ITG} と、波長領域 $\lambda \sim \rho_e$ で不安定な電子温度勾配 (ETG) モードによる乱流電子熱拡散係数 χ^{ETG} をそれぞれの線形モード構造や成長率から評価すると、上述のジャイロ-ボーム-スケールリングの予測と同じく、 $\chi^{ITG} / \chi^{ETG} \sim (m_i / m_e)^{1/2} \gg 1$ となることが予想される。しかし、トーラスプラズ

マにおけるITGおよびETG乱流に対して、それぞれ、ジャイロ運動論的乱流輸送シミュレーションを実行してみると、 $\chi^{ITG} \sim \chi^{ETG}$ となることがわかった。これは、乱流渦構造の磁気面垂直方向のスケール長 l が単純に ρ_a に比例するのではなく、ITG乱流では、ゾーナルフローと呼ばれる微視的なポロイダル $E \times B$ シアーフローが生成され、それがITGモードの渦構造を壊し、 l を低減するのに対して、ETG乱流では、相対的にゾーナルフローが生成されにくく、いわゆるストリーマーとよばれる l の長い構造が生じるためである。このように、ジャイロ-ボーム-スケーリング則を破る局所乱流輸送係数を得るには、小半径方向のモード構造を壊すゾーナルフローのような物理機構が必要になる。しかしながら、フラックス-チューブを用いた従来の局所ITG乱流のジャイロ運動論的シミュレーションに基づく限り、異なるイオン種に対して、同様にゾーナルフローが生成され、乱流イオン熱拡散係数はジャイロ-ボーム則に従って、 $\chi^{ITG} \propto m_i^{1/2}$ とならざるを得ない。

最近、我々のグループは、ヘリカル系プラズマに対するフラックス-チューブ-バンドル-モデル[下図(左)参照]を用いた多重スケール-ジャイロ運動論的シミュレーション手法を提唱し[2,3]、巨視的径電場 E_r による $E \times B$ 回転により、微視的 $E \times B$ ゾーナルフローの生成が促進され[下図(右)参照]、ジャイロ-ボーム則を破る同位体効果を持つ χ^{ITG} が生じうることを示した[4,5]。乱流輸送と前述の新古典リップル輸送の両方において、 $E \times B$ 回転が輸送係数の同位体効果に影響するという共通点があることは、たいへん興味深い。同位体効果を含めた乱流輸送スケーリングの予測精度を向上させるには、さらにジャイロ運動論的シミュレーションを拡張して進めていく必要があるが、このような、同位体効果を左右する巨視的径電場 E_r や非軸対称磁場の影響は、Hモードトカマク周辺領域やまた高速トロイダル回転トカマクにも共通するものであると考えられる。今後も、トラスプラズマ研究全体の重要課題である同位体効果の解明に向け、理論・シミュレーションと実験の連携を進めていく必要があるが、LHDの重水素実験によって、その大きな研究基盤が提供されるであろう。



フラックス-チューブ-バンドル-モデル [2,3]



残留ゾーナルフローはポロイダル-マッハ数 M_p (電場 E_r に比例) の増加と共に増大する[4,5]。

- [1] 洲鎌英雄, 渡邊智彦, “ジャイロ運動論による磁化プラズマ乱流の研究”, 日本物理学会誌 **68**, 296 (2013).
- [2] H. Sugama, T.-H. Watanabe, M. Nunami, S. Satake, S. Matsuoka, and K. Tanaka, Plasma and Fusion Res. **7**, 2403094 (2012).
- [3] T.-H. Watanabe, H. Sugama, M. Nunami, and M. Nakata, J. Phys. Conf. Ser. **399**, 012020 (2012).
- [4] H. Sugama and T.-H. Watanabe, Phys. Plasmas **16**, 056101 (2009).
- [5] T.-H. Watanabe, H. Sugama, and M. Nunami, Nucl. Fusion **51**, 123003 (2011).