

ジャイロ運動論におけるプラズマ加熱と粒子フラックス

Particle flux by heating in gyrokinetic theory

宮戸 直亮

Naoaki MIYATO

量子科学技術研究開発機構 量子エネルギー部門 六ヶ所研究所

Rokkasho Fusion Institute, National Institutes for Quantum Science and Technology

大域的なジャイロ運動論シミュレーションではプラズマの温度勾配を作るためにジャイロ中心空間における熱ソース（シンク）が用いられる。通常ジャイロ運動論シミュレーションでは粒子のジャイロ中心位置 \mathbf{X} を変えない熱ソース（シンク）項が用いられるが、粒子位置 \mathbf{x} を変化させる。一般にジャイロ中心空間におけるソース項 S による粒子フラックスは

$$\Gamma_S = - \int d^3v \left[\rho \mathcal{J} S - \frac{1}{2} \nabla \cdot (\rho \rho \mathcal{J} S) + O(\rho^3) \right] \quad (1)$$

と表され、粒子密度ソース S_n とジャイロ中心密度ソース S_N の関係が $S_n = S_N + \nabla \cdot \Gamma_S$ で与えられることが示される [1]。ここで $\rho = \mathbf{x} - \mathbf{X}$ 、 $\int d^3v$ はジャイロ中心座標として $\mathbf{Z} = (\mathbf{X}, U, \mu, \xi)$ を用いるなら $d^3v = dU d\mu d\xi$ 、 \mathcal{J} は粒子相空間からジャイロ中心空間への変換のヤコビアンである。したがってジャイロ中心空間で純粋な熱ソース（すなわち $S_N = 0$ ）を用いたとしても、一般には $S_n \neq 0$ となり熱ソースのみで粒子密度分布が時間とともに変化する事がわかる。磁場に垂直な加熱 $S_{P_\perp} \equiv \int d^3v \mu B \mathcal{J} S$ があれば

$$S_n = \frac{1}{2} \nabla_\perp^2 \frac{S_{P_\perp}}{m\Omega^2} \quad (2)$$

という S_n が現れることは第 35 回年会で報告したとおりである。磁場に垂直なイオン加熱があると（物理的な）粒子空間における渦方程式で渦度のソースとして働き電場に影響を与える。

$$-\nabla \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v}_E \cdot \nabla \right) \left(\frac{n_i m_i}{B^2} \nabla_\perp \varphi + \frac{\nabla_\perp p_{\perp i}}{B\Omega_i} \right) + \nabla_{\parallel} j_{\parallel} = - \frac{1}{2B\Omega_i} \nabla_\perp^2 S_{P_\perp i} \quad (3)$$

この効果による内部輸送形成の研究が行われた [2]。なお通常のジャイロ運動論シミュレーションで用いられる線形分極の近似モデルでは、渦方程式の非線形項を完全に復元できずレイノルズ応力の評価が不完全となる [3]。

上記は磁場に垂直な加熱の空間変化が粒子フラッ

クスを駆動し、その発散が粒子密度のソース項となったものだが、磁場が空間的に変化する場合、さらに様々な項が Γ_S に現れることを今回報告する。特に磁力線に垂直な加熱だけでなく、磁力線方向の加熱に由来する項も現れる。そのためには変位ベクトル $\rho = \rho_0 + \rho_1 + \dots$ の高次項 ρ_1 を考える必要がある（なお、さきほどの項はラーマー半径ベクトル ρ_0 のダイアディックテンソルに由来する）。 ρ_1 にはジャイロ中心変換に由来する ρ_{1gy} と案内中心変換に由来する ρ_{1gc} があるが、 ρ_{1gc} を考えなければならない。標準的な Littlejohn の場合 [4]、 ρ_{1gc} のジャイロ平均は

$$\langle \rho_{1gc} \rangle = - \left\{ \frac{\mu B}{2m\Omega^2} (\nabla \cdot \hat{b}) \hat{b} + \frac{U^2}{\Omega^2} \hat{b} \cdot \nabla \hat{b} + \frac{3}{2} \frac{\mu B}{m\Omega^2} \nabla_\perp \log B \right\} \quad (4)$$

で与えられる [5]。これを用いて Γ_S を計算すれば、磁場の曲率に由来して磁力線方向の加熱による粒子フラックスが現れることが分かる。他の 2 項は磁場に垂直な加熱による粒子フラックスを引き起こす。この ρ_{1gc} は標準的なジャイロ運動論モデルの定式化では無視されるので、これらの効果を含むためにはジャイロ運動論的ハミルトニアンに ρ_{1gc} を含む項を追加する拡張を行う必要がある [5, 6]。また ρ_{1gc} の詳細は案内中心変換の高次の変換に依存しバリエーションが存在する。その場合、微分 1-形式のシンプレクティック部分の高次項も異なる。

[1] N. Miyato, Phys. Plasmas **28**, 062304 (2021).

[2] A. Strugarek et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 145001 (2013); Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 074013 (2013).

[3] M. Held et al., Nucl. Fusion **58**, 104001 (2018).

[4] R. G. Littlejohn, Phys. Fluids **24**, 1730 (1981).

[5] N. Miyato, B. D. Scott and M. Yagi, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 074011 (2013).

[6] N. Miyato, Contrib. Plasma Phys. **56**, 543 (2016).